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

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ

Том 1

XV Минский международный форум по тепло- и массообмену XV Minsk International Heat and Mass Transfer Forum 23 – 26 мая 2016 г.

Минск 2016

УДК 536.24

Издание представляет собой первый том расширенных тезисов докладов и сообщений XV Минского международного форума по тепло- и массообмену.

Сборник содержит тезисы докладов и сообщений по конвективно-радиационному теплообмену (секция № 1), тепломассопереносу при фазовых превращениях (секция № 2).

Редакционная коллегия:

академик НАН Беларуси чл.-корр. НАН Беларуси чл.-корр. НАН Беларуси доктор техн. наук доктор физ.-мат. наук канд. физ.-мат. наук О. Г. Пенязьков В. М. Асташинский Н. В. Павлюкевич И. Г. Гуревич А. С. Сметанников Ю. А. Станкевич А. Д. Чорный Наука является коллективным творчеством и не может быть ничем иным; она как монументальное сооружение, строить которое нужно века, и где каждый должен принести камень, а этот камень часто стоит ему иелой жизни.

А. Пуанкаре

МИНСКОМУ ФОРУМУ ПО ТЕПЛО- И МАССООБМЕНУ 55 ЛЕТ!

Весной 1961 г. в Минске по инициативе Алексея Васильевича Лыкова состоялось первое «Всесоюзное совещание по тепломассообмену (с приглашением зарубежных ученых)», положившее начало этим «сборищам» (как шутливо однажды назвал их Михаил Адольфович

Стырикович), созываемым с олимпийской периодичностью: раз в четыре года. В 1988 г. это собрание ученых получило новое название: «Минский международный форум по тепломассообмену». Решение о его проведении принималось «наверху» и, в известной степени, имело политическое значение. Заключенное в скобки дополнение к названию совещания, учитывая разделявший в те годы мир «железный занавес», было не случайным и означало появление некоторого потепления отношений, которым воспользовались обе стороны. Решения о проведении (включая даты) последующих четырех совещаний согласовывались и утверждались Постановлением Бюро ЦК КПБ. Это обстоятельство сыграло свою роль в 1976 г. (5-е совещание). Поскольку гостиничный комплекс Минска был в те годы весьма ограничен, разрешение на бронирование мест для



Академик АН БССР А. В. Лыков

участников совещаний давал Горисполком, и когда Институт обратился за таким разрешением, был получен отказ и предложение перенести дату совещания (причина отказа – проведение в эти же сроки декады украинского искусства). Пришлось обращаться в ЦК со ссылкой на номер и дату соответствующего постановления. Решение было положительным.

В первом совещании приняли участие 740 человек, в том числе 15, пользуясь терминологией сегодняшнего дня, – из дальнего зарубежья. Среди них – один из основоположников термодинамики необратимых процессов профессор С. Р. де Грот, профессор Эрнст Эккерт, введший в оборот термин «Heat Mass Transfer», профессор Д. Б. Сполдинг, профессор Ульрих Григуль и др. Представленные на совещании доклады и сообщения были изданы в течение 1962–1963 гг. в 5 томах Госэнергоиздатом и Издательством Академии наук БССР.

Интерес к этому мероприятию нарастал, его пик приходится на 1972 г. (4-е совещание), в котором приняли участие 1335 человек, в том числе 103 – из дальнего зарубежья; были представлены 883 доклада и сообщения. С распадом СССР, с разрушением «железного занавеса» число участников форума уменьшилось и в последние периоды находится на уровне 300–400 человек.

В разные годы в этих совещаниях, форумах принял участие практически весь цвет мировой науки: ведущие ученые, работавшие в различных областях знаний (термодинамика, теплофизика, аэродинамика, теплотехника и др.), объединенных термином «тепломассоперенос», и представлявшие различные научные школы. Они участвовали как докладчики, формировали секции и руководили их работой. Перечень их велик, многие из них уже ушли из жизни, но остались их труды, книги, учебники, по которым учились, учатся и будут учиться нынешнее и последующие поколения студентов, аспирантов, докторантов.



Президиум 1-го совещания. Первый ряд (слева направо) профессора: У. Григуль, Дж. Хартнетт, К. Гейзли, А. Дж. Ид, Д. Б. Сполдинг, С. Р. де Гроот, С. Р. Эккерт, президент АН БССР академик АН БССР В. Ф. Купревич, академик АН БССР А. В. Лыков



В зале заседаний Всесоюзного совещания по тепломассообмену (1961 г.)

Московская школа – Всеволод Сергеевич Авдуевский («Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике»^{*}), Александр Григорьевич Мержанов (основоположник

теории и практики самораспространяющегося высокотемператур-



Академик РАН А. Г. Мержанов

ного синтеза), Петр Александрович Ребиндер (основоположник физико-химической механики), Александр Александрович Самарский (основоположник теории операторно-разностных схем, общей устойчивости теории разностных схем). Адольфович Михаил Стырикович (в соавторстве с С. С. Кутателадзе – «Гидравлика газожидкостных систем», - первая в мире обобщившая теоретические книга. экспериментальные исследования по данной теме), Александр Ефимович Шейндлин (в

соавторстве с В. А. Кириллиным – «Техническая термодинамика»), Вениамин Григорьевич Левич («Физико-химическая гидродинамика»), Борис Сергеевич Петухов («Теплообмен в движущейся



Академик АН СССР В. С. Авдуевский

однофазной среде. Ламинарный пограничный слой», «Избранные труды. Вопросы теплообмена»), Григорий Исаакович Баренблатт («Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа»), Александр Адольфович Гухман («Применение теории подобия к исследованиям процессов тепло- и массообмена»), Пантелеймон Дмитриевич Лебедев («Теплообменные, сушильные и холодильные установки»).



Академик АН СССР М. А. Стырикович, чл.-корр. РАН Б. С. Петухов, академик РАН П. А. Ребиндер, академик РАН А. А. Самарский

Ленинградская (Петербургская) школа – Самсон Семенович Кутателадзе (совместно с А. И. Леонтьевым – «Теория относительных предельных законов турбулентного пограничного слоя сжимаемого газа», «Анализ подобия и физические модели»), Петр Григорьевич Романков («Теплообменные процессы химической технологии»), Аркадий Григорьевич Блох («Основы теплообмена излучением»), Вениамин Миронович Боришанский (совместно с С.С. Кутателадзе - «Справочник по теплопередаче»), Лев Абрамович Вулис («Термодинамика газовых потоков», «Теория и расчет магнитогазодинамического течения в каналах»), Исаак Павлович Гинзбург («Аэрогазодинамика»), Лев Герасимович Лойцянский («Механика жидкости и газа»), Илья Исаакович Палеев («Теория топочных процессов»), Абрам Филиппович Чудновский («Теплофизические характеристики дисперсных материалов»).

Здесь и ниже приводятся области научных интересов или названия книг, в свое время ставшие и зачастую остающиеся настольными для исследователей, работающих в соответствующих областях знаний.



Академик АН СССР С. С. Кутателадзе, профессора А. Ф. Чудновский и В. А. Баум, профессор Л. Г. Лойцянский, член-корр. АН СССР П. Г. Романков



Академик АН УССР В. И. Толубинский

Киевская школа – Олег Аркадьевич Геращенко «Основы теплометрии», «Температурные измерения: Справочник»), Евгений Павлович Дыбан («Теплообмен и гидродинамика турбулизированных потоков»), Всеволод Иванович Толубинский (теплообмен и гидродинамика при парообразовании в процессах и аппаратах энергетики и новой техники).

Минская школа – Алексей Васильевич Лыков («Теория сушки», «Теория теплопроводности», «Тепломассообмен. Справочник») Андрей Капитонович Красин (один из научных руководителей строительства первой в мире АЭС (Обнинской), основоположник нового научного направления – использование ядерных излучений

для осуществления радиационно-химических процессов и радиационной модификации материалов), Рем Иванович Солоухин (фундаментальные результаты: в области горения и детонации в газах, лазерной тематике), Олег Григорьевич Мартыненко («Теплообмен

смешанной конвекцией»), Анатолий Герасимович Шашков («Теплопроводность газовых смесей»), Сергей Степанович Забродский («Гидродинамика и теплообмен в псевдоожиженном (кипящем) слое»), Зиновий Пинхусович Шульман («Конвективный тепломассоперенос реологически сложных жидкостей»).

Латвийская школа – Юрий Ананьевич Михайлов («Теория тепло- и массопереноса» в соавторстве с А. В. Лыковым, «Вариационные методы в теории нелинейного тепло- и массопереноса»).



Член-корр. АН СССР Р. И. Солоухин

Академик АН БССР А. К. Красин

Литовская школа – Альгирдас Альфонсович Жукаускас («Конвективный перенос в теплообменниках»).

Дальнее зарубежье – США: Эрнст Эккерт («Теория тепло- и массообмена»), Джим Хартнетт (теплоперенос в вязкопластичных жидкостях), Эфраим Спэрроу («Теплообмен излучением»), Чанг-Лин Тьен (радиационная газодинамика); Англия – Д. Б. Сполдинг («Основы теории горения», «Конвективный массоперенос»); Франция – Эдмон Брюн (тепломассообмен при высоких скоростях и глубоком вакууме), Нидерланды – С. Р. де Гроот (один из основоположников термодинамики необратимых процессов); Германия – Ульрих Григуль («Основы учения о теплообмене»), Эрих Хане (тепломассоперенос при фазовых превращениях, оптические методы измерений); Япония – Риозо Тоэи (процессы сушки); Польша – Я. Циборовский (тепломассоперенос в химико-технологических и сушильных процессах), Югославия – Н. Афган (гидродинамика и теплообмен двухфазных систем).



Профессор Б. Сполдинг П

Профессор Дж. Хартнетт

Профессор К. Гейзли

Профессор С. Р. Эккерт

Несмотря на стремительное развитие информационных технологий, «живое» общение между поколениями ученых, опыт публичных выступлений, дискуссий остается чрезвычайно важным, ценным и востребованным. Это дает основание рассчитывать на будущие встречи на Минских форумах по тепломассообмену.

И. Г. Гуревич Ученый секретарь оргкомитетов I–XV форумов

КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН

УДК 536.24:533

ИССЛЕДОВАНИЕ МАССООБМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В СТРУЙНО-НИШЕВОЙ СИСТЕМЕ СЖИГАНИЯ ТОПЛИВА

М. З. Абдулин¹, А. А. Серый²

¹ООО «Научно-производственная компания «Струйно-нишевая технология», г. Москва, Россия ²Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», Киев, Украина

Введение. Организация надежной работы топливосжигающего оборудования во многом зависит от устойчивости рабочего процесса горелочных устройств (рациональная раздача топлива в потоке окислителя, поджиг и стабилизация факела, максимальная глубина выгорания топлива). Обеспечение надежного зажигания, стабилизации и полного выгорания топлива определяет в целом эколого-экономические показатели огнетехнических объектов. В горелочных устройствах струйно-нишевого типа стабилизация пламени осуществляется в зоне обратных токов (ЗОТ) циркуляционного течения, возникающего в результате аэродинамического взаимодействия струй топлива и окислителя в ближнем следе за рядами газоподающих отверстий и нишевой полости. При этом важное значение имеет оценка массообменных характеристик активного потока и зон циркуляции за плохообтекаемым телом, обеспечивающих надежное поджигание топливной смеси.

Анализ исследований и публикаций. Анализ основных типов оборудования, использующие газообразное топливо, показывает, что стабилизация процесса сжигания обеспечивается:

• термическая стабилизация (поджигание свежей смеси происходит при контакте с раскаленными элементами амбразуры котла);

• аэротермическая стабилизация (поджиг свежей смеси осуществляется высоко нагретыми продуктами сгорания из зоны обратных токов), которая может быть организована при использовании закрутки потока или плохообтекаемых тел, таких как уголок или пилон [1].

Формирование целей и задач. Актуальность работы определяется необходимостью улучшения пусковых характеристик, расширения пределов мощности и коэффициента регулирования горелочных устройств (ГУ) струйно-нишевого типа при сохранении основных преимуществ универсальной струйно-нишевой технологии сжигания, которая успешно применяется в различных отраслях промышленности и сельского хозяйства [2]. При этом необходимо учитывать тот факт, что основные характеристики рабочего процесса данных горелок определяются свойствами струйно-нишевой системы (СНС) [3]. В работе основное внимание уделено массообменным процессам в СНС на пусковых и предельных (срывных) режимах работы ГУ и огнетехнических объектов (ОО). Следует отметить, что результаты исследований представляют значительный научный интерес с точки зрения организации механизма горения (диффузионного, микродиффузионного или кинетического).

Методика проведения эксперимента. В основе исследований по определению расходных характеристик ЗОТ принято предположение о равенстве концентрационных полей в затененной зоне плохообтекаемого тела на границе «бедного» срыва пламени при кинетическом и диффузионном сжигании топлива [4]. Схема проведения эксперимента приведена на рис. 1 (G_{Γ_1} – расход газа при подаче его в набегающий поток окислителя непосредственно перед нишевым стабилизатором, G_{Γ_2} – подача топлива в поток окислителя для организации сжигания гомогенной смеси, G_B^p – расход смеси, которая поступает в нишу за счет процессов массообмена, G_B – общий расход воздуха).



Рис. 1. Схема лабораторной установки для исследования массообменных характеристик CHC: L/H = 20/5; 40/10 мм, $H_{\rm K} = 72$ мм

В случае использования нишевой полости в качестве плохообтекаемого стабилизатора пламени это условие будет представлено в следующем виде:

$$\alpha_{_{_{H}}} = \frac{G_{_{B}}^{^{p}}}{G_{_{\Gamma_{1}}}L_{_{0}}} = \frac{G_{_{B}}}{G_{_{\Gamma_{2}}}L_{_{0}}},\tag{1}$$

$$\frac{G_{\Gamma_1}}{G_{\Gamma_2}} = \frac{G_B^p}{G_B} = n,$$
(2)

где L_0 – стехиометрический коэффициент, M^3/M^3 .

Анализ результатов исследований. Подтверждение автомодельности массообменных процессов набегающего потока с циркуляционным течением было установлено в ряде работ по обтеканию уголковых стабилизаторов [5]. Определено, что относительная величина количества воздуха, попадающего в ЗОТ, определяется геометрическими размерами стабилизатора и почти не зависит от скоростного режима процесса, но изменяется при варьировании шага расположения уголков. Результаты измерений в условиях СНС приведены на рис. 2.



Рис. 2. Расход смеси в ЗОТ в зависимости от скорости воздуха СНС. L/H = 40/10, $H_{\rm K} = 36$ мм

Таким образом, для геометрических условий L/H = 40/10 мм, $H_{\kappa} = 3.6$ мм *n* составляет порядка 3,5% от общего расхода воздуха и, очевидно, определяется такими геометрическими характеристиками системы как L/H и H_{κ} . Следует отметить, что при практически неизменном относительном расходе воздуха в ЗОТ абсолютный расход увеличивается пропорционально скорости потока воздуха в СНС. Для определения количества смеси в ЗОТ в условиях L/H = 40/10 предлагается следующая зависимость:

$$\frac{G_B^p}{G_B} = 0.13 \cdot \left(\frac{H_{\mu}}{H_{\kappa}}\right)^{1,1}.$$
(3)

В условиях эксперимента менялись не только размеры ниши, но и высота канала. При уменьшении высоты наблюдалось сужение пределов устойчивого горения (рис. 3).





В результате обработки экспериментальных данных относительно влияния величины загромождения канала пилонами следует отметить следующие основные результаты: геометрически большая нишевая полость требует большего количества топлива для обеспечения надежного процесса стабилизации топлива в сравнении с меньшими по объему нишами и тем самым не способна обеспечить такой же диапазон устойчивого горения в системе. Указанная особенность наблюдается при горении в СНС с высотой канала H_{κ} более 40 мм, где, по всей видимости, пристеночные эффекты минимизируются. При дальнейшем уменьшении высоты канала происходит обратная картина, т. е. предпочтительнее использовать более глубокие ниши с точки зрения расширения пределов устойчивого горения (H > 5 мм). Следует отметить, что геометрическая глубина каверны ограничивается размерами пилона и в действительных горелочных устройствах находится в следующих пределах: H = 5-10 мм.

Обобщающая зависимость, позволяющая оценить границу «бедного» срыва пламени в системе при учете основных теплофизических характеристик используемого топлива, коэффициента массообмена каверны с основным потоком смеси и скоростными параметрами системы приведена ниже (применима для условий $H_{\kappa} > 45$ мм):

$$\alpha_{\Sigma}^{B.cp.} = \frac{Q_{\mu}^{p}}{\left(\frac{1}{\alpha_{30T}} + L_{o}^{2}, 5n\right)c_{p}\left(T_{3} - T_{cM}\right)} - \frac{\left(W_{B}^{2}\right)^{1,9}}{\left(100 - W_{B}^{2}\right)^{0,68}},$$

где n – коэффициент массообмена; Q_{μ}^{p} – низшая теплотворная способность топлива, Дж/м³; α_{30T} – коэффициент избытка воздуха в ЗОТ соответствующий низшему концентрационному пределу воспламенения топлива; c_{p} – изобарная теплоемкость продуктов сжигания,

Дж/($M^3 \cdot K$); T_3 – температура воспламенения, K; T_{cM} – температура горючей смеси, K; W_B – скорость воздуха, м/с.

Так, в соответствии с поставленными задачами в работе достигнуто снижение пускового давления газа в системе (рис. 4).



Рис. 4. Зависимость давления природного газа в ГУ на пусковых расходах топлива для ГУ различных типов

Приведены сравнительные результаты по пусковому давлению газа в газовом коллекторе перед горелками, видно, что ГУ типа СНТ выгодно отличаются от устройств, работающих по газодинамической схеме с закруткой потока горючей смеси, и позволяют производить пуск ОО при минимальном давлении топлива (меньше 1 мм в. ст.), что минимизирует пусковой расход газа и снижает вероятность термических ударов. Указанные особенности дополнительно обеспечивают надежную работу оборудования на пусковых режимах без хлопков и взрывов, тем самым, позволяя достич максимальной равномерности температурного поля продуктов сгорания в топочном объеме. Это свойство СНС дает возможность регулировать мощность ОО всеми горелками одновременно, а не частичным отключением. Внедрение данных результатов на сотнях ОО позволило достичь экономического эффекта за счет значительной экономии топлива при работе на частичных тепловых нагрузках (рис. 5).



Рис. 5. КПД модернизированного ОО в рабочем диапазоне тепловых нагрузок

Выводы

1. Определены геометрические размеры СНС для улучшения пусковых режимов работы.

2. Предложена зависимость позволяющая оценить границу бедного срыва пламени с учетом основных геометрических характеристик СНС: размера ниши и воздушного канала, массообменных качеств, вида используемого горючего газа и режимных параметров работы системы.

3. Результаты лабораторных исследований использованы при проектировании промышленных ГУ для различных типов топливоиспользующего оборудования (котлы, печи, сушила).

Литература

1. Пчелкин Ю. М. Камеры сгорания газотурбинных двигателей. М : Машиностроение, 1973. – 392 с.

2. Абдулин М. З., Дворцин Г. Р., Жученко А. М. Технология сжигания – определяющий фактор эффективности огнетехнических объектов // Новости теплоснабжения. 2008. № 4. С. 31–34.

3. Ибрагим Джамал. Особенности рабочего процесса модуля горелочного устройства с поперечной подачей струй газа: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Киев: КПИ, 1997. – 118 с.

4. Lefebvre A. H., Ibrahim A. R. A. F., Berson N. C. Factors affecting fresh mixture entrainment in bluff-body stabilized flames // Combustion and Flame. 1966. Vol. 10, No. 3. Pp. 231–239.

5. Христич В. А., Любчик Г. Н., Бутовский Л. С. О расходных характеристиках рециркуляционной зоны за уголковым стабилизатором // Вестник КПИ. Теплоэнергетика. 1964. С. 328–341.

УДК 521.455

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ МОДЕЛЕЙ ПРЯМОТОЧНЫХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

В. А. Архипов¹, И. К. Жарова¹, Е. А. Маслов^{1,2}, Б. В. Борисов², А. Ю. Крайнов¹

¹Научно исследовательский институт прикладной математики и механики Национального исследовательского Томского государственного университета, г. Томск, Россия ²Национальный исследовательский Томский государственный политехнический университет, г. Томск, Россия

Активизация работ по созданию крылатых ракет с гиперзвуковыми скоростями полета требует решения задачи повышения скорости полета летательных аппаратов внутри атмосферной зоны. Применение прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД) на твердом топливе [1, 2] является перспективным в плане решения этой задачи. В ПВРД открытой схемы [2] горение твердотопливного заряда происходит в высокоскоростном потоке газов (смесь атмосферного воздуха и продуктов газификации и горения топлива). Закономерности горения твердых ракетных топлив (ТРТ) и скорости горения твердых горючих материалов (ТГМ) в потоке окислителя в широком диапазоне чисел Маха определяются структурой и термодинамическими параметрами обтекающего газового потока. Геометрические характеристики проточного тракта двигателя в процессе работы ПВРД изменяются вследствие выгорания топливать взаимное влияние процессов изменения геометрических характеристик проточного тракта и изменения структуры и параметров обтекающего потока. Одним из основных этапов при разработке методик расчета внутри-

баллистических характеристик ПВРД (тяги, удельного импульса, скорости горения топлива, внутрикамерного давления и т. д.) является моделирование структуры и параметров газового потока в проточном тракте двигателя. При этом вследствие сложности внутрикамерных процессов и изменения геометрических характеристик проточного тракта в процессе работы ПВРД в условиях транс- и сверхзвуковых скоростей обтекания разрабатываемые математические модели требуют верификации путем сопоставления с экспериментальными данными. Испытания натурных двигателей связаны с большими материальными и энергетическими затратами. В связи с этим для получения объективной экспериментальной информации более целесообразно проводить предварительные исследования на модельных двигательных установках.

В настоящей работе представлены результаты экспериментально-теоретического исследования структуры и основных параметров воздушного потока в плоской и осесимметричной моделях ПВРД в диапазоне чисел Maxa M = 2–6.

Экспериментальное исследование проводилось на модельной аэродинамической установке (МАУ) [3] на открытом воздухе при атмосферном давлении с измерениями давления и температуры и визуализацией структуры потока в проточном тракте моделей ПВРД.

Система предварительного подогрева рабочего газа до 500 °С реализована с использованием подогревателя кауперного типа, состоящего из силового трубопровода с набором теплоаккумулирующих пластин. Общая мощность – 18 кВт.

Сверхзвуковой поток в рассматриваемом диапазоне чисел Маха создавался с использованием стальных осесимметричных профилированных сопел.

В процессе выполнения экспериментов измерялось давление в форкамере и в проточном тракте установки, а также контролировалось давление в баллонах со сжатым воздухом. Для измерения полного и статического давления в серии опытов в сверхзвуковом воздушном потоке в рабочей камере МАУ применялись разработанные в ЦАГИ комбинированные датчики давления, позволяющие измерять оба давления одновременно.

Визуализация сопровождающих течение газов в рабочей части МАУ процессов проводилась по методу Теплера в параллельном пучке лучей [4].

Общий вид экспериментального аэродинамического стенда приведен на рис. 1.



Рис. 1. Общий вид экспериментального аэродинамического стенда

Исследование структуры и характеристик обтекания проточного тракта ПВРД сверхзвуковым потоком проводилось для типичной открытой схемы двигателя с канальным зарядом ТГМ. Были разработаны и изготовлены два варианта модельных ПВРД – плоская (рис. 2) и осесимметричная (рис. 3) модели.



Рис. 2. Плоская модель ПВРД



Рис. 3. Осесимметричная модель ПВРД

Измерение температуры в форкамере и в проточном тракте моделей ПВРД проводилось термопарным методом. Был осуществлен выбор типа и характеристик термопары, обеспечивающей работоспособность и получение достоверных результатов термопарных измерений в условиях высоких динамических нагрузок. Температура воздушного потока T определялась по заданным значениям температуры торможения T_0 и числа Маха по формуле [5]:

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \mathbf{M} \right)^{-1},$$

где ү – показатель адиабаты обтекающего газа.

На рис. 4 приведены типичные результаты измерения температуры торможения в проточном тракте осесимметричной модели ПВРД для значения числа Maxa M = 5.



Рис. 4. Результаты измерения температуры торможения в проточном тракте осесимметричной модели ПВРД

Анализ визуализированной структуры потока показал, что для исследуемых режимов обтекания в проточном тракте моделей ПВРД развивается течение с набором косых ударных волн. Полученные экспериментальные данные о структуре и основных параметрах воздушного потока в проточном тракте плоской и осесимметричной моделей являются объективной информацией для построения адекватных математических моделей внутрикамерных процессов в рассматриваемом классе двигательных установок.

Газодинамические процессы в канале модельного двигателя моделировались с использованием уравнений газовой динамики в двухмерной плоской постановке. На входе в расчетную область ставились граничные условия, соответствующие параметрам натекающего потока. Система уравнений решалась методом С. К. Годунова [6] на преобразованной к форме контура модели сетке. Решение проводилось до установления стационарного течения в проточном тракте модели и в обтекающем модель потоке.

По результатам численного исследования получено, что распределение газодинамических параметров и расположение ударных волн и косых скачков уплотнения в проточном тракте моделей и во внешнем потоке согласуются с экспериментальными данными.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI57814X0034.

Литература

1. Александров В. Н., Быцкевич В. М., Верхоломов В. К. и др. Интегральные прямоточные воздушно-реактивные двигатели на твердых топливах (основы теории и расчета) / Под ред. Л.С. Яновского. М.: ИКЦ «Академкнига», 2006. – 343 с.

2. Орлов Б. В., Мазинг Г. Ю., Рейдель А. Л. и др. Основы проектирования ракетнопрямоточных двигателей для беспилотных летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1967. – 424 с.

3. Звегинцев В. И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть 1. Установки для научных исследований. Новосибирск: Параллель, 2014. – 551 с.

4. Васильев Л. А. Теневые методы. М.: Наука, 1968. – 400 с.

5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. – 904 с.

6. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. – 400 с.

УДК 532.5.013.4

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦЫ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ МАССОВЫХ СИЛ

В. А. Архипов, Н. Н. Золоторев, Е. А. Маслов, А. С. Усанина

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Гетерогенные потоки с деформируемыми частицами дисперсной фазы (каплями, пузырьками) используются во многих тепломассообменных процессах. Как известно, массобмен с дисперсионной средой зависит от деформации капель (или пузырьков).

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования процесса потери устойчивости формы капли в области малых чисел Рейнольдса по механизму Рэлея – Тейлора при достижении критического значения числа Бонда Во_{кр}. Выбор данного режима движения частицы дисперсной фазы обусловлен тем, что большинство работ по обтеканию шара посвящены исследованиям неустойчивости Кельвина – Гельмгольца и течениям в области Re >>1 [1–3]. Для исследования деформации капли в области Re < 1 и Во = Во_{кр} гравитационное осаждение капли в поле ускорения силы тяжести дополняется ее радиальным движением в поле ускорения центробежной силы инерции, возникающей при вращении сосуда с жидкостью [4].

Экспериментальная установка для исследования устойчивости капли, движущейся в поле ускорения центробежных массовых сил, состоит из цилиндрического резервуара *1* радиусом 0.13 м и высотой 0.17 м, наполненного вязкой жидкостью 2 (рис. 1). Резервуар с рабочей жидкостью, установленный на основании 3, раскручивается с помощью электро-

двигателя 4 до необходимой угловой скорости n. Для того чтобы жидкость не выплескивалась при вращении, сверху резервуар закрыт прозрачной крышкой 5, обеспечивающей герметичность конструкции. Из устройства для получения капель 6, закрепленного на валу двигателя на расстоянии r_1 от оси вращения, начальная капля 7 поступает в резервуар с вязкой жидкостью. При этом капля 8 движется в радиальном направлении (к периферии резервуара) и одновременно движется вниз под действием силы тяжести. В процессе движения капли 8 ее деформация регистрируется скоростной видеокамерой CITIUS IMAGING C100 CENTURIO 9.



Рис. 1. Принципиальная схема установки для исследования устойчивости формы капли: 1 – цилиндрический сосуд; 2 – рабочая жидкость; 3 – основание; 4 – электродвигатель; 5 – прозрачная крышка; 6 – устройство для получения капель; 7 – начальная капля; 8 – движущаяся капля; 9 – скоростная видеокамера

Результаты экспериментального исследования получены для следующего диапазона значений определяющих параметров: диаметр капли ртути D = 4-6 мм, угловая скорость n = 4-9 оборотов в секунду, число Рейнольдса Re = 0.01-4, число Бонда Bo = 6.4-456, число Вебера We = 0.01-20. Скорость видеосъемки процесса движения капли в вязком потоке варьировалась в диапазоне 800-3000 кадров в секунду. При этом время экспозиции не превышало 0.1 мс.

Визуализация капли показала, что при малых значениях размеров капли и угловых скоростей жидкости капля сохраняет сферическую форму на протяжении всей траектории (рис. 2, a). При увеличении D и n, начиная с некоторого критического набора параметров, начинается деформация капли, причем степень деформации увеличивается с возрастанием радиальной координаты (рис. 2, δ).



Рис. 2. Форма капли ртуги для разных начальных параметров ($\mu_l = 7.67 \text{ Па·с}$): a - D = 3 мм, n = 4 об/c, Re = 0.045, We = 0.1, Bo = 28, $\beta = 1.9^{\circ}$; $\delta - D = 6 \text{ мм}$, n = 6.06 об/c, Re = 0.34, We = 2.9, Bo = 142; $\beta = 7.9^{\circ}$

На первом этапе потери устойчивости капли происходит незначительная деформация сферической формы, проявляющаяся в появлении небольшой «каверны» на поверхности капли (рис. 3). По мере увеличения числа Бонда или числа Рейнольдса размер «каверны»

увеличивается (второй этап). На третьем этапе потери устойчивости наряду с появлением «каверны» наблюдается сплющивание капли.



Рис. 3. Стадии деформации капли при числах Рейнольдса Re < 1

Во всех проведенных экспериментах качественная картина деформации была одинаковой и характеризовалась образованием осесимметричной «каверны» со стороны, противоположной направлению суммарного вектора ускорения капли $\vec{\omega}$.

Отметим, что величина угла β , характеризующего отклонение ориентации «каверны» от радиального направления, зависит от начальных параметров эксперимента и определяется отношением тангенциальной ω_{ϕ} и радиальной ω_{r} компонент вектора ускорения массовых сил $\vec{\omega}$. Значение β возрастает с увеличением диаметра капли, угловой скорости вращения резервуара и с уменьшением вязкости рабочей жидкости. Увеличение угла β тем больше, чем больше сила Кориолиса. Сравнение экспериментальных значений угла β и рассчитанных по формуле

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{\left| \vec{\omega}_{\varphi} \right|}{\left| \vec{\omega}_{r} \right|}$$

показало, что отклонение составляет не более 10° для всего диапазона исследуемых параметров.

Для проведенных экспериментов деформация начинается при Во_{кр} > 21 и We_{кp} > 0.5. При этом значения Во_{кр} и We_{кp} существенно зависят от числа Рейнольдса (табл. 1).

Таблица 1

Re	Bo _{κp}	We _{kp}	Условия экспериментов		
			<i>D</i> , мм	<i>n</i> , об/с	µ _l , Па∙с
0.03	260	0.50	6.35	7.85	15.0
0.04	300	0.60	6.7	7.85	15.0
0.09	253	1.29	5.5	7.85	15.0
0.19	81	0.91	6.0	6.06	7.7
0.20	22	0.37	3.0	4.00	3.2
0.23	68	1.00	6.0	5.90	6.6
0.23	77	1.00	6.0	5.98	6.6
0.26	90	1.31	6.0	5.94	6.6
0.48	29	1.03	6.0	3.00	3.2
0.63	35	1.79	6.0	6.00	3.2
0.67	21	0.95	6.0	5.17	2.2
0.82	44	3.03	6.0	5.00	3.2

Значения критериев подобия, соответствующие началу деформации капли

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10014).

Обозначения

D – диаметр капли, мм; n – угловая скорость, об/с; β – угол, характеризующий отклонение ориентации «каверны» от радиального направления; $\vec{\omega}$ – вектор ускорения массовых сил; ω_r – радиальная компонента вектора ускорения массовых сил; ω_{ϕ} – тангенциальная компонента вектора ускорения массовых сил.

Литература

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. – 464 с.

2. Васенин И. М., Архипов В. А., Бутов В. Г., Глазунов А. А., Трофимов В. Ф. Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986. – 261 с.

3. Harper E. Y., Grube G. W., I-Dee Chang. On the breakup of accelerating liquid drops // J. Fluid Mech. 1972. Vol. 52, Pt 2. Pp. 565–591.

4. Пат. МПК В01L 99/00. Российская Федерация. Устройство для исследования устойчивости движения капель / Архипов В. А., Березиков А. П., Васенин И. М., Трофимов В. Ф., Усанина А. С., Шрагер Г. Р. – № 2394649; заявл. 27.04.2009; опубл. 20.07.2010, электронный бюл. «Изобретения. Полезные модели». № 33.

УДК 533.15:536.25

ОСОБЕННОСТИ КОНВЕКТИВНОГО МАССООБМЕНА В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМАХ С ГАЗОМ-РАЗБАВИТЕЛЕМ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

М. К. Асембаева¹, Ю. И. Жаврин¹, М. С. Молдабекова², О. В. Федоренко¹

¹Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан ²Казахский национальный университет им. Абая, г. Алматы, Казахстан

Практически любое состояние газа или жидкости при изменении внешних условий может испытывать структурные превращения [1]. Очевидно, что существование режимов носит пороговый характер, и изменение их состояния связано с определенными значениями безразмерных параметров, например, чисел Рейнольдса, Релея, Маха и т. д. Многообразие режимов смешения значительно возрастает при исследовании многокомпонентных систем. Интенсивность тепломассопереноса в них, как правило, определяется молекулярным, конвективным, а чаще всего совместным действием перечисленных режимов [2]. При этом практически не принимается во внимание факт, что при диффузии может иметь место неустойчивость механического равновесия системы с последующим возникновением естественной конвекции [3, 4], которая заметно интенсифицирует суммарный массоперенос. Причем возникновение и развитие концентрационной гравитационной конвекции возможно не только в рамках традиционных представлений тепловых задач Рэлея [1, 5, 6], но и для ситуаций, когда движения возникают при устойчивой стратификации смеси [7]. В многокомпонентных газовых смесях возникновение конвекции связано с различием в коэффициентах взаимной диффузии компонентов и соотношениями между значениями парциальных градиентов концентраций [7], а для неизотермических условий и градиента температуры [8]. Как показали опыты, проведенные в [8–10], за счет разной подвижности

компонентов образуются стратифицированные по плотности области, которые в поле силы тяжести при определенных воздействиях могут служить причиной возникновения конвекции. Поэтому решение вопросов, связанных с определением механизма смены кинетических режимов «диффузия – конвекция» в многокомпонентных газовых смесях, параметров, определяющих возникновение конвективного режима, являются важными для задач конвективного тепломассопереноса.

В данной работе представлены опытные данные по изучению диффузионного и конвективного смешения в изотермической бинарной газовой смеси в равной степени разбавленной третьим газом при различных давлениях. Для теоретического анализа использована расчетная модель по определению границы смены режимов «диффузия – конвекция» в вертикальном цилиндрическом канале кругового сечения. Суть исследования состояла в том, что два диффундирующих в противоположных направлениях газа – гелий и метан – разбавлялись пропаном. Коэффициенты диффузии компонентов имеют следующие значения: $(D_0)_{\text{He-CH4}} = 0.680 \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{с}, (D_0)_{\text{He-C3H8}} = 0.409 \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{с}, (D_0)_{\text{CH4-C3H8}} = 0.158 \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$ при p == 0.101 МПа и T = 298.0 K. Если при всех прочих равных условиях начальный градиент концентрации балластного газа всегда равен нулю, то эти два компонента имеют собственные градиенты концентрации, которые, несомненно, повлияют на возникновение диффузионной неустойчивости.

Для изучения диффузионного и конвективного переноса использовался метод двух колб [9]. Этот метод успешно себя зарекомендовал при исследовании изотермического [7] и неизотермического [8] массопереноса, а также при изучении вопросов разделения многокомпонентных газовых смесей при вращении [10]. Поэтому следует ожидать, что полученные опытные данные будут достоверны. Анализ газовых смесей после смешения проводился хроматографическим способом.

Схема установки приведена на рис. 1 и включает в себя две части. Первая – это блок подготовки газов, который состоит из манометров 12, измеряющих давление в колбах, емкости 13 для выравнивания давления в колбах диффузионного аппарата, а также кранов 1–10 для заполнения колб аппарата соответствующими смесями из баллонов 20 и 21. Манометры были снабжены специально изготовленными мембранными разделителями 11. Вторая часть установки – диффузионный аппарат с равными объемами колб: $V_1 = V_2 = (76.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$. Колбы соединялись вертикальным цилиндрическим каналом длиной $L = (70.00 \pm 0.05) \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и диаметром $d = (4.00 \pm 0.02) \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Продолжительность опытов составляла 1 ч, что позволяло получить полную информацию о характере изучаемого массопереноса. При заполнении и для контроля давления во время опытов использовались образцовые манометры со специально изготовленными мембранными разделителями 11.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки двухколбового метода: I – блок подготовки газов; II – термостат с двухколбовым аппаратом; 1–10 – краны; 11 – мембранные разделители; 12 – образцовые манометры; 13 – выравнивающая емкость; 14 – нижняя колба; 15 – диффузионный канал; 16 – верхняя колба; 17 – фторопластовая таблетка; 18 – шток; 19 – вороток; 20, 21 – колбы с газами

Эксперименты проводились по методике, предложенной в работах [7, 9]. Верхняя 16 и нижняя 14 колбы аппарата заполнялись исследуемыми газами из баллонов 20 и 21 до давления опыта. Герметичность при заполнении колб обеспечивалась фторопластовой

таблеткой 17. С помощью воротка 19 поднимался шток 18, открывая соединяющий колбы канал 15. Одновременно фиксировалось время начала процесса смешения. По окончании опыта канал перекрывался и проводился анализ газовой смеси из каждой колбы на хроматографе. Погрешность анализа концентрации хроматографом соответствовала 0.5%.

Для исследования была выбрана система $0.430C_3H_8 + 0.570He - 0.420C_3H_8 + 0.580CH_4$. Опыты проводились в диапазоне давлений от 0.4 до 2.0 МПа при температуре 298.0 К.

Результаты экспериментального исследования для системы 0.430C₃H₈ + 0.570He – 0.420C₃H₈ + 0.580CH₄ представлены на рис. 2 в виде зависимости количества продиффундировавшего пропана (мольная концентрация компонента) при различных давлениях опыта.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 2, показывают, что при давлении до 0.5 МПа концентрация газа-разбавителя, равномерно распределенного в начальный момент времени в колбах аппарата, остается постоянной. Это соответствует диффузионному процессу смешения газов. Дальнейшее увеличение давления приводит к тому, что концентрация пропана увеличивается в нижней колбе аппарата. В верхней колбе концентрация газа-разбавителя, что свидетельствует о нарушении устойчивого характера диффузии и появлении конвективных потоков – диффузионной неустойчивости. Как видно из приведенного графика, конвективное смешение имеет сложный характер: при давлении около 0.8 МПа направление конвективного потока поменялось на противоположное, затем при давлении 1.4 МПа опять происходит изменение направления потока балластного газа. Эти отклонения не укладываются в величину погрешности эксперимента (3–5%).



Рис. 2. Зависимость перешедшей концентрации C₃H₈ от давления. Точки – экспериментальные данные для верхней и нижней колбы диффузионного аппарата; 1, 2 – вычисление значения концентрации C₃H₈ в верхней и нижней колбах в предположении устойчивого диффузионного процесса

Математическое описание базируется на основе анализа системы уравнений механики сплошных сред для многокомпонентных систем по отношению к малым возмущениям [1]. Макроскопическое движение изотермической тройной газовой смеси описывается общей системой уравнений гидродинамики, которая включает в себя уравнения Навье – Стокса, сохранения числа частиц смеси и компонентов. Решение этой системы уравнений для цилиндра кругового сечения позволило получить в терминах чисел Рэлея граничное соотношение, определяющее смену режимов «диффузия – конвекция» в виде [1]

$$\tau_{11} \left(1 - \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \right) \mathbf{R} \mathbf{a}_1 + \left(\tau_{11} - \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \right) \mathbf{R} \mathbf{a}_2 = \gamma^4 \left(\tau_{11} - \tau_{12} \tau_{21} \right), \tag{1}$$

где $\tau_{ij} = D_{ij}^* / D_{22}^*$ – параметры, определяющие соотношение между практическими коэффици-

ентами диффузии; $\gamma = \operatorname{Ra}^{1/4}$, т. е. $\gamma = (\operatorname{Ra}_1 \tau_{11} K_1 + \operatorname{Ra}_2 K_2)^{1/4}$; $K_1 = \frac{\left(1 - \frac{A_2}{A_1} \tau_{12}\right)}{(\tau_{11} - \tau_{12} \tau_{21})}$, $K_2 = \frac{\left(\tau_{11} - \frac{A_1}{A_2} \tau_{21}\right)}{(\tau_{11} - \tau_{12} \tau_{21})}$;

A_i – парциальный градиент концентрации *i*-го компонента; Ra_i – парциальное число Рэлея *i*-го компонента.

Согласно рис. 3 уравнение (1) дает на плоскости (Ra₁, Ra₂) граничную прямую (линия I), разделяющую области затухающих (диффузия) и нарастающих (концентрационная конвекция) возмущений.



Рис. 3. Области диффузии и конвекции для системы $0.430C_3H_8 + 0.570He - 0.420C_3H_8 + 0.580CH_4$: I – нейтральная линия монотонных возмущений; II – линия нулевого градиента плотности; 1 – 10 – опытные данные при различных значениях p: 1 – 0.49; 2 – 0.58; 3 – 0.68; 4 – 0.78; 5 – 0.88; 6 – 1.07; 7 – 1.47; 8 – 1.66; 9 – 1.86; 10 – 1.96 МПа

Восстановим экспериментальные данные, соответствующие 0.430C₃H₈ + 0.570He – 0.420C₃H₈ + 0.580CH₄ (рис. 2) через парциальные числа Рэлея и отобразим их на координатной плоскости (Ra₁, Ra₂). Из опыта известно, какой тип смешения имеет место: устойчивый (диффузия) или неустойчивый (конвекция). Неустойчивому режиму на рис. 3 соответствуют темные точки, а диффузии – светлые. Совокупность таких точек на плоскости чисел Рэлея (рис. 3) определяет переход из диффузионной области в конвективную через граничную линию устойчивости (1). Нетрудно видеть удовлетворительное согласие между теорией и опытом по определению областей диффузии и конвекции.

Таким образом, из экспериментальных данных следует, что в газовых смесях с балластным газом при повышении давления наблюдаются области устойчивой диффузии и неустойчивого конвективного смешения. Направление потока балластного газа изменяется в зависимости от давления. Это, по-видимому, связано со сложным характером неустойчивого процесса смешения и проявлением реальных свойств смешивающихся газовых смесей. Граница смены режимов «диффузия – концентрационная гравитационная конвекция» может быть получена в рамках анализа на устойчивость механического равновесия газовой смеси. Сравнение с опытом показало удовлетворительное согласие между теорией и опытом по определению областей диффузии и конвекции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (проект № 3482/ГФ4).

Литература

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. – 392 с.

2. Taylor R., Krishna R. Multicomponent mass transfer. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1993.

3. Kaminskii V. A., Obvintseva N. Yu. Evaporation of a liquid under the conditions of convective instability in the gas phase // Rus. J. Phys. Chem. A. 2008. Vol. 82, No. 7. Pp. 1215–1220.

4. Kaminskii V. A. Modes of three-component diffusion in gases // Rus. J. Phys. Chem. A. 2011. Vol. 85, No. 12. Pp. 2203–2208.

5. Cook A. W., Dimotakis P. E. Transition stages of Rayleigh-Taylor instability between miscible fluids // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 443. Pp. 69–99.

6. Linden P. F., Redondo J. M., Youngs D. I. Molecular mixing in Rayleigh–Taylor instability // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 265. Pp. 97–124.

7. Zhavrin Yu. I., Kosov V. N., Kul'zhanov D. U., Karataeva K. K. Effect of the pressure on type of mixing in a three-component gas mixture containing a component possessing the properties of a real gas // Tech. Phys. Letters. 2000. Vol. 26, No. 12. Pp. 1108–1109.

8. Trengove R. D., Robjohns H. L., Dunlop P. J. Diffusion coefficients and thermal diffusion factors for the systems H_2-N_2 , D_2-N_2 , H_2-O_2 and D_2-O_2 // Phys. Chem. 1983. Vol. 87. Pp. 1187–1190.

9. Seleznev V. D., Kosov V. N., Poyarkov I. V. et al. Double-diffusion in Ar-N₂ binary gas system at the constant value of temperature gradient // Acta Phys. Pol. A. 2013. Vol. 123, No. 1. Pp. 62-66.

10. Zhavrin Yu. I., Kosov V. N., Kul'zhanov D. U., et al. Effect of cell rotation speed on mutual diffusion in a three-component gas mixture // Tech. Phys. Letters. 2003. Vol. 29, No. 2. Pp. 108–110.

11. Косов В. Н., Федоренко О. В., Жаврин Ю. И., Мукамеденкызы В. Неустойчивость механического равновесия при диффузии в трехкомпонентной газовой смеси в вертикальном цилиндре кругового сечения // ЖТФ. 2014. Т. 84, № 4. С. 15–18.

УДК 517.958:531.12; 66.021.1:536.2

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ ПО ОБОГРЕВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ЕЕ НАГРЕВА

Ф. Г. Ахмадиев, Р. М. Гильфанов

Казанский государственный архитектурно-строительный университет, г. Казань, Россия

Рассматривается теплообмен при ламинарном пленочном неизотермическом установившемся течении двухфазной неньютоновской среды по обогреваемой поверхности под действием массовых сил. Такие неизотермические пленочные течения двухфазной среды по обогреваемой твердой поверхности реализуются во многих аппаратах пищевой, химической, нефтехимической и других отраслях промышленности (теплообменниках, диспергаторах, испарителях и т. д.). При рассмотрении процессов, в которых реализуются такие течения, важным является определение длины обогреваемой поверхности, на которой устанавливается равновесное распределение температуры в пленке.

Уравнения механики гетерогенных сред, описывающие плоское или осесимметричное неизотермическое тонкопленочное течение двухфазной среды по обогреваемой поверхности, при $\varepsilon_{21} = H / L \ll 1$ и $V_{ix_3} \approx 0$ согласно [1] в ортогональной системе координат x_1, x_2, x_3 , связанной с поверхностью течения, записываются в виде

$$\frac{\partial (H_2 H_3 \rho_i U_i)}{\partial x_1} + \frac{\partial (H_1 H_3 \rho_i V_i)}{\partial x_2} = 0, \qquad (1)$$

$$\rho_i \left(\frac{U_i}{H_1} \frac{\partial U_i}{\partial x_1} + \frac{V_i}{H_2} \frac{\partial U_i}{\partial x_2} + \frac{U_i V_i}{H_1 H_2} \frac{\partial H_1}{\partial x_2} \right) = -\frac{\alpha_i}{H_1} \frac{\partial P}{\partial x_1} + \tau_i + (-1)^i F_{12x_1} + \rho_i F_1, \tag{2}$$

$$\rho_{i} \frac{U_{i}^{2}}{H_{1}H_{2}} \frac{\partial H_{1}}{\partial x_{2}} = -\frac{\alpha_{i}}{H_{2}} \frac{\partial P}{\partial x_{2}} + (-1)^{i+1} F_{12x_{2}} + \rho_{i} F_{2}, \qquad (3)$$

$$\rho_i c_{p_i} \left(\frac{U_i}{H_1} \frac{\partial T_i}{\partial x_1} + \frac{V_i}{H_2} \frac{\partial T_i}{\partial x_2} \right) = \frac{1}{H_1 H_2 H_3} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{H_1 H_3}{H_2} \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x_2} \right) + (-1)^{i+1} q_{21}, \quad (i=1,2; \tau_2=0), \tag{4}$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1, \tag{5}$$

где через τ_1 обозначен член, учитывающий реологические свойства смеси, q_{ji} – контактный приток тепла от *j*-й фазы к *i*-й фазе, $\mathbf{F}_{12} = f_{12}(\alpha_2, \mu_{3\phi}, d)(\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2)$ – сила межфазного взаимодействия, $\mathbf{F}(F_1, F_2, F_3)$ – вектор массовых сил.

В качестве реологического уравнения состояния двухфазной среды, в частности, можно принять закон Оствальда де Виля (степенной закон). В этом случае член τ_1 в уравнении (2) имеет вид

$$\tau_1 = \frac{1}{H_1 H_2 H_3} \frac{\partial}{\partial x_2} \left[H_1^2 H_3 m \left| \frac{H_1}{H_2} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{U_1}{H_1} \right) \right|^{n-1} \frac{H_1}{H_2} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{U_1}{H_1} \right) \right].$$
(6)

В дальнейшем будем считать что $T_1 \approx T_2 = T$. Такое допущение справедливо для двухфазных сред, в которых коэффициенты теплопроводности и температуропроводности дисперсной фазы существенно больше соответствующих коэффициентов сплошной фазы. Тогда после определения соответствующим образом безразмерной температуры θ и допущении, что теплофизические свойства фаз, кроме вязкости среды, незначительно меняются в зависимости от температуры, уравнение сохранения энергии с эффективными параметрами для среды в целом можно записать в виде

$$\rho c_p \left(\frac{U}{H_1} \frac{\partial \theta}{\partial x_1} + \frac{V}{H_2} \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \right) = \frac{1}{H_1 H_2 H_3} \frac{\partial}{x_2} \left(\frac{H_1 H_3}{H_2} \lambda_{3\phi} \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \right), \tag{7}$$

где

$$\rho = \rho_1 + \rho_2, \quad c_p = \frac{\rho_1 c_{p_1} + \rho_2 c_{p_2}}{\rho}, \quad V = \frac{\rho_1 c_{p_1} V_1 + \rho_2 c_{p_2} V_2}{\rho_1 c_{p_1} + \rho_2 c_{p_2}}.$$
(8)

Для определения значений $\lambda_{9\phi}$ можно воспользоваться литературными данными, например, [2].

В работе рассматриваются два варианта реализации процесса:

1. Температура обогреваемой поверхности является постоянной величиной T_{cm} , отличной от входной температуры двухфазной среды T_0 . Граничные условия для данного варианта решения задачи после определения безразмерной температуры по формуле $\theta = (T - T_0) / (T_{cm} - T_0)$ будут следующими:

при
$$x_2 = 0$$
: $U_1 = U_2 = V_1 = V_2 = 0$, $\theta = 1$; (9.1)

при
$$x_2 = h$$
: $P = P_a$, $\tau = \tau_0$, $\alpha_a(T(h) - T_a) = -\lambda_{3\phi} \frac{\partial T}{H_2 \partial x_2}$. (9.2)

2. Тепловой поток q_{cm} , подаваемый на обогреваемую поверхность является постоянным. Граничные условия для данного варианта после определения безразмерной температуры в виде $\theta = (T - T_0)/T_a$, где $T_a = q_{cm}h/\lambda_{ab}$ будут следующими:

при
$$x_2 = 0: U_1 = U_2 = V_1 = V_2 = 0, \ \frac{\partial \theta}{\partial x_2} = -\frac{1}{h};$$
 (10.1)

при
$$x_2 = h$$
: $P = P_a$, $\tau = \tau_0$, $\alpha_a(T(h) - T_a) = -\lambda_{s\phi} \frac{\partial T}{H_2 \partial x_2}$. (10.2)

При рассмотрении процесса предполагается, что пленка двухфазной среды достаточно тонкая и длина этапа развития пограничного теплового слоя небольшая и им можно пренебречь при расчете длины обогреваемой поверхности необходимой для выхода температурного поля в пленке в равновесное состояние.

Система уравнений (1)–(3), (5)–(6), для первого варианта рассмотрения процесса совместно с граничными условиями (9), для второго варианта рассмотрения процесса совместно с граничными условиями (10) была решена полуаналитически приближенно с использованием комбинации методов поверхностей равных расходов и Слезкина.

Для этого были введены линии равных расходов для *i*-фазы среды $y_i^k i = \overline{1, 2}$; $k = \overline{1, N}$. Здесь N – число линий равных расходов, введенных по толщине пленки, при этом y_i^1 совпадали с обогреваемой поверхностью, y_i^N совпадали с поверхностью пленки. В результате задача по определению длины обогреваемой поверхности, необходимой для выхода температурного поля в пленке в равновесное состояние, свелась к задаче определения полей скоростей, температуры и положений линий равных расходов. После проведения преобразований уравнений (1)–(3), (6) аналогично тем, что выполнены в [1] для нахождения значений продольных скоростей фаз среды на линиях равных расходов фаз и положений линий равных расходов фаз была получена следующая система уравнений:

$$\frac{U_1^k}{H_1}\frac{dU_1^k}{dx_1} = -\frac{U_1^k V_1^k}{H_1^k H_2^k}\frac{\partial H_1^k}{\partial x_2} - \frac{\alpha_1}{H_1^k} \left(\frac{dP}{H_1^k dx_1} - \rho_1 F_2 H_2^k - J(x_1, x_2)\frac{H_2^k}{H_1^k}\frac{dy_1^k}{dx_1}\right) + \frac{\tau_1^k}{\rho_1} - \frac{F_{12x_1}^k}{\rho_1} + F_1, \ k = \overline{2, N}; \quad (11)$$

$$\frac{U_2^k}{H_1}\frac{dU_2^k}{dx_1} = -\frac{U_2^k V_2^k}{H_1^k H_2^k}\frac{\partial H_1^k}{\partial x_2} - \frac{\alpha_2}{H_1^k}\left(\frac{dP}{H_1^k dx_1} - \rho_1 F_2 H_2^k - J(x_1, x_2)\frac{H_2^k}{H_1^k}\frac{dy_1^k}{dx_1}\right) + \frac{F_{12x_1}^k}{\rho_1} + F_1, \ k = \overline{2, N}; \quad (12)$$

$$\frac{dy_{1}^{k}}{dx_{1}} = \frac{dy_{1}^{k-1}}{dx_{1}} - \frac{y_{1}^{k} - y_{1}^{k-1}}{U_{1}^{k} + U_{1}^{k-1}} \left(\frac{dU_{1}^{k}}{dx_{1}} + \frac{dU_{1}^{k-1}}{dx_{1}} \right), \quad k = \overline{2, N};$$

$$\frac{dy_{1}^{1}}{dx_{1}} = 0;$$

$$\frac{dy_{2}^{k}}{dx_{1}} = \frac{dy_{2}^{k-1}}{dx_{1}} - \frac{y_{2}^{k} - y_{2}^{k-1}}{U_{2}^{k} + U_{2}^{k-1}} \left(\frac{dU_{2}^{k}}{dx_{1}} + \frac{dU_{2}^{k-1}}{dx_{1}} \right), \quad k = \overline{2, N};$$

$$\frac{dy_{2}^{1}}{dx_{1}} = 0.$$
(13)

При известных значениях правых частей уравнений системы (11)-(14) она превращается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. При этом для

определения значений частных производных продольных скоростей фаз по x_2 на линиях равных расходов была проведена их аппроксимация полной системой базисных функций. Базисные функции выбирались с учетом граничных условий и в результате были определены коэффициенты в разложениях продольных скоростей фаз и далее вычислены численные значения их частных производных по x_2 на каждом шаге по x_1 .

Для решения уравнения (7) был применен метод Слезкина. Для чего ввели функцию

$$B(x_1) = \frac{1}{h} \int_{0}^{h} \left[\rho c_p \left(\frac{U}{H_1} \frac{\partial \theta}{\partial x_1} + \frac{V}{H_2} \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \right) \right] H_2 dx_2.$$
(15)

Тогда решение уравнения (12) примет вид

$$\theta = \int \left[\frac{H_2}{H_1 H_3 \lambda} \int H_1 H_2 H_3 B(x_1) dx_2 \right] dx_2 \,. \tag{16}$$

С учетом граничных условий (9.1) и (9.2) для первого варианта реализации процесса и (10.1) и (10.2) для второго варианта реализации процесса при конкретных коэффициентах Ляме для различных поверхностей можно получить явные формулы для $B(x_1)$ и θ . Например, для течений по плоской наклонной поверхности, т. е. при $H_1 = H_2 = H_3 = 1$, для первого варианта реализации процесса получим

$$\theta = 1 + \frac{B(x_1)}{\lambda_{\mathrm{s}\phi}} \left(\frac{x_2^2}{2} - hx_2\right) - \frac{\alpha_a}{\lambda_{\mathrm{s}\phi}} \left[\frac{T(h) - T_a}{T_{cm} - T_a}\right] x_2; \qquad (17)$$

для второго варианта реализации процесса имеем

$$\theta = 1 + \frac{B(x_1)}{2\lambda_{3\phi}} (x_2^2 - h^2) + \frac{\lambda_{3\phi}}{h\alpha_a} - \frac{x_2}{h} - \frac{B(x_1)}{\alpha_a} h + \frac{(T_s - T_0)}{T_q}.$$
(18)

С учетом (17) или (18) в обоих вариантах реализации процесса эффективная вязкость в (6) уточняется полиномиальной зависимостью как явная функция от координаты x_2 .

В уравнениях системы (11)–(14) неизвестными являются величины $B(x_1)$ и h – переменная толщина пленки, значения которых определяются из (15) и уравнения сохранения расхода среды в данном сечении пленки:

$$\int_{0}^{h} \rho_{1} U_{1} Z H_{2} dx_{2} + \int_{0}^{h} \rho_{2} U_{2} Z H_{2} dx_{2} = Q, \qquad (19)$$

где *Z* – единица ширины обогреваемой поверхности вдоль оси *x*_{3.}

Построенная математическая модель и предлагаемый метод ее решения позволяют рассчитывать теплообмен при неизотермическом течении двухфазных сред по обогреваемым поверхностям различной формы. Для конкретных течений задача решается после уточнения соответствующих коэффициентов Ляме.

Проведенные численные расчеты для случая неизотермического пленочного течения двухфазной среды по наклонной поверхности, показали, что при реализации процесса во втором режиме выход температурного поля среды на стационарный режим осуществляется быстрее – длина обогреваемой поверхности сокращается примерно на 10%. В случае, когда

перерабатываемая двухфазная среда является двухфазной эмульсией, рассчитанная длина обогреваемой поверхности по выходу температурного поля на заданный режим может служить отправной точкой для расчета процесса испарения легкокипящей фазы эмульсии. На рис. 1, 2 представлены некоторые результаты численных расчетов.



Рис. 1. Распределение поля скоростей неизотермического течения двухфазных сред при $q = 0.03 \text{ м}^3/\text{c}$; $T_0 = 17 \text{ °C}$; $T_{cm} = 80 \text{ °C}$; $T_a = 23 \text{ °C}$; $\alpha_2 = 0.06$; $m_0 = 1.49 (\text{H} \cdot \text{c})/\text{M}^2$; $\varphi = 30^\circ$; 1 - n = 1; 2 - n = 1.15; 3 - n = 0.85



Рис. 2. Изменение числа Nu, средней температуры пленки и температуры на линиях равных расходов y_1^k по длине поверхности течения при $C_{\rho_1} = 2386 \frac{Д \pi}{\kappa \Gamma \cdot K}$; $\rho_1 = 1260, 4 \frac{\kappa \Gamma}{M^3}$; $\lambda_1 = 28, 6 \frac{BT}{M \cdot K}$; $C_{\rho_2} = 920 \frac{Д \pi}{\kappa \Gamma \cdot K}$; $\rho_2 = 2700 \frac{\kappa \Gamma}{M^3}$; $\lambda_2 = 230 \frac{BT}{M \cdot K}$; $T_{cm} = 60 \text{ °C}$; $T_0 = 17 \text{ °C}$; $T_a = 23 \text{ °C}$; $\alpha_2 = 0,06$; $m_0 = 13 \cdot 10^{-3} \frac{H \cdot c}{M^2}$; $q = 0, 03 \frac{M^3}{c}$; n = 0, 94

Литература

1. Ахмадиев Ф. Г., Фазылзянов Р. Р., Галимов Р. А. Математическое моделирование тонкослойного неизотермического течения двухфазных сред по проницаемым поверхностям // TOXT. 2012. Т. 46, № 6. С. 620.

2. Соковнин О. М., Загоскина Н. В., Загоскин С. Н. Гидродинамика движения сферических частиц, капель и пузырей в неньютоновской жидкости. Аналитические методы исследования // ТОХТ. 2012. № 3. С. 243.

УДК 621.039

ТЕПЛООТДАЧА К ГАЗОВОМУ ПОТОКУ ОТ ТРУБ С РАЗВИТОЙ ВНЕШНЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ТЕПЛООБМЕНА

Б. Ф. Балунов, В. Д. Лычаков

ОАО «НПО ЦКТИ», г. Санкт-Петербург, Россия

В разных отраслях промышленности применяются теплообменные аппараты (ТА) с существенным отличием физических свойств теплообменивающихся сред, в первую очередь, теплопроводности. Поэтому значения их коэффициентов теплоотдачи α могут отличаться на порядок. В основном это относится к газоводяным ТА. Для выравнивания эффективных значений α у обеих теплопередающих поверхностей выполняется искусственное увеличение (развитие) теплоотдающей поверхности со стороны среды, имеющей меньшее значение теплоотдачи, т. е. газового теплоносителя. По соображениям прочности и простоты изготовления газовый теплоноситель, имеющий, как правило, меньшее давление и больший



Рис. 1. Пример компоновки трубчатопластинчатого теплообменного аппарата

объёмный расход, пропускается с внешней стороны. Существуют ТА, состоящие из пучков оребренных труб (ОТ), трубчато-пластинчатые ТА (ТПТА) (рис. 1) и т. п. [1, 2].

ТА с ОТ и ТПТА широко используются в различных отраслях промышленности и технологических процессах, включая системы безопасности АЭС.

Существует три основных способа изготовления оребренных труб: сварка, накатка и навивка. ТПТА изготавливаются методом дорнования. Они состоят из одного или более рядов трубок, оребрённых тепло-

обменными элементами из металлической фольги. Однако накатка, навивка и дорнование не обеспечивают гарантированного плотного контакта ребра с наружной поверхностью трубы и неизменности степени этого контакта, а, следовательно, постоянства термического контактного сопротивления в длительный период эксплуатации (60 лет и более).

В литературе [1–6] существует общая и весьма логичная методика расчета приведенной теплоотдачи от полной поверхности оребернных труб, учитывающая коэффициент эффективности ребра и неравномерность теплоотдачи по поверхности ребра, а также влияние уширения ребер к основанию:

$$\alpha_{\rm P} = \left(E \mu_{\rm P} \Psi F_{\rm P} / F_{\rm \Pi} + F_{\rm T} / F_{\rm \Pi} \right) \alpha \,, \tag{1}$$

где $E = f(\beta h_p)$ – коэффициент эффективности ребра, для кольцевого ребра вычисляется аналитически с использованием функций Бесселя; $\psi = (1 - 0.058\beta h_p)$ – коэффициент, учитывающий неравномерность теплоотдачи по поверхности ребра [3], $\beta = \sqrt{2\alpha/\lambda_p\delta_{CP}}$; $\alpha = Nu\lambda/l_0$ – коэффициент теплоотдачи, приведенный к полной наружной поверхности; λ_p – коэффициент теплопроводности материала ребра, Вт/мК; δ_{cp} , h_p , d_p – средняя толщина, высота и диаметр ребра, м; F_p , F_{τ} , F_{n} , – поверхности ребер, трубы и полная поверхность оребренной трубы, м²; μ_p – коэффициент, учитывающий влияние уширения ребер к основанию.

Соотношения же для расчета α в [1–6] отличаются. И, следовательно, расчёты по этим рекомендациям дают существенно отличающиеся значения α, а также различное их изменение

с изменением скорости газового потока (или числа Рейнольдса Re). Кроме того, приведённые в нормативных документах [3, 4] пределы применения не охватывают диапазон геометрических параметров и скоростей газа в современных ТА. Отмеченное также в полной мере относится и к расчету аэродинамического сопротивления пучков ОТ.

Нормативные же рекомендации по тепловому и аэродинамическому расчету ТПТА отсутствуют, а рекомендации фирм – изготовителей противоречивы и могут использоваться лишь в диапазоне параметров испытаний ТА данной фирмы.

Для проверки корректности и расширения пределов применения нормативных рекомендаций [3, 4] для расчета теплоотдачи от ОТ были испытаны три натурных ТА, поставляемых на АЭС, девять теплообменных сборок различной конструкции и три ТПТА. Испытанные ТА и сборки имеют широкий диапазон изменения геометрических характеристик и режимных параметров:

Внутренний диаметр трубы, мм	10-21
Наружный диаметр трубы, <i>d</i> , мм	16–26
Диаметр ребра, d_{p} , мм	34–75
Шаг расположения рёбер <i>s</i> _p , мм	1,8–6,5
Коэффициент оребрения, ф	4,7–44,3
Средняя толщина ребра δ _{ср} , мм	0,16–1
Толщина воздушного зазора между трубой и ребром, мкм	0-22,5
Приведённый коэффициент теплоотдачи от ОТ α _э , Вт/(м ² ·К)	10,5-229
Скорость потока воздуха w2, м/с	1-41,7
Процент термического сопротивления, приходящийся на	49–89
внешнюю поверхность ОТ. %	., 0,

Материалы труб: нержавеющая и углеродистая сталь, латунь. Материалы ребер: нержавеющая и углеродистая сталь, алюминий, медь. Методика проведения испытаний описана в [8].

Применение методик [1–6] по расчету теплоотдачи для всех испытанных сборок из ОТ не дало хорошей сходимости с экспериментальными данными. В работе [7] была показана предпочтительность использования методики [3] для расчета теплоотдачи от внешней поверхности ОТ. Поэтому она легла в основу разработанных соотношений для расчета теплоотдачи от пучков ОТ и ТПТА.

Критерий Нуссельта при поперечном обтекании шахматных пучков ОТ, отнесенный к полной наружной поверхности, по [3]:

$$Nu = 0.36 \text{Re}^{n} \text{Pr}^{0.33} \varphi^{-0.5} C_z C_s, \qquad (2)$$

где $n = 0,6\varphi^{0,07}$; φ – коэффициент оребрения труб (отношение полной наружной поверхности ОТ к поверхности несущей трубы); C_z – поправочный коэффициент на количество рядов труб в пучке по ходу потока (z); $C_s = ((\sigma_1 - 1)/(\sigma_2^1 - 1))^{0,1}$ – коэффициент формы пучка, $\sigma_1 = s_1/d$, $\sigma_2 = s_2/d$ – относительные шаги труб в пучке поперечный и продольный соответственно. Соотношение (2) рекомендуется при $\text{Re} = 5 \cdot 10^3 - 3,7 \cdot 10^5$, $\varphi = 1-21,2$, характерном размере $l_0 = (1 - F_P/F_{\Pi})d + (F_P/F_{\Pi})\sqrt{0,25\pi(d_P^2 - d^2)} = 0,012-0,178$ м и $((\sigma_1 - 1)/(\sigma_2^1 - 1)) = 0,46-2,2$, где $\sigma_2^1 = \sqrt{\sigma_1^2/4 + \sigma_2^2}$.

В тех же условиях для коридорных пучков по [3]

$$Nu = 0,2Re^{n}Pr^{0,33}\varphi^{-0,7}C_zC_s,$$
(3)

где $n = 0,65\varphi^{0.07}$. Формула (3) применима при Re = $10^4 - 3,7 \cdot 10^5$, $\varphi = 1 - 18,5$ и $l_0 = 0,027 - 0,178$ м.

Проведенные испытания подтвердили корректность соотношения (2) и позволили расширить область его применения на диапазон значений $\text{Re} = 3,2 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^3$.

Для расчета теплоотдачи в сборках ОТ с коридорной компоновкой пучка соотношение (3) было скорректировано и приведено к следующему виду:

$$Nu = 0.155 \text{Re}^{n} \text{Pr}^{0.33} \varphi^{-0.23} C_z C_s.$$
(4)

Расчёт по (2) хорошо (рис. 2, *a*) описывает экспериментальные данные для TA с шахматной компоновкой пучка ОТ (максимальные и среднеалгебраические относительные отклонения $\delta \alpha_{\text{макс}} = 0,09$ и $\delta \alpha_{\text{ср}} = 0,04$; среднеквадратическое отклонение $\sigma = 0,04$). Расчёт по соотношению (4) для TA с коридорной компоновкой пучка ОТ также хорошо (рис. 2, *б*) описывает экспериментальные данные ($\delta \alpha_{\text{макс}} = 0,14$; $\delta \alpha_{\text{ср}} = 0,05$; $\sigma = 0,06$).



Рис. 2. Зависимость $\alpha_{3}/\alpha_{p} = f(\text{Re})$ для TA: *a* – шахматная компоновка пучка OT при расчёте α_{p} по (2); коэффициенты ореберения: $\diamond - 9,8$; $\diamond - 14,2$; $\diamond - 7$; δ – коридорная компоновка пучка OT при расчёте α_{p} по (4); коэффициенты ореберения: $\bullet - 8$; $\diamond - 6,3$; $\bullet - 4,7$; $\diamond - 7,4$; $\blacktriangle - N^{\circ} 9,8$

При разработке методик расчета теплоотдачи в ТПТА для универсализации была сохранена структура соотношения (1). Так как для ТПТА движение воздуха в некоторой степени схоже с его движением в щели, за характерный размер взят гидравлический диаметр щели в узком сечении. Для корректного расчета эффективности ребра за высоту ребра взята условная высота ребра $h_p = 0.5(d_p - d_{py6})$ при $d_p = 4F_p/\Pi_p$, где F_p – площадь условного единичного ребра, относящаяся к данной трубе, м², Π_p – его внешний периметр, м. Таким образом, для расчета теплоотдачи в ТПТА с шахматной компоновкой труб предложено следующее соотношение:

$$Nu = 3,31 \text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,33} \varphi^{-0,78} C_z C_s.$$
(5)



Рис. 3. Зависимость $\alpha_3/\alpha_p = f(\text{Re})$ для ТПТА при расчёте α_p по соотношениям (5) и (6); коэффициенты ореберения: $\blacksquare - 20,2; \blacksquare - 27,9;$ $\blacksquare - 38,4; \blacktriangle - 24,3; \blacktriangle - 44,3$

Для учета интенсификации теплоотдачи, вызываемой гофрировкой пластин в ТПТА производства ООО «ВЕЗА», в соотношение (1) добавлен коэффициент интенсификации теплоотдачи от ребра K_p :

$$\alpha_{\rm P} = \left(K_{\rm P} E \mu_{\rm P} \psi F_{\rm P} / F_{\rm \Pi} + F_{\rm T} / F_{\rm \Pi} \right) \alpha \,, \tag{6}$$

для испытанных ТПТА с гофрированными пластинами $K_p = 1,28$, для ТПТА с гладкими пластинами $K_p = 1$. Отношение α_3 к α_p по соотношениям (5) и (6) приведено на рис. 3. При этом $\delta \alpha_{\text{макс}} = 0,09$; $\delta \alpha_{cp} = 0,03$; $\sigma = 0,04$.

Выводы

1. Проведено экспериментальное исследование тепловых и характеристик 15 теплообменных аппаратов и сборок из оребренных труб различной конструкции. Коэффициент оребрения испытанных изделий $\varphi = 4,7-44,3$; диапазон скоростей воздушного потока (1,0-41,7 м/с) включает скорости, характерные как для естественной тяги, так и для принудительной прокачки воздуха.

2. Скорректированы рекомендации [3] для расчета теплоотдачи к газовому потоку на внешней поверхности коридорных пучков оребренных труб.

3. Для коридорного пучка ОТ их область применения расширена на $\text{Re} = 3,2 \cdot 10^3 - 10^4$.

4. На основе проведенных испытаний создана методика расчёта теплоотдачи от внешней поверхности трубчато-пластинчатых теплообменных аппаратов с шахматной компоновкой пучка труб, основанная на общей методике [3].

Литература

1. Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике / Под общей редакцией проф. П. Л. Кириллова. М.: ИздАТ, 2010. Т. 2: Ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы. 2013. – 688 с.

2. Справочник по теплообменникам: в 2-х т. / Пер. с англ. под ред. О. Г. Мартыненко и др. М.: Энергоатомиздат, 1987. Т. 2. – 352 с.

3. РД 24.035.05-89. Методические указания. Тепловой и гидравлический расчет теплообменного оборудования АЭС. НПО ЦКТИ. Л., 1991.

4. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод). НПО ЦКТИ. СПб., 1998. – 256 с.

5. Бессонный А. Н., Дрейцер Г. А., Кунтыш В. Б. и др. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: Справочник / Под общ.ред. В. Б. Кунтыша и А. Н. Бессонного. СПб.: Недра, 1996. – 512 с.

6. Письменный Е. Н. Теплообмен и аэродинамика пакетов поперечнооребрённых труб. Киев: Альтерпрес, 2004. – 244 с.

7. Балунов Б.Ф., Лычаков В. Д., Устинов А. Н., Щеглов А. А., Соколов А. Н. Теплоотдача к газовому потоку на внешней поверхности поперечно оребрённых труб // Тез. 6-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.

8. Балунов Б. Ф., Балашов В. А., Ильин В. А., Краюшников В. В., Лычаков В. Д., Мешалкин В. В., Устинов А. Н., Щеглов А. А. Теплогидравлические испытания рециркуляционной охлаждающей установки для Ростовской АЭС // Теплоэнергетика. 2013. № 9. С. 1–7.

УДК 621.438-226.2-71:66.021.3

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КОНВЕКТИВНО-ПЛЕНОЧНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ЛОПАТОК ТУРБИНЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

С. В. Белов, Г. Б. Жестков, Д. В. Муравский, С. В. Харьковский, Е. В. Щербакова

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова (ЦИАМ), г. Москва, Россия kharkovski@ciam.ru, zhestkov g@ciam.ru, belov@ciam.ru

На современном этапе развития авиационной техники эффективность и надежность двигателя в значительной мере определяются тепловым состоянием одного из ключевых агрегатов – высокотемпературной турбины и ее элементов, в первую очередь, сопловых и рабочих лопаток. Допустимый уровень теплового состояния лопаток обеспечивается применением эффективных систем конвективно-пленочного охлаждения.

Экспериментальные исследования теплообмена при конвективно-пленочном охлаждении элемента лопатки. Моделирование и экспериментальные исследования процессов теплообмена, протекающих в области входной кромки лопатки турбины высокого давления (ТВД), выполнены на экспериментальной установке при следующих параметрах основного газового потока: $t_c^* = 300$ °C, $P_c^* = 2$ бар, $G_c = 1$ кг/с, и изменении параметров охлаждающего потока воздуха в диапазонах $t_{e}^{*} = 15-30$ °C, $P_{e}^{*} = 2-3.5$ бар, $G_{e} = 0,001$ кг/с. Исследуемая модель входной кромки лопатки выполнена в форме цилиндра длиной 65 мм, диаметром 12 мм с внутренним каналом Ø6 мм для подвода охлаждающего воздуха, в передней части модели выполнено отверстие Ø1 мм для выдува охлаждающего воздуха под углом 45° к набегающему потоку газа. Модель установлена в газовом тракте прямоугольного сечения с размерами стенок 65х96 мм. Протекающий по каналу внутри модели транзитный воздух охлаждает стенки цилиндра за счет конвективного теплообмена, часть воздуха выдувается из отверстия и создаёт заградительную пелену со стороны газового потока. Модель препарирована тремя микрокабельными термопарами, установленными на расстояниях 10, 20, 30 мм от места выдува охладителя, по показаниям которых определяется температура стенки T_{cm} . Эпюра температур T_{c}^{*} газового потока определяется по показаниям 14 термопар, установленных в точках сечения газового тракта за исследуемым объектом, температура охлаждающего воздуха T_{e}^{*} измеряется непосредственно на входе в модель. Схема течения потоков газа и охладителя показана на рис. 1, а.



Рис. 1. Схема течения потоков газа и охладителя (а) и схема препарирования исследуемого объекта (б)

В результате проведенных испытаний получены расходные характеристики исследуемого элемента системы охлаждения с цилиндрическим отверстием и определена эффективность конвективно-плёночного охлаждения в широком диапазоне расходов охладителя. На рис. 2 показана эффективность пленочного охлаждения в зависимости от параметра M = 0.5-4.5 и относительного расстояния от места выдува охладителя. По экспериментальным данным верифицирована расчетная модель системы охлаждения. При сравнительном анализе получено удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных по эффективности охлаждения θ в пределах 10–20% во всем диапазоне исследуемых параметров (рис. 3).



Рис. 2. Экспериментальные значения эффективности пленочного охлаждения на относительном расстоянии от места выдува охладителя из цилиндрического отверстия (1-x/d=10.0, 2-20.0, 3-30.0) в зависимости от параметра $M = \rho_{\rm B}\omega_{\rm B}/(\rho_{\rm r}\omega_{\rm r})$



Рис. 3. Расчетные и экспериментальные значения эффективности пленочного охлаждения: скорость газового потока $\lambda_r = 0.55$, параметр выдува $M = \rho_B \omega_B / (\rho_r \omega_r) = 4.0$, расход охлаждающего воздуха $G_B = 0.5r/c$

Расчетные исследования пленочного охлаждения элемента экспериментальных лопаток ТВД. При проведении расчетов использовался программный комплекс CFX, основанный на решении полных трехмерных нестационарных уравнениях Навье – Стокса.

Для замыкания уравнений Рейнольдса использована двухпараметрическая SST модель турбулентности Вилкокса, основанная на решении уравнений для k и ω , и позволяющая более точно по сравнению с k- ε моделью турбулентности описать течение газа в пристеночных областях [1–3]. Расчетные исследования проведены двумя способами: решена задача о внешнем обтекании цилиндра и проведен расчет сопряженного теплообмена. При проведении расчетов использована неравномерная сетка типа H-O-H с дополнительным выделением области пограничного слоя. Во входном сечении канала задавались давление, температура торможения и угол натекания потока ($P^0 = 1.97 \cdot 10^6$ н/м², $T^0 = 600$ K), в выходном сечении – статическое давление ($P = 1.6 \cdot 10^6$ н/м²), в месте выдува – расход, температура и угол выдува охлаждающего воздуха (G = 0-0.5 г/с, T = 300 K). Стенки канала и цилиндра приняты адиабатическими.

Из анализа результатов расчетов следует, что даже незначительный по интенсивности выдув охлаждающего воздуха (рис. 4, a) позволяет охладить часть входной кромки в направлении натекающего потока. Уменьшение угла выдува между охлаждаемой поверхностью и направлением охлаждающего воздуха (рис. 4, δ) позволяет увеличить охлаждаемую область стенки без повышения расхода охлаждающего воздуха. При этом эффективность охлаждения возрастает на 5–15% в продольном направлении входной кромки за счет безотрывного течения охладителя.



Рис. 4. Распределения температуры стенки модели при изменении направления и интенсивности выдува охлаждающего воздуха: *a*) параметр выдува M = 1.7, расход охладителя $G_B = 0.2$ г/с, угол выдува охладителя из цилиндрического отверстия 45° ; *б*) параметр выдува M = 1.7, расход охладителя $G_B = 0.2$ г/с, угол охладителя из цилиндрического отверстия 22°

Для численного моделирования сопряженного теплообмена при внешнем обтекании полого цилиндра в поперечном направлении при наличии внутри цилиндра транзитного охлаждающего потока воздуха и канала перфорации для выдува части охлаждающего воздуха на внешнюю поверхность цилиндра расчетная область разбита на четыре подобласти. Подобласть для внешнего обтекания цилиндра дополнена расчетными подобластями для транзитного потока и канала перфорации, а также расчетной подобластью для решения уравнения теплопроводности внутри металлического цилиндра. Интересно сравнить распределения температуры в плоскости симметрии модели, полученные только при наличии транзитного потока охладителя и при наличии транзитного потока и выдува охлаждающего воздуха (рис. 5). Видно, что в обоих рассматриваемых случаях общий среднемассовый прогрев охладителя не столь значителен, а на внутренней поверхности модели отчетливо видны нарастающие температурные пограничные слои. Выдув охладителя приводит к разрушению старого и нарастанию нового пограничного слоя.



Рис. 5. Распределения температуры в плоскости симметрии модели: *a*) $G_{mp} = 1$ г/с, $G_{g_{bbd}} = 0$; *б*) $G_{mp} = 1.64$ г/с, $G_{g_{bbd}} = 0.56$ г/с

Отметим, что если распределения газодинамических параметров (например, числа Маха) практически не изменились по сравнению с распределениями, полученными при

решении несопряженной задачи и соответствуют классическому [4], то степень охлаждения модели разная. Если при решении несопряженной задачи температура стенки в некоторых местах практически достигала температуры охлаждающего воздуха, то при решении сопряженной задачи температура стенки понижалась не более чем на 15% по сравнению со случаем отсутствия охлаждения. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных, полученных при решении сопряженной задачи, свидетельствует о том, что в данном случае усложнение расчетной методики оправдано.

Литература

1. Menter F. R., Langtry R. B., Likki S. R., Suzen Y. B., Huang P. G., and Völker S. A Correlation based Transition Model using Local Variables Part 1 - Model Formulation // ASME-GT2004-53452, ASME TURBO EXPO 2004. Vienna, Austria, 2004.

2. Langtry R. B., Menter F. R., Likki S. R., Suzen Y. B., Huang P. G., and Völker S. A Correlation based Transition Model using Local Variables Part 2 - Test Cases and Industrial Applications // ASME-GT2004-53454, ASME TURBO EXPO 2004. Vienna, Austria, 2004.

3. Langtry R. B., Menter F. R. Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics // AIAA. 2005. P. 2005-522.

4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. – 744 с.

УДК 536.24

ОСОБЕННОСТИ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА УСТУПОМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КАК ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО, ТАК И ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Т. В. Богатко, А. Ю. Дьяченко, Я. И. Смульский, В. И. Терехов, Н. И. Ярыгина

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

Исследованы свойства отрывного течения за обращенной назад ступенькой в условиях наложенного продольного градиента давления. Наиболее часто встречаются каналы с градиентом давления в проточной части компрессоров. Это межлопаточные каналы рабочих колес и направляющих и спрямляющих аппаратов, а также переходные каналы, имеющие различную конфигурацию проточной части. Отрыв, как правило, приводит к вредным последствиям, вызывая потери энергии, возникновение неустойчивости и т. д. С целью дальнейшего повышения эффективности теплоэнергетического оборудования и развития фундаментальных основ отрывных течений важным этапом является проведение комплексных экспериментально-расчетных исследований новых возможностей интенсификации тепломассопереноса в отрывных градиентных потоках за обращенным назад уступом. Интерес представляют и расширяющиеся, и сужающиеся каналы. В настоящем докладе содержатся результаты экспериментального исследования отрывного течения за обращенным назад уступом в плоском канале при ускорении и замедлении потока. Продольный градиент создавался за счет положения верхней стенки канала за ступенькой. Измерены поля давлений и коэффициентов теплоотдачи в рециркуляционной и релаксационной областях за резким расширением канала. Нужно отметить, что известные публикации по сходной тематике относятся практически к динамике течения [1–3], а данные по теплообмену практически отсутствуют.

Представлен также программный комплекс по численному моделированию влияния положительного и отрицательного продольных градиентов давления на гидродинамические характеристики потока и турбулентный теплообмен в трубе с внезапным расширением. Теоретический подход к описанию турбулентных отрывных течений весьма сложен и этот вопрос является актуальным и до сегодняшнего времени. Проведены обширные исследования по созданию инженерных методов расчёта отрывных течений [4–6]. Расчеты выполнены в рамках модели несжимаемой жидкости на основе системы стационарных уравнений Навье – Стокса и уравнения энергии, осредненных по числу Рейнольдса.

На рис. 1 приведены схемы опытных участков для измерений в расширяющемся и сужающемся каналах. При расширении канала угол поворота верхней крышки составлял 1,43; 2,86 и 4°, а при сужении канала угол поворота составлял: 3; 5,67 и 7,5°. В последнем случае уменьшалась длина наклонной стенки (L = 380; 200 и 150 мм), а нижний ее конец всегда располагался на расстоянии 10 мм от нижней стенки канала. Эксперименты проведены при числах Рейнольдса Re_H = 4000; 8000; 12 000, рассчитанных по высоте уступа и скорости перед уступом.



Рис. 1. Схематические диаграммы экспериментального участка в расширяющемся (слева) и сужающемся (справа) каналах

Распределения коэффициентов давления для обоих случаев показаны на рис. 2. При увеличении угла расширения канала коэффициент давления возрастает, но увеличение имеет место практически до $\varphi = 2,86^{\circ}$. Дальнейший рост угла на величине коэффициентов давления не сказывается. При росте угла сужения канала коэффициенты давления уменьшаются. Когда L=200 и 150 мм ($\varphi = 5,67$ и 7,5°), характер распределения давления по длине конфузора изменяется и при этом отчетливо прослеживаются области реламинаризации течения.



Рис. 2. Распределение коэффициента давления в расширяющемся (а) и сужающемся (б) каналах

На рис. 3 продемонстрировано изменение числа Нуссельта по продольной координате за уступом. При положительном градиенте давления по мере увеличения угла течение все заметнее замедляется и максимум коэффициента теплоотдачи уменьшается. При отрицательном градиенте давления все происходит наоборот. Максимум теплоотдачи увеличивается, но менее интенсивно, чем при положительном градиенте давления. При x/H = 25-30 для углов $\phi = 5,67$ и $7,5^{\circ}$, как и по коэффициентам давления, по числам Нуссельта отмечается ярко выраженная реламинаризация течения.



Рис. 3. Распределение коэффициента теплоотдачи в расширяющемся (a) и сужающемся (б) каналах

На рис. 4 представлены максимальные коэффициенты теплоотдачи в зависимости от параметра Кейса $K = \frac{v}{U_0^2} \frac{dU_0}{dx}$. Нулевой параметр Кейса соответствует безградиентному течению, отрицательные значения – диффузорному, а положительные – конфузорному.



Рис. 4. Зависимость максимального коэффициента теплоотдачи (a) и его координаты (δ) в расширяющемся и сужающемся каналах от параметра Кейса

Для сужающегося канала с ростом градиента давления максимальное значение числа Нуссельта возрастает, а для расширяющегося оно уменьшается. Хорошо прослеживается зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса. При увеличении числа Рейнольдса возрастает не только абсолютное значение Nu_{max}, но и угол наклона линий, описывающих опытные данные. Это свидетельствует о том, что по мере увеличения числа Рейнольдса влияние продольного градиента давления сказывается на теплообмене в большей мере.

Важным параметром в отрывном течении является длина области возвратного течения, которая коррелирует с длиной максимума теплоотдачи x_{max} . В соответствии с рис. 4 значение x_{max} при росте положительного градиента давления возрастает, а при увеличении отрицательного градиента давления уменьшается. При этом в сильной степени зависит от числа Рейнольдса. Как видно на рис. 4, δ , при безградиентном течении (K = 0) влияние числа Re сказывается на положении максимума теплоотдачи ($x_{max} = 6-7,5$), что подтверждается экспериментами других авторов [4–6]. В соответствии с рисунком в градиентных потоках картина имеет качественно иной вид с сильной зависимостью от числа Re_H.

Расчётная часть работы проводилась с использованием модели турбулентности k- ω SST [7], наиболее адекватно описывающей турбулентные отрывные течения [8]. Постановка задачи является двумерной, течение стационарное. Геометрия и начальные параметры были взяты из экспериментов.
Для примера на рис. 5, *a*, *б* приведены результаты сравнения расчета и эксперимента для диффузорного течения с углом раскрытия $2,86^{\circ}$ при высоте уступа 10 мм и Re_H = 8000.



Рис. 5. Распределение коэффициентов давления (*a*) и теплоотдачи (б) на стенке за обратным уступом в расширяющемся канале при $Re_{H} = 8000$ и $\phi = 2.86^{\circ}$

Расчет коэффициента давления показал лучшее соответствие с экспериментом по сравнению с расчетом коэффициента теплоотдачи в начальной области расширения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-19-00402).

Обозначения

$$C_p = \frac{2(p_i - p_0)}{\rho U_0^2}$$
 – коэффициент давления; H – высота уступа, мм; $K = \frac{v}{U_0^2} \frac{dU_0}{dx}$ –

параметр ускорения Кейса; Nu_H = $\alpha H/\lambda$ – число Нуссельта; *P* – давление, Па; Re = U_0H/ν – число Рейнольдса; *x* – продольная координата, мм; x_{max} – координата максимума теплоотдачи, мм; U_0 – скорость набегающего потока, м/с; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·K); λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·K); ν – кинематическая вязкость, м²/ с; ρ – плотность, кг/м³.

Литература

1. Lo Kin Pong, Christopher J. Elkins, and John K. Eaton. Separation control in a conical diffuser with an annular inlet: center body wake separation // Experiments in fluids. 2012. Vol. 53, No. 5. Pp. 1317–1326.

2. Driver D. M., Seegmiller H. L. Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow // AIAA J. 1985. Vol. 23, No. 2. Pp. 163–171.

3. Kuehn D. A. D. Effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a rearward-facing step // AIAA J. 1980. Vol. 18, No. 3. Pp. 343–344.

4. Леонтьев А. И., Олимпиев В. В. Теплофизика и теплотехника перспективных интенсификаторов теплообмена (обзор) // Изв. РАН. Энергетика. 2011. № 1. С. 7–31.

5. Мигай В. К. Моделирование теплообменного энергетического оборудования. Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 264 с.

6. Гортышов Ю. Ф., Попов И. А. Научные основы расчета высокоэффективных компактных теплообменных аппаратов с рациональными интенсификаторами теплоотдачи // Теплоэнергетика. 2006. № 4. С. 2–14.

7. Metnter F. R. 2-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. Pp. 1598–1605.

8. Богатко Т. В., Терехов В. И. Особенности аэродинамики и теплообмена отрывного течения в осесимметричном диффузоре после внезапного расширения трубы // Журнал прикладной механики и технической физики. 2015. Т. 56, № 3. С. 147–155.

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КАНАЛАХ

Е. П. Валуева, М. С. Пурдин

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

Исследование процессов теплообмена при пульсирующем ламинарном течении в каналах с прямоугольной формой поперечного сечения представляет как научный, так и практический интерес. Сведения о влиянии пульсаций расхода на теплоотдачу при течении в прямоугольном канале отсутствуют, а при течении в круглой трубе – противоречивы. В некоторых экспериментах получено, что наложение пульсаций расхода теплоносителя при больших амплитудах колебаний может увеличить теплоотдачу до 40% [1]. Высокой эффективностью обладают планарные теплообменные аппараты, состоящие из щелевых микроканалов [2]. В ряде случаев насосы, подающие теплоноситель в эти каналы, создают пульсации расхода, которые могут оказать существенное влияние на теплоотдачу.

Целью настоящей работы является анализ особенностей теплообмена при наложении на ламинарное течение в плоском канале гармонических колебаний средней по сечению скорости и влияние на тепловые величины режимных параметров – амплитуды и безразмерной частоты колебаний, числа Прандтля, расстояния от начала обогрева, отношения сторон канала.

Методом конечных разностей решалось уравнение энергии для нестационарного гидродинамически стабилизированного ламинарного течения:

$$4\mathbf{S}_{\mathrm{T}}^{2}\frac{\partial\theta}{\partial T}+U\frac{\partial\theta}{\partial X}=\frac{1}{\mathbf{P}\mathbf{e}^{2}}\frac{\partial^{2}\theta}{\partial X^{2}}+\frac{\partial^{2}\theta}{\partial Y^{2}}+\frac{\partial^{2}\theta}{\partial Z^{2}}.$$

Граничные условия имеют следующий вид: $X = 0, 0 \le Y \le Y_0, 0 \le Z \le Z_0$: $\theta = 0; 0 < X < X_0$: $0 \le Y \le Y_0$: $Z = 0, Z_0$: $\partial \theta / \partial Z = 0; 0 \le Z \le Z_0$: $Y = 0, Y_0$: $\partial \theta / \partial Y = 0; X_0 < X < X_1$: $0 \le Y \le Y_0$: $Z = 0, \partial \theta / \partial Z = 0; Z = Z_0$: $\theta = 1$ ($\theta_c = \text{const}$) или $\partial \theta / \partial Z = 1$ ($q_c = \text{const}$), $0 \le Z \le Z_0$: $Y = 0: \partial \theta / \partial Y = 0, Y = Y_0$: $\theta = 1$ ($\theta_c = \text{const}$) или $\partial \theta / \partial Y = 1$ ($q_c = \text{const}$); $X = X_1, 0 \le Y \le Y_0$, $0 < Z < Z_0$: $\partial^2 \theta / \partial X^2 = 0$.

В качестве начального условия задавалось решение стационарного уравнения. Установившееся периодическое решение находилось численно итерационным путем.

Средняя по сечению скорость изменяется во времени по гармоническому закону: $\langle U \rangle = 1 + A \sin T$. Тогда для безразмерной продольной скорости можно записать: $U = \overline{U}[1 + AA_u \sin(T + \varphi_u)]$. Значения средней во времени скорости $\overline{U}(Y, Z; h/a)$, а также относительных амплитуды и фазы колебаний $A_u, \varphi_u = f(Y, Z; S, h/a)$ вычислены в [3].

Отметим, что в уравнении энергии учитывалась аксиальная теплопроводность, что необходимо при амплитудах колебаний A > 1, когда поток в канале меняет направление. В этом случае при постановке задачи обогреваемому участку должен предшествовать необогреваемый участок длиной $X_0 \sim A/S_T^2$.

С целью тестирования разработанной методики численного моделирования обширные расчеты проведены для стационарного течения в прямоугольном канале. Результаты этих

расчетов представляют интерес еще и потому, что детальный анализ особенностей теплообмена при течении в прямоугольном канале до сих пор не проводился.

На рис. 1 показано изменение значения среднего по периметру стабилизированного числа Нуссельта и длины начального термического участка в зависимости от отношения сторон канала. Результаты расчета $< Nu_{\infty} > x$ орошо согласуются с расчетными данными [4] для граничного условия $\vartheta_c = \text{const}$ и [5] для граничного условия $q_c = \text{const}$. В последнем случае при течении в плоском канале $(h/a = 0) < Nu_{\infty} > \text{оказывается выше, чем } < Nu_{\infty} >$ при $h/a \rightarrow 0$; в точке h/a = 0 на зависимости $< Nu_{\infty} > (h/a)$ имеется скачок. Этот разрыв объясняется тем, что подвод тепла к узкой стенке канала увеличивает ее температуру. Числа Нуссельта при $q_c = \text{const}$ заметно ниже, чем при $\vartheta_c = \text{const}$ и слабо зависят от h/a. Длина начального термического участка также меняется скачкообразно в точке h/a = 0.

На рис. 2 представлено изменение температурного напора по периметру прямоугольного канала. Здесь же показаны результаты приближенного аналитического решения, проведенного в [8] в предположении, что $\partial \vartheta / \partial x = \text{const}$. Максимальное значение температуры стенки наблюдается в угловой точке, а минимальное – в середине длинной стороны, причем последнее при малых h/a может быть ниже значения средней массовой температуры жидкости. Аналогичным образом изменяется по периметру канала касательное напряжение на стенке, рассчитанное в [3].



Рис. 1. Зависимости среднего по периметру числа Нуссельта и длины начального термического участка от отношения сторон прямоугольного канала: $1 - q_c = \text{const}$, $2 - \vartheta_c = \text{const}$; I - < Nu >, $\text{II} - X_{\text{HTV}}$; точки: + [4], $\times [5]$, $\circ [6]$, $\Delta [7]$



Рис. 3. Температурный напор в угловой точке. І – данные [8]



Рис. 2. Изменение температурного напора по периметру канала при $q_c = \text{const}: 1 - \text{плоский канал}, 2 - h/a = 0.1, 3 - 0.5, 4 - 1. Точки – данные [8]$

На рис. 3 результаты расчета максимального температурного напора (в угловой точке) сравниваются с данными [8]. При $h/a \rightarrow 0$ температура стенки прямоугольного канала сильно возрастает.

Расчеты, проведенные для пульсирующего течения, показали, что на распределении вдоль трубы средней массовой температуры жидкости, температуры стенки (при $q_c = \text{const}$), плотности теплового потока на стенке (при $\vartheta_c = \text{const}$) имеются узловые точки, в которых

тепловые величины не изменяются во времени. С увеличением значения теплового числа Стокса расстояние между этими точками уменьшается. Колебания затухают вдоль трубы. Аналогичные закономерности выявлены авторами работы [9], в которой получено аналитическое решение нестационарного уравнения энергии для стержневого течения в плоском канале при гармонических колебаниях градиента давления.

Существуют две характерные области, границы которых определяются значениями безразмерных частот колебаний. В квазистационарной области (при S, S_T <<1) значения всех гидродинамических и тепловых величин соответствуют значениям средней по сечению скорости в данный момент времени. В высокочастотной области (при S, S_T >>1) колебания продольной скорости и температуры сосредоточены в узких пристеночных слоях, толщина которых уменьшается с увеличением S, S_T. Расчеты показали, что в этой области среднее по времени число Нуссельта не существенно отличается от его стационарного значения. Однако в квазистационарном режиме может наблюдаться увеличение средней во времени теплоотдачи по сравнению с теплоотдачей при стационарном течении.

На рис. 4 представлено отношение среднего по периоду колебаний числа Нуссельта к его стационарному значению при граничном условии $q_c = \text{const}$. Видно, что теплоотдача заметно улучшается с увеличением амплитуды колебаний, что обусловлено возрастанием длины начального термического участка.



Рис. 4. Изменение среднего по периметру числа Нуссельта вдоль канала. $1 - A = 0.5, 2 - 1, 3 - 2, 4 - 5; I - q_c = const$, II - $\vartheta_c = const$. $a - плоский канал, \delta - h/a = 0.5, s - h/a = 1$

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, государственное задание № 3.1519.2014/к.

Обозначения

 $d_r = 4h/(1+h/a)$ – гидравлический диаметр канала; h, a – полувысота, полуширина канала; l - длина канала; Nu = $q_c d_r/(\Theta_c - \Theta_0)\lambda$ – число Нуссельта ; Pe = RePr – число Пекле; Pr – число Прандтля; q_c – плотность теплового потока на стенке; Re = $\langle \overline{u} \rangle d_r/v$ – число Рейнольдса; S = $d_r/2\sqrt{\omega/v}$ – число Стокса; S_T = S \sqrt{Pr} – тепловое число Стокса; $T = t\omega$; t -время; $U = u/\langle \overline{u} \rangle$; u – продольная скорость; $X = x/d_r$ Pe; $X_l = l/d_r$ Pe; x и y, z – продольная и поперечные координаты; $Y = y/d_r$; $Y_0 = (1+h/a)a/4h$; $Z = z/d_r$; $Z_0 = (1+h/a)/4$; $\Delta \theta = \theta_c - \theta_{\pi}$; θ – безразмерная температура, $\theta = \lambda(\Theta - \Theta_0)/d_r q_c$ при $q_c = \text{const}$, $\theta = (\Theta - \Theta_0)/(\Theta_c - \Theta_0)$ при $\Theta_c = \text{const}$; θ_{π} – безразмерная средняя массовая температура жидкости; λ – коэффициент теплопроводности; v – кинематический коэффициент вязкости; ω – круговая частота колебаний. Черта сверху означает осреднение по времени, знак <> – осреднение по сечению или по периметру канала.

Литература

1. Persoons T., Saenen T., Van Oevelen T., Baelmans M. Effect of flow pulsation on the heat transfer performance of a minichannel heat sink // J. Heat Transfer. 2012. Vol. 134. Pp. 1–7.

2. Лобасов А. С., Минаков А. В., Дектерев А. А. Моделирование гидродинамики и конвективного теплообмена в микроканалах // Вычислительная механика сплошных сред. 2012. Т. 5, № 4. С. 481–488.

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

4. Shah R. K., London A. H. Laminar flow forced convection in ducts in advances in heat sransfer. Supplement 1. N.-Y.: Academic, 1978.

5. Iqbal M., Khatry A. K., Aggarwala B. D. On the second fundamental problem of combined free and forced convection through vertical non-circular ducts // Appl. Sci. Res. 1972. Vol. 26. Pp. 183–208.

6. Montgomery S. R., Wibulswas P. Laminar flow heat-transfer in ducts of rectangular crosssection // Proc. Int. Heat Transfer Conf., 3rd. AIChE. N.Y., 1966. Vol. 1. Pp. 104–112.

7. Chandrupatla A. R., Sastri V. M. K. Laminar forced convection heat transfer of a non-Newtonian fluid in a square duct // Int. J. Heat Mass Transfer. 1977. Vol. 20. Pp. 1315–1324.

8. Savino J. M., Siegel R. Laminar forced convection in rectangular channels with unequal heat addition on adjacent sides // Int. J. Heat Mass Transfer. 1964. Vol. 7. Pp. 733–741.

9. Зигель Р., Перлмуттер М. Теплоотдача при течении пульсирующего ламинарного потока в канале // Теплопередача. 1962. № 2. С. 18–32.

УДК 532.6:536.2

ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НА ПЕРЕНОС ТЕПЛА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ–ГАЗ

Н. А. Винниченко, Ю. Ю. Плаксина, К. М. Баранова, А. В. Уваров

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

Перенос тепла из объема жидкости в атмосферу определяет температуру свободной поверхности, а соответственно, интенсивность испарения и скорость охлаждения горячей жидкости в различных технологических приложениях, а также в геофизике. При этом тепло передается через тонкий поверхностный слой жидкости, и интенсивность переноса тепла определяется структурой течения вблизи границы раздела. Известно [1, 2], что разные при комнатной температуре имеют различную тепловую жидкости структуру поверхностного слоя, которую можно наблюдать с помощью инфракрасной термографии поверхности или теневых методов. На поверхности этилового спирта при комнатной температуре наблюдается подвижная сетка мелких конвективных ячеек, в центрах которых происходит подъем теплой жидкости из глубины. Затем, в результате конвекции Марангони жидкость движется вдоль поверхности к холодным границам ячеек, постепенно охлаждаясь за счет испарения. На границах ячеек происходит спуск холодной жидкости с поверхности в объем. Таким образом, происходит обновление поверхности. Напротив, в дистиллированной воде при комнатной температуре наблюдаются крупные, практически неподвижные ячейки. Поверхность воды не движется, что подтверждается наблюдениями при засеве поверхности частицами с положительной плавучестью [2]. Конвекция Марангони в дистиллированной

воде при комнатной температуре не наблюдается [3]. Неподвижная поверхность наблюдается также в глицерине. В бутиловом спирте и декане неподвижная поверхность с крупными ячейками наблюдается при низких температурах, конвекция Марангони – при высоких [2]. Проведенные авторами эксперименты по столкновению со свободной поверхностью жидкости конвективной струи от горизонтальной нагретой проволоки, расположенной на некоторой глубине, показали, что в зависимости от структуры течения в поверхностном слое скорость распространения тепла вдоль поверхности жидкости меняется в несколько раз [4]. Сравнение полученных с помощью теневого фонового метода и инфракрасной термографии поверхности экспериментальных результатов с результатами двумерного численного моделирования, также выполненного в [4], показало, что распространение тепла в поверхностном слое воды описывается граничным условием прилипания, а в поверхностном слое этилового спирта – граничным условием для касательного напряжения, которое учитывает эффект Марангони. В настоящей работе с помощью двух вариантов метода PIV – оптического с использованием частиц с положительной плавучестью и инфракрасного – исследовано поле скорости на поверхности жидкости и на малой (несколько десятков мкм) глубине под ней. Обсуждена связь поля скорости на поверхности и интенсивности теплообмена между поверхностью и объемом жидкости. Кроме того, проведены измерения температуры под поверхностью испаряющейся жидкости с помощью теневого фонового метода. Полученные поля температуры позволяют найти среднее распределение температуры по глубине. Значение теплового потока вблизи поверхности, определенное по этим данным, сравнивается со скрытым потоком тепла, определенным по изменению массы испаряющейся жидкости в ходе эксперимента.

Измерения поля скорости на поверхности испаряющейся жидкости проводились при постоянной температуре в объеме жидкости, для чего жидкость подогревалась снизу до тех пор, пока теплоотвод через свободную поверхность не уравновесит приток тепла. Боковые стенки кюветы с жидкостью были окружены слоем теплоизолирующего материала. Поверхность жидкости засевалась полимерными сферами Expancel с плотностью около 250 кг/м³ и диаметром 20-30 мкм. Один и тот же участок поверхности одновременно снимался на видео зеркальным фотоаппаратом Canon EOS 700D и тепловизором FLIR SC-7700 (диапазон длин волн 3.7-4.8 мкм, разрешение 640×512). Полученные последовательности изображений обрабатывались программой, определяющей поле смещений многопроходным кросс-корреляционным методом с уменьшением размеров области опроса [5]. В случае изображений, полученных тепловизором (инфракрасный PIV [6, 7]) в роли частиц-трассеров выступали тепловые структуры, образующиеся в результате испарения. Поскольку длина поглощения инфракрасного излучения в воде составляет около 25 мкм, а в этиловом спирте около 10 мкм, наблюдаемые структуры находятся на глубине не более нескольких десятков мкм. Таким образом, инфракрасный PIV позволяет найти поле скорости непосредственно под свободной поверхностью на глубине, недоступной для PIV-измерений в оптическом диапазоне. Важно, что микросферы Expancel незаметны на инфракрасном изображении – это позволяет проводить одновременные измерения полей скорости на одном и том же участке поверхности с помощью оптического и инфракрасного PIV. На рис. 1 приведены исходные изображения и результаты измерений для горячей дистиллированной воды. Видно, что полученные поля скорости на поверхности воды (оптический PIV, рис. 1, δ) и под поверхностью (инфракрасный PIV, рис. 1, е) слабо коррелируют. Рассчитанная из поля скорости двумерная дивергенция $\operatorname{div}_{2D} \vec{\mathbf{v}} = \partial \mathbf{v}_x / \partial x + \partial \mathbf{v}_y / \partial y$ полученного на поверхности (рис. 1, e) оказывается намного меньше завихренности (рис. 1, e), в то время как под поверхностью это величины одного порядка.

Двумерная дивергенция скорости на поверхности жидкости имеет большое значение для теплообмена между объемом жидкости и поверхностью. Из уравнения непрерывности

следует, что $\operatorname{div}_{2D} \vec{v} = -\partial v_z / \partial z$, а поскольку на поверхности $v_z = 0$, величина $\partial v_z / \partial z$ характеризует обновление свободной поверхности и механизм теплообмена. Полученные результаты показывают, что в воде эта величина мала. Следовательно, тонкий слой жидкости на поверхности совершает только плоские движения, поверхность не обновляется и теплообмен с объемом происходит за счет теплопроводности. Это подтверждается экспериментами по остыванию горячей воды, в которых температура поверхности измерялась пирометром, а температура в объеме – с помощью термопары. Оказалось, что разность температур объема и поверхности в воде может достигать 15 К. Напротив, в этиловом спирте поля скорости, измеренные оптическим и инфракрасным PIV, схожи, а двумерная дивергенция скорости сравнима по величине с завихренностью как на поверхности, так и под ней. Соответственно, теплообмен между объемом и поверхностью в этаноле осуществляется гидродинамическими потоками, обновляющими поверхность, и температура поверхности лишь на 1-2 К ниже температуры в объеме. В случае слоя воды толщиной менее 2 мм тепловые напряжения, связанные с нагревом дна, периодически пробивают поверхностную пленку, формируя участки с обновляющейся поверхностью. Однако, как только горячая вода из глубины выходит на поверхность, тепловое напряжение уменьшается, и поверхность снова затягивается слоем, подобным эластичной пленке.



Рис. 1. Результаты PIV-измерений для дистиллированной воды с температурой около 75 °С, высота столба жидкости 7.6 мм: a-z – PIV в оптическом диапазоне, $\partial-3$ – инфракрасный PIV; a, ∂ – исходные изображения, δ , e – поля скорости, e, \mathcal{K} – поля двумерной дивергенции скорости (c^{-1}), z, 3 поля вертикальной компоненты завихренности (c^{-1}). Расстояния указаны в сантиметрах

Поля температуры под поверхностью испаряющейся жидкости были измерены теневым фоновым методом [8]. Поле смещений определялось с помощью многопроходной кросс-корреляционной обработки [5], для восстановления поля показателя преломления

решалось уравнение Пуассона с заданием невозмущенного значения на нижней границе, после чего, чтобы найти поля плотности и температуры, в каждом узле сетки решалась система двух алгебраических уравнений – эмпирического уравнения состояния при постоянном давлении и формулы Лоренц – Лоренца. Подробнее измерения температуры жидкости с помощью теневого фонового метода описаны в [2, 4]. На рис. 2 показаны полученное поле температуры при испарении воды комнатной температуры и температуры глубины. Вертикальный соответствующая зависимость от градиент температуры в верхней точке согласно данным теневого фонового метода составил около 110 К/м, что соответствует тепловому потоку $\lambda \partial T / dy$ 66 Вт/м². Одновременно были проведены измерения скорости испарения при помощи электронных весов Adam PGW 1502е. Рассчитанный по этим измерениям скрытый тепловой поток составил 116 Вт/м². Заниженное значение теплового потока, определенного по данным теневого фонового метода, свидетельствует о недостаточном пространственном разрешении вблизи границы раздела жидкость-газ из-за расхождения пучков света [9]. Диаметр светового пучка в серединной плоскости исследуемого течения был равен 1.5 мм. Кроме того, было замечено, что лучи, проходящие в верхней части поверхностного слоя, отклоняясь из-за рефракции, отражаются от границы раздела, что приводит к получению размытого или темного изображения фона вблизи поверхности жидкости. Наряду с большой величиной рефракционных смещений при остывании горячей жидкости, эти факторы пока не позволяют получить распределение температуры в верхнем слое толщиной 1-2 мм с помощью теневого фонового метода.



Рис. 2. Мгновенное поле температуры (°С) при испарении воды, измеренное теневым фоновым методом (a), и зависимость температуры от глубины (δ)

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 15-08-03049) и с использованием приборов, полученных по Программе развития МГУ им. М. В. Ломоносова.

Литература

1. Федоров К. Н., Гинзбург А. И. Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометео-издат, 1988.

2. Plaksina Yu. Yu., Uvarov A. V., Vinnichenko N. A., and Lapshin V. B. Experimental investigation of near-surface small-scale structures at water-air interface: Background Oriented Schlieren and thermal imaging of water surface // Russ. J. Earth Sci. 2012. Vol. 12, No. 4. ES4002.

3. Sefiane K., Ward C. A. Recent advances on thermocapillary flows and interfacial conditions during the evaporation of liquids // Adv. Colloid Interface Sci. 2007. Vol. 134–135. Pp. 201–223.

4. 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. Pp. 238–245.

5. Scarano F., Riethmuller M. L. Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset // Exp. Fluids. 1999. Vol. 26, No. 6. Pp. 513–523.

6. Veron F., Melville W. K., and Lenain L. Infrared techniques for measuring ocean surface processes // J. Atm. Oceanic Tech. 2008. Vol. 25. Pp. 307–326.

7. Chickadel C. C., Talke S. A., Horner-Devine A. R., and Jessup A. T. Infrared-based measurements of velocity, turbulent kinetic energy, and dissipation at the water surface in a tidal river // IEEE Geoscience Remote Sens. Lett. 2011. Vol. 8, No. 5. Pp. 849–853.

8. Meier G. E. A. Computerized background-oriented schlieren // Exp. Fluids. 2002. Vol. 33, No. 1. Pp. 181–187.

9. Gojani A. B., Kamishi B., and Obayashi S. Measurement sensitivity and resolution for background oriented schlieren during image recording // J. Vis. 2013. Vol. 16, No. 6. Pp. 201–207.

УДК 532.529.5

ХАРАКТЕРНЫЕ РЕЖИМЫ ФОРМИРОВАНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

М. А. Воробьев, О. Н. Кашинский, П. Д. Лобанов, А. В. Чинак

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия vorobyev@itp.nsc.ru

При движении двухфазных газожидкостных смесей в трубах и каналах в зависимости от расходов фаз, геометрии канала и направления потока возникают различные режимы течения. Одним из наиболее интересных и практически важных является пузырьковый режим, когда газовая фаза присутствует в потоке в виде отдельных пузырей достаточно малого размера.

Спектр применения пузырьковых газожидкостных смесей весьма широк. Исследование пузырьковых течений актуально для таких областей, как химическая и атомная промышленность, металлургия, оксигенация и отчистка воды, материаловедение и пищевая индустрия. Известно, что существенное влияние на тепло- и массообменные процессы в пузырьковом потоке оказывает не только объемное газосодержание, но и размер газовых включений. В зависимости от параметров течения смеси, изменение размеров пузырей может привести как к увеличению, так и к снижению интенсивности турбулентных пульсаций потока, коэффициентов теплообмена и гидравлического сопротивления [1, 2]. Наиболее ярко эффекты проявляются в монодисперсной смеси. Таким образом, существует возможность управления процессами переноса в энергетических установках путем изменения размеров пузырей, вводимых в поток. Следовательно, возникает задача о создании аппарата для генерации пузырей заданного объема, но с минимальным разбросом по размерам. Но для этого необходимо понимание процессов, происходящих при формировании пузыря в потоке жидкости. На фоне достаточно большого числа теоретических работ,

посвященных исследованию отрыва пузыря от капилляра в потоке жидкости, экспериментальная база весьма скудна. Работы [3, 4] одни из немногих экспериментальных исследований, посвященных данной тематике.

Целью данной работы является проведение экспериментального исследования влияния расходных параметров течения на процесс формирования пузырей в жидкостях с разными физическими свойствами.

Эксперимент проводился на гидродинамическом стенде для изучения двухфазных потоков в лаборатории физико-химической гидромеханики Института теплофизики СО РАН. В качестве рабочей жидкости выступал глицерин. Для исследования влияния физических свойств жидкости на отрыв пузыря температура глицерина изменялась в диапазоне от 70 °C до 90 °C, что соответствует вязкостям от 0.059 до 0.021 Па·с [5]. При помощи видеокамеры были получены теневые изображения течения. С использованием программного пакета Matlab проведена обработка видеоизображений процесса отрыва пузыря в потоке жидкости.

В процессе эксперимента были получены зависимости среднего диаметра пузырей от расхода газа, а также от скорости и температуры жидкости. Примеры такой зависимоти представлены на рис. 1. Показано, что в режимах течения, соответствующих одиночному отрыву пузыря, уменьшение скорости и температуры жидкости приводит к увеличению размера пузырей. Получены данные о наиболее характерных режимах формирования пузырьковой смеси, отличающихся как размером газовых включений и распределением по размерам, так и пространственной структурой течения. Показано, что коалесценция пузырей вблизи капилляра является процессом, определяющим вид распределения пузырей по размерам в потоке. Показано, что при истечении газа из более тонкого капилляра переход от режима одиночного отрыва к режиму с коалесценцией происходит при существенно меньших расходах газа. Найдены режимы формирования пузырьковых течений, наиболее пригодные для создания как монодисперсных, так и бидисперсных газожидкостных смесей.



Рис. 1. Зависимость среднего диаметра пузыря d_0 от расхода газа Q_g , при различных скоростях жидкости U_1 , при использовании капилляра с внутренним диаметром d = 0.5 мм; a - при температуре $T = 70^{\circ}$ С; $\delta - T = 90^{\circ}$ С

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 15-38-21040 мол_а_вед.

Литература

1. Hideki Murakawa, Hiroshige Kikura, Masanori Aritomi. Measurment of Reynolds stress in bubbly flow // Third International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering. EPFL, September 9–11, Lausanne, Switzerland, 2002.

2. Кашинский О. Н., Рандин В. В., Лобанов П. Д., Богословцев Г. В. Влияние дисперсности газовой фазы на характеристики опускного пузырькового течения // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 4. С. 637–643.

3. Sina Ghaemi, Payam Rahim, David S. Nobes. The effect of gas-injector location on bubble formation in liquid cross flow // Physics of Fluids. 2010. Vol. 22. P. 043305.

4. Henry K. Nahra, Y. Kamotani. Bubble formation from wall orifice in liquid cross-flow under low gravity // Chemical Engineering Science. 2000. Vol. 55. Pp. 4653–4665.

5. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. 2-е изд. М.: Наука, 1972. С. 423.

УДК 536.24

ТЕПЛООТДАЧА И ГИДРОСОПРОТИВЛЕНИЕ В КАНАЛАХ С СИСТЕМАМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВЫЕМОК

И. Р. Габдрахманов, А. А. Миронов, А. В. Щелчков, А. Н. Скрыпник, С. А. Исаев

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Приведены результаты экспериментального и численного исследования теплоотдачи, а также гидросопротивления в плоских каналах с односторонним нанесением цилиндрических выемок при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения теплоносителя. Показана возможность повышения интенсивности теплоотдачи до 60%. Результаты экспериментов сопоставлены с результатами численных исследований С. А. Исаева. Отмечено хорошее их согласование.

В подавляющем большинстве экспериментальные исследования середины прошлого века по интенсификации теплообмена наряду с разнообразными выступами рассматривали каверны различной формы, наиболее простыми из которых были цилиндрические впадины.

1. Объект исследования. Исследование проведены при ламинарном, переходном и турбулентном течении воздуха (Re = $\rho w D_r / \mu = 200 - 20\ 000$).

В работе представлены результаты экспериментального исследования интенсификации теплоотдачи в плоских каналах систем охлаждения за счет использования систем цилиндрических выемок. Эксперименты проведены в щелевом канале длиной L = 196 мм $(L/D_r = 49, D_r - гидравлический диаметр канала), высотой <math>H = 2-2,4$ мм, шириной B = 98 мм с внезапным входом. Цилиндрические выемки глубиной h = 1,5-7,5 мм и диаметром D = 15 мм (h/D = 0,1-0,5) нанесены в шахматном порядке с шагом 8 мм на нагреваемое алюминиевое основание толщиной 10 мм (рис. 1 и 2).



Рис. 1. Схема поверхности теплообмена с цилиндрическими выемками и препарировки поверхности термопарами



Рис. 2. Внешний вид поверхности теплообмена с цилиндрическими выемками

Тестовые опыты по исследованию гидросопротивления и теплоотдачи в гладких каналах показали удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных данных во всем диапазоне режимных параметров.

2. Теплоотдача и гидросопротивление в каналах с цилиндрическими выемками: экспериментальное исследование. Анализ результатов экспериментов показал, что нанесение цилиндрических выемок увеличило уровень эффективной теплоотдачи ($\alpha = Q/(F_0\Delta T)$, F_0 – гладкая поверхность) в канале с выемками h/D = 0.5 до 36% (рис. 3). Уменьшение относительной глубины выемок h/D приводит к уменьшению эффективного коэффициента теплоотдачи.



Рис. 3. Экспериментальные данные по осредненной теплоотдаче

Анализ данных по теплоотдаче также показал, что на рис. 3 увеличение эффективной теплоотдачи связано в основном с развитием поверхности. На рис. 4 показаны уровни теплоотдачи в исследованных каналах с учетом развития поверхности ($\alpha = Q/(F\Delta T)$, F - суммарная площадь поверхности теплообмена, равная сумме площади гладкой поверхности и боковых поверхностей цилиндрических выемок). Видно, что теплоотдача в каналах с цилиндрическими выемками и в гладком канале примерно одинаковы.

Результаты исследования коэффициента гидросопротивления ξ в каналах с односторонним нанесением цилиндрических выемок приведены на рис. 5.

Для расчета коэффициентов гидросопротивления и эффективной теплоотдачи предложены обобщающие зависимости, описывающие экспериментальные данные с отклонением не более ± 10% при доверительной вероятности 0,95:

- для Re = 200–2000:
$$\xi = 22,5/\text{Re}^{0,74}$$
,
- для Re = 2500–2000: $\xi = 0,557(h/D)^{0,095}/\text{Re}^{0,253}$,
Nu = 0,0164Re^{0,85}(h/D)^{0,07}.



Рис. 4. Уровни теплоотдачи в исследованных каналах с учетом развития поверхности



3. Результаты численного исследования. Проведено исследование гидросопротивления и теплоотдачи в канале с нагреваемой стенкой с рельефом цилиндрических выемок с использованием новой версии пакета VP2/3. Дается анализ интенсификации теплообмена в прямоугольном канале поперечного сечения 10,2:1 с 24 цилиндрическими выемками глубиной *h*/*D* = 0,2 (рис. 6) при Re = 7000–16 000 при прокачке воды.



Рис. 6. Многоблочная сетка в узком канале с цилиндрическими выемками (a) и ее фрагмент с мелкой сеткой в окрестности рельефа выемок (δ)

Акцент сделан на поведении интегральных теплогидравлических характеристик в зависимости от числа Рейнольдса. Распределения локальных параметров течения, а также локальных и осредненных по поперечным и продольным полосам чисел Нуссельта анализируются в срединном продольном сечении участка канала с выемками и поперек его, причем локальные параметры определяются в сечении, проходящем через центры последнего ряда выемок. На рис. 7, 8 сравниваются поля рассчитанного числа Нуссельта на омываемой нижней стенке для канала с выемками и для гладкостенного канала.



Рис. 7. Сравнение распределений числа Нуссельта на участке нагретой стенки в гладком канале (a) и в канале с цилиндрическими выемками (б) при Re = 10 000



Рис. 8. Сравнение распределений числа Нуссельта на участке нагретой стенки в гладком канале (*a*) и в канале с цилиндрическими выемками (*б*) при Re = 7000

Интегральные теплогидравлические характеристики канала с цилиндрическими лунками (табл. 1) с ростом Re ведут себя подобно характеристикам каналов с нанесенными сферическими выемками.

Теплоотдача, определяемая суммарным числом Нуссельта Nuo участка с выемками, равно, как и эквивалентного участка гладкого канала Nuopl, постепенно увеличивается, однако тепловая эффективность, оцениваемая отношением Nuo/Nuopl, монотонно снижается, оставаясь в то же время больше единицы (т. е. теплоотдача от участка с выемками выше, чем от эквивалентного участка гладкой стенки).

Гидравлические потери ζ по мере роста Re уменьшаются для канала с выемками и гладкого канала, но их отношение $\zeta/\zeta pl$ увеличивается. Как результат, теплогидравлическая эффективность канала с выемками с повышением Re падает. Следует отметить, что только при Re = 7000 эффективность равна единице, т. е. скорости роста теплоотдачи уравновешиваются возрастанием гидравлических потерь. При более высоких Re теплогидравлическая эффективность меньше единицы. В скобки в табл. 1 заключены величины, определенные с учетом возрастания смоченной поверхности за счет нанесения выемок.

Таблица 1

Характеристики	Re			
	7000	10 000	13 000	16 000
Nuo	19.4 (15.2)	25.8 (20.3)	31.4 (24.7)	36.4 (28.8)
Nuopl	17.4	23.6	29.3	34.5
Nuo/Nuopl	1.115 (0.874)	1.093 (0.860)	1.072 (0.843)	1.055 (0.835)
ζ	0.01514	0.01511	0.01472	0.01461
ζpl	0.01368	0.01279	0.01205	0.01157
ζ/ζpl	1.107	1.181	1.222	1.263
(Nuo/Nuopl)/	1.007	0.925	0.877	0.835
(ζ/ζpl)	(0.790)	(0.728)	(0.690)	(0.661)

Влияние числа Рейнольдса на интегральные теплогидравлические характеристики

Легко видеть, что теплоотдача от участка с выемками в этом случае оказывается меньше, чем для эквивалентной гладкой стенки, т. е. полученный результат по интенсификации теплообмена можно отнести на счет увеличения поверхности теплообмена.

Таком образом, результаты экспериментального исследования показали, что нанесение цилиндрических выемок позволяет повышать общий теплосъем с нагреваемой стенки. При нанесении выемок с h/D = 0,5 повышение теплосъема составляет 36%. При этом наблюдается соизмеримый рост гидросопротивления.

Полученные результаты численного исследования и результаты экспериментов показали удовлетворительное согласование по уровню интенсификации теплоотдачи и повышения гидросопротивления в канале с цилиндрическими выемками с h/D = 0,2. Совместный анализ результатов численного и натурного эксперимента дал одинаковый вывод о том, что повышение теплоотдачи в основном связано с увеличением поверхности теплообмена, а не гидродинамическим воздействием на пристенное течение.

Работа выполнена по Договору № 14.Z50.31.0003, заключенного в рамках реализации постановления Правительства РФ № 220 от 9 апреля 2010 г. по привлечению ведущих ученых в российские образовательные учреждения высшего профессионального образования, научные учреждения государственных академий наук и государственные научные центры Российской Федерации (ведущий ученый С. А. Исаев).

УДК 621.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ РТУТИ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ С ЗАКРУЧЕННОЙ ЛЕНТОЙ

Л. Г. Генин, А. Г. Захаров, С. Г. Крылов, Я. И. Листратов

Национальный исследовательский университет (Московский энергетический институт), г. Москва, Россия

Проведенная работа посвящена расчетно-экспериментальному исследованию турбулентного теплообмена жидких металлов в условиях закрутки потока. Впоследствии полученные данные планируется использовать для верификации трехмерных CFD кодов, предназначенных для расчета безопасности и работоспособности реакторов нового поколения.

Целью работы являлось получение полей скорости и температуры, а также распределения по углу безразмерной температуры обогреваемой стенки θ_w для оценки неравномерности теплоотдачи:

$$\theta_w = \frac{\lambda(T_w - T)}{q_w d_\Gamma}.$$
(1)

Экспериментальная установка представляет собой ртутный стенд. Собственно рабочая часть опытного участка имеет вид кольцевого зазора, образованного двумя трубами длиной 1 м. Размеры внутренней трубы 12 мм×1 мм, внешней – 30 мм×1,5 мм. К поверхности внутренней трубы приварено ребро с шагом 400 мм, высотой 7,5 мм и толщиной 2 мм. Движение ртути осуществляется снизу вверх. Обогрев односторонний, обогреваемой является внутренняя трубка канала. Измерения полей температур осуществляются зондовым методом. Диапазон исследуемых чисел Re от 5000 до 20 000.

На рис. 1 изображена часть макета опытного участка с измерительным зондом. Зонд представляет собой рычаг, способный поворачиваться вокруг шарнира. Более длинное плечо – стержень с датчиком на конце (микротермопара для измерения поля температур или корреляционный датчик для измерения поля скорости) вводится в кольцевой зазор навстречу потоку. Для перемещения кончика зонда по сечению зазора используется координатный механизм, представляющий собой два микрометрических винта, с помощью которых зонд может независимо перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Если бы в канале не было ребра, то на стабилизированном участке профили скорости или безразмерной температуры в любом поперечном сечении были бы одними и теми же. Поэтому в экспериментах достаточно было бы провести измерения вдоль одного радиуса. Наличие спирального ребра в кольцевом зазоре значительно усложняет картину течения. Исходя из этого, в экспериментах необходимо выполнить измерения профилей температуры и скорости вдоль нескольких радиусов, расположенных на разных расстояниях от ребра. Изменение расстояний мест измерения профилей от ребра будет осуществляться путем поворота внутренней трубы.

Более подробную информацию о методике измерения зондовым способом, а также об основных принципах работы корреляционного датчика, использованного в эксперименте для измерения поля скорости, можно узнать из работ [1, 2].



Рис. 1. Часть макета опытного участка с измерительным зондом

Расчетная область, использованная для создания 3D модели, полностью повторяет собой геометрию опытного участка. Осевая координата *х* меняется в пределах от 0 до 1000 мм.



Рис. 2. Схема обогрева и система координат (сечение *x* = 900 мм)

Начало отсчета расположено на оси канала в начале обогреваемого участка при x = 0 мм, угловая координата ϕ , при этом отсчитывается от середины ленты. На рис. 2 представлена схема обогрева и система координат расчетной области.

Моделировалось несколько турбулентных режимов с Re в диапазоне от 6000 до 15 000. Результатами расчета являлись трехмерные поля скоростей, температур и давлений для модели опытного участка.

В процессе моделирования использовалась низкорейнольдсовая AKN *k*-є модель турбулентности [3].

На рис. 3, 4 приведены расчетные поля абсолютной величины скорости $w = \sqrt{w_x^2 + w_r^2 + w_{\omega}^2}$ м/с и температуры в сечении x = 900 мм соответственно.



Рис. 3. Расчетное поле скорости (м/с) в сечении x = 900 мм, Re = 14 500 (стрелками показаны направления и величины векторов скорости)



Рис. 4. Расчетное поле температуры (°C) в сечении x = 900 мм, Re = 14 500

Прежде всего влияние закрутки проявляется в том, что максимум температуры обогреваемой стенки находится не вплотную к ребру, где этого следовало ожидать из-за наличия застойной зоны, а смещен относительно него на 90–100 градусов. Да и вообще, температурное поле, как и поле скорости, отличается значительной неоднородностью.

На рис. 5 приведены сравнения расчетных и экспериментальных распределений безразмерной температуры обогреваемой стенки для нескольких режимов Re. На рис. 6 приведены сравнения расчетных и экспериментальных распределений безразмерной скорости w/\overline{w} по ширине канала для режима Re = 14 500 и угла φ = 281°, при этом для каждого экспериментального значения нанесен интервал погрешностей.

Полученные расчетные данные по температурным полям и распределению безразмерной температуры обогреваемой стенки качественно согласуются с экспериментальными значениями. Однако в количественных характеристиках наблюдаются довольно сильные расхождения. Также обнаружено, что расчетный и экспериментальный максимумы температуры обогреваемой стенки смещены друг относительно друга на 50–80 градусов.



Рис. 5. Распределение безразмерной температуры обогреваемой стенки θ_w в сечении x = 900 мм: 1 – эксперимент, Re = 6500; 2 – эксперимент, Re = 9400; 3 – эксперимент, Re = 12 400; 4 – эксперимент, Re = 14 500; 5 – расчет, Re = 6500; 6 – расчет, Re = 9400; 7 – расчет, Re = 12 400; 8 – расчет, Re = 14 500

Возможное объяснение этим отличиям между расчетом и экспериментом содержится в работе [4], дающей результаты предтестового моделирования.





Как полагают авторы, измерения, возможно, проходят в условиях отсутствия термической стабилизации, что, учитывая конструкцию ртутного стенда и особенности измерения азимутального распределения температуры, вносит существенный вклад в методическую погрешность экспериментальных данных.

Обозначения

 d_{Γ} – гидравлический диаметр канала, м; q_w – плотность теплового потока на обогреваемой стенке канала, Bт/м²; Re – число Рейнольдса; T_w – местная температура на обогреваемой стенке канала, °C; \overline{T} – среднемассовая температура ртути в поперечном сечении канала, °C; \overline{w} – среднемассовая скорость ртути, м/с; λ – теплопроводность ртути, Bт/(м·°C).

Литература

1. Беляев И. И., Генин Л. Г., Крылов С. Г., Разуванов Н. Г., Свиридов В. Г. Экспериментальное исследование полей температуры при течении жидкого металла в кольцевом канале со спиральным ребром // РНКТ-6: Тр. 6-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: Изд-во МЭИ, 2014. 2. Abe K., Kondoh T., Nagano Y. A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows – I. Flow field calculations // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1994. Vol. 37, No. 1. Pp. 139–151.

3. Генин Л. Г., Крылов С. Г., Листратов Я. И., Захаров А. Г. Исследование полей скорости и температуры в кольцевом канале с винтовым оребрением применительно к созданию тепловыделяющей сборки реактора БРЕСТ-ОД-300 // Докл. конф. молодых специалистов "Инновации в атомной энергетике". 25–26 ноября 2015 г. М.: ОАО "НИКИЭТ", 2015 (в печати).

4. Захаров А. Г. Трехмерное численное моделирование турбулентного теплообмена в закрученных потоках жидкого металла применительно к созданию реакторов нового поколения // Докл. конф. молодых специалистов "Инновации в атомной энергетике". 20–21 ноября 2013 г. М.: ОАО "НИКИЭТ", 2013. С. 197–206.

УДК 621.1:536.24

НЕСТАЦИОНАРНАЯ КОНВЕКЦИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПОЛУОГРАНИЧЕННОГО ЦИЛИНДРА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ

К. Х. Гильфанов, М. А. Сафин, Н. Ю. Минвалеев, Г. И. Замалиева

Казанский государственный энергетический университет, г. Казань, Россия

Современные энергетические установки имеют большое количество трубопроводов различной длины и конфигурации. Работа установок и их элементов протекает в сложных термогазодинамических условиях, обусловленных наличием таких возмущающих факторов, как температурная неоднородность и тепловая нестационарность. Как правило, элементы установок участвуют в сопряженном теплообмене. Естественная нестационарная теплоотдача в условиях изменения во времени температуры стенки цилиндра приводит к значительным изменениям структуры конвекции, связанным с высокой нелинейностью процессов и применение принципа суперпозиции становится малоприемлемым. Неучет нестационарности в ряде случаев приводит к существенным ошибкам при проектировании технических устройств, выборе режимов их оптимального функционирования и разработке систем контроля и автоматического регулирования. Знание методов расчета локальных коэффициентов теплообмена естественной конвекции в нестационарных условиях играют значительную роль в повышении эффективности работы аппаратов.

Разработана экспериментальная установка для исследования нестационарной естественной конвекции. В качестве опытного образца использован тонкостенный (толщиной 0,1 мм) цилиндр из нержавеющей стали X18H10T диаметром 22,5 мм и длиной, равной 15-ти диаметрам (337,5 мм), выполненный методом лазерной сварки. Подобное соотношение размеров позволяет считать цилиндрическое тело полуограниченным и принимать распределение температуры стенки по радиусу равномерным ввиду малости числа Био Bi << 0,1. Опытный участок располагается на штативах высотой 0,1 м, установленных с обоих концов, которые являются проводниками для подачи электрического постоянного напряжения. Тепловые нестационарные условия реализуются посредством подачи и отключения электрического тока через опытный участок. Для исключения сопряженной конвекции внутри цилиндра установлено балластное цилиндрическое тело диаметром 22,5 мм. Источником питания (ИП) для нагрева служат два автомобильных аккумулятора параметрами 12 В и 50 А/ч, включенных последовательно. ИП коммутируется с экспериментальным участком при помощи коммутационного устройства (КУ) и поста управления (ПУ).

Для измерения температуры на поверхности стального цилиндра использованы малоинерционные, бескорольковые хромель-копелевые (L) термопары диаметром 0,02 мм. Контактная пара термоэлектродов выполнена методом конденсаторной сварки. Семь термопар присоединены к полуповерхности цилиндрического опытного участка при центральном угле 30°, начиная от передней критической точки.

В нестационарных условиях важными являются динамические характеристики термоприемников. Постоянная времени термопар оценена около 0,06 с, что примерно на два порядка ниже продолжительности времени исследуемых тепловых процессов.

Использование автоматизированных измерительно-информационных систем сокращают сроки получения результатов, обработки материалов эксперимента и повышают качество полученных результатов. В предложенной экспериментальной установке использовано оборудование фирмы *National Instruments (NI)* с программным пакетом *LabView*.

Эксперимент по исследованию нестационарной свободной конвекции заключается в электронагреве опытного участка двумя автомобильными аккумуляторами с параметрами 12 В, 50 А/ч, соединенными последовательно, и съеме информации с термоприемников в реальном масштабе времени.

Режим нагрева выбирается, исходя из реализации максимально возможных нестационарных условий (скорости повышения температуры стенки). Предельная кратковременная температура нагрева задается приблизительно 300 °C, так как при дальнейшем повышении температуры начинается интенсивное дымообразование вследствие горения балластного тела и изменяются условия отвода тепла внутрь за счет теплопроводности. При токе электронагрева около 100 А нагрев стенки до 300 °C происходит за 0,6–1,0 с. С целью исключения систематической погрешности измерения температуры из-за шагового падения напряжения на опытном участке эксперименты дублируются с изменением полярности на противоположную напряжения электропитания.

В результате численного эксперимента установлено, что удельная тепловая мощность, направленная внутрь балластного тела за счет теплопроводности $q_{\rm BH}$, по абсолютной величине не превышает 0,15 кВт/м², что составляет менее 0,16% от тепловой мощности свободно-конвективного теплообмена.

Тепловая мощность, рассеиваемая лучистым теплообменом в окружающую среду при температуре стенки около 300 °C, не превышает 3 кВт/м². В начальный момент при включении источника питания (0–0,1 с) абсолютные значения температур невелики, относительные погрешности высокие. Поэтому данные представлены во временном диапазоне 0,1–1,0 с.

Момент выключения электропитания соответствует меньшим значениям Nu, далее экспериментальные точки перемещаются вверх, пересекают последовательно расчетные линии по стационарным режимам свободно-конвективного осредненного теплообмена: псевдотеплопроводности, заштрихованную область (расчет по формуле Германа) и линию ламинарной конвекции, переходного и турбулентного режимов. Временной промежуток между двумя соседними точками для одного центрального угла равен 10 с. К моменту времени 90 с опытные точки концентрируются в области переходного и турбулентного режимов, т. е. числа Nu увеличиваются в 5–6 раз. Подобное изменение безразмерных коэффициентов теплоотдачи следует объяснить нарушением энергетического баланса в пристенной области, деформацией профилей температуры при нестационарных условиях. Начальные моменты характеризуются менее наполненными профилями, что соответствует меньшим градиентам температур и, как следствие, меньшими значениями коэффициентов теплоотдачи. Далее происходит деформация профилей температуры, которые становятся более заполненными и коэффициенты теплоотдачи растут.

Характер расположения точек показывает, что результаты качественно согласуются с данными, где изучался нестационарный теплообмен при поперечном вынужденном обдуве цилиндра. По достижении минимальных значений чисел Nu происходит тенденция к повороту экспериментальных точек обратно – в сторону повышения и приближения к стационарным значениям безразмерных коэффициентов теплоотдачи.

С целью обобщения опытные данные обработаны в виде временной зависимости относительных чисел Нуссельта (Nu/Nu0)Ra = const = t(t).

УДК 523.529

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КАНАЛЕ С ИНТЕНСИФИЦИРОВАННОЙ СКРУЧЕННОЙ ЛЕНТОЙ

А. А. Гиниятуллин, С. Э. Тарасевич, А. В. Шишкин, А. Б. Яковлев

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, г. Казань, Россия

Проведено исследование теплоотдачи труб со вставками в виде оребренных скрученных лент [4, 6] s/d = 2,5-4. Высота ребер *h* варьировалась от 0,5 до 1,5 мм, шаг установки *t* от 40 до 120 мм, угол установки α от 40–50°. Число Рейнольдса Re, подсчитанное по диаметру трубы *d*, варьировалось от 8·10³ до 2·10⁵, плотность теплового потока q = 50-350 кВт/м².

На рис. 1 представлены локальные значения теплоотдачи труб со вставками в виде оребренных скрученных лент при разных числах Рейнольдсах. Можно отметить, что теплоотдача уменьшается по длине, однако наблюдается неравномерность значений локальной теплоотдачи в трубах со ставками в виде оребренных скрученных лент, которая, как и в случае гладких лент, обусловлена особенностью измерения температуры стенки трубы со вставкой. За счет изоляционных эффектов в местах соприкосновения торцов скрученной ленты со стенкой канала, температура в этом месте становится выше, чем в окрестностях, что приводит к неравномерности температуры как по сечению, так и по длине.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные по теплоотдаче при s/d = 4 и различных параметрах оребрения. Полученные данные по теплоотдаче были сравнены с результатами расчета по формуле Манглика – Берглеса [2]. Из анализа представленного графика можно сделать вывод, что установка ребер на поверхность скрученной ленты приводит к интенсификации теплообмена [5]. Дополнительная интенсификация обеспечивается за счет дискретной турбулизации потока ребрами [3], а также выравнивания температурных неоднородностей, характерных для течений в трубах со вставками в виде скрученных лент. Чем меньше шаг и больше высота ребер, тем выше интенсификация теплообмена.

Сравнение результатов по теплоотдаче для двух крайних высот ребер, соответствующих 0,5 и 1,5 мм (рис. 3), показало, что теплоотдача труб с такими вставками отличается примерно на 36%. Наименьшее значение теплоотдачи имеют трубы со вставками в виде лент с ребрами малой высоты (0,5 мм). Ленты с данным типом ребер интенсифицируют теплоотдачу максимум на 7% по сравнению с гладкими скрученными лентами.



Рис. 1. Локальные значения теплоотдачи трубы со вставленной оребренной скрученной лентой s/d = 4; h = 1,5 мм



Рис. 2. Теплоотдача труб со вставками в виде оребренных скрученных лент при s/d = 4: точки – экспериментальные данные, линии – расчет по формуле М. А. Михеева (гладкая труба) и Манглика – Берглеса (гладкая лента s/d = 4)



Рис. 3. Теплоотдача труб со вставками в виде скрученных лент, имеющих ребра на поверхности разной высоты: точки – экспериментальные данные, линия – расчет по формуле Манглика – Берглеса для гладкой ленты *s/d* = 4

В работе были исследованы три скрученные ленты с относительным шагом закрутки s/d = 4, высотой ребер h = 1 мм, шагом установки t = 40 мм и углом установки α , равным 40° , 45° , 50° . Как показали исследования, влияние угла выражено слабо и находится в пределах погрешности эксперимента. Для исследования влияния шага установки ребер на теплоотдачу использовались три скрученные ленты с относительным шагом закрутки s/d = 4, высотой ребер h = 1 мм, углом установки ребер $\alpha = 45^{\circ}$ и шагом установки t = 40, 80, и 120 мм.

Выявлено, что шаг установки ребер значительно влияет на коэффициент теплоотдачи. Причем ленты с шагами 80 и 120 мм имеют примерно одинаковый уровень интенсификации в пределах 7–9% по сравнению с гладкой лентой. Сравнивая значения теплоотдачи труб со вставками в виде оребренных скрученных лент с шагом 120 и 40 мм, можно сказать, что теплоотдача последних на 20–25% больше.

Таким образом, наименьшую интенсификацию теплообмена, обеспечивают вставки в виде лент с ребрами малой высоты (0,5 мм) или большого шага (80, 120 мм). Это подтверждает выводы численного эксперимента [7] и указывает на нецелесообразность использования шагов более 80 мм, а также скрученных лент с ребрами малой высоты.

Получена обобщающая зависимость для теплоотдачи

$$Nu = 0.023 \operatorname{Re}^{0.8} \operatorname{Pr}^{0.4} \left(1 + \frac{0.769}{s/d} \right) \left(\frac{\pi}{\pi - 4\delta/d} \right)^{0.8} \left(\frac{\pi + 2 - 2\delta/d}{\pi - 4\delta/d} \right)^{0.2} \left(1 + 59 \left(\frac{h}{t} \right)^{1.5} \right) \left(\frac{\mu_{\ast}}{\mu_{\mathrm{cr}}} \right)^{0.18}.$$
 (1)

Были выполнены экспериментальные исследования и на хладагенте R134a. Как показал анализ литературы, расчет коэффициента теплоотдачи при вынужденной конвекции при течении различных хладагентов R12, R407c в каналах со вставленной скрученной лентой большинство авторов рекомендуют производить по зависимостям Манглика – Берглеса [2], В. К. Щукина [1].

Экспериментальные данные авторов по теплоотдаче при вынужденном движении R134a в канале со вставленными скрученными лентами хорошо согласуются с расчетными значениями, полученными по зависимости Манглика – Берглеса [2].

Результаты по теплоотдаче при течении R134a в канале со скрученной лентой с ребрами на поверхности y = 4, h = 1 мм, t = 40 мм, $\alpha = 45^{\circ}$ представлены на рис. 4.



Рис. 4. Теплоотдача при течении R134a в каналах со вставленными скрученными лентами

Прирост теплоотдачи с лентой, имеющей ребра на своей поверхности относительно гладкой скрученной лентой с аналогичной степенью закрутки s/d = 4 при течении хладагента R134a, составляет 23%, данный уровень интенсификации идентичным образом был зафиксирован при вынужденном течении воды. Максимальное отклонение экспериментальных данных от значений, рассчитанных по зависимости (1), составляет не более 17,6%.

Следует также отметить тот факт, что все экспериментальные данные, полученные в условиях вынужденного течения R134a в прямолинейном канале, в канале со вставленными скрученными лентами, с лентами, имеющими ребра на своей поверхности против направления скручивания, лежат ниже известных зависимостей М. А. Михеева, Манглика – Берглеса и полученной авторами зависимости (1) для воды соответственно на 15–17,6%. Данный эффект можно объяснить тем, что все зависимости были получены при течении воды, в которых теплофизические поправки не в полной мере учитывают влияние свойств различных жидкостей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 13-08-00469_а и №14-08-31178 мол_а).

Обозначения

δ – толщина ленты, мм; μ – динамический коэффициент вязкости, Па·с.

Литература

1. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980. – 240 с.

2. Manglik R. M., Bergles A. E. Swirl Flow Heat Transfer and Pressure Drop with Twisted-Tape Inserts // Advances in Heat Transfer. 2002. No. 36. Pp. 183–266.

3. Тарасевич С. Э., Щелчков А. В., Яковлев А. Б. Структура адиабатных двухфазных течений в каналах с закручивающими вставками // Труды XVII школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А. И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в аэрокосмических технологиях». М.: Издательский дом МЭИ, 2009. Т. 2. С. 143–146.

4. Tarasevich S. E., Yakovlev A. B., Giniatullin A. A., Shishkin A. V. Heat And Mass Transfer In Tubes With Various Twisted Tape Inserts // Proceedings of the ASME 2011. International Mechanical Engineering Congress & Exposition, IMECE2011, Denver, Colorado, USA, 2011. Paper IMECE2011-62088. Pp. 1–6.

5. Тарасевич С. Э., Яковлев А. Б., Гиниятуллин А. А., Шишкин А. В. Особенности тепломассообмена в трубах с различными закручивающими ленточными вставками // Тепловые процессы в технике. 2011. Т. 3, № 3. С. 133–139.

6. Пат. на изобр. RU № 2432542 С2. Устройство для интенсификации теплообмена в каналах различного поперечного сечения / А. Б. Яковлев, С. Э. Тарасевич, Г. К. Ильин, А. В. Щелчков. № 2009147927; заявл. 22.12.2009; опубл. 27.10.2011. Бюл. № 30.

7. Гиниятуллин А. А., Тарасевич С. Э., Яковлев А. Б. Численное исследование течения в трубе со вставками в виде оребренных скрученных лент // Труды V междунар. конф. «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках». 19–22 октября 2015 г. Казань, 2015. С. 54–55.

УДК 536.24

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАСЧЕТА КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ

М. И. Давидзон

Ивановский государственный университет, г. Иваново, Россия

В настоящее время изучение конвективного теплообмена ведётся аналитическими, численными, экспериментальными методами или их комбинацией. Во множестве случаев все методы направлены на определение величины, именуемой коэффициентом теплообмена (теплоотдачи) α . По известной плотности теплового потока q, температуре стенки T_w и температуре движущейся в канале жидкости T коэффициент теплообмена определяют из закона охлаждения И. Ньютона (по терминологии англоязычных исследователей) или Ньютона – Рихмана (некоторых российских):

$$q = \alpha \left(T_w - T \right). \tag{1}$$

Интересны толкования температуры T различными исследователями. В учебниках по теплопередаче [1–3] указывают, что T – это «температура окружающей тело жидкой или газообразной среды». В научной литературе приводится уточнение, что это температура жидкости вдали от стенки, постоянная по сечению канала температура [4] или средняя температура жидкости по сечению [5]. Существует и такая точка зрения, что следует принять в каждой задаче, что понимать под T: среднюю по сечению канала, среднемассовую температуру жидкости или постоянную по сечению температуру жидкости на входе в обогреваемый участок канала. Выбор зависит от характера задачи и производится лишь из соображений удобства расчётов [5].

Естественен вопрос: почему одно и то же математическое выражение называют разными именами? Встречается ли в работах И. Ньютона по теплообмену закон, названный его именем? Эксперименты по охлаждению нагретого тела И. Ньютон проводил с 1693 г. Первая статья на эту тему им опубликована на латинском языке в 1701 г. [6, 7] анонимно (без указания автора). Ещё одна особенность статьи – в ней не приводится никаких формул, зависимостей, уравнений, графиков. Статья, по всей видимости, является попыткой предложить новую температурную шкалу. Требовалось провести эксперименты. С этой целью кусок железа (а ріесе of iron) разогревался докрасна и затем охлаждался в потоке воздуха. Скорость обдува металла во всех опытах оставалась одной и той же. При проведении опытов возникли проблемы с измерением высоких температур нагретого металла. Решению этого вопроса посвящена значительная часть статьи.

В 1706 г. Ньютон издал книгу «Оптика». В ней под несколько видоизменённым названием и, возможно, пересмотренном содержании была помещена та же статья (1701 г.). Книга была переведена на русский язык [8]. Одна из ключевых фраз этого перевода следующая: «.... теплота, которую нагретое железо сообщает в заданное время смежным с ним холодным телам, т. е. теплота, которую железо затрачивает в продолжение заданного времени, пропорциональна всей теплоте железа; поэтому, если времена охлаждения принимать равными, то теплоты будут в геометрической прогрессии и могут быть легко найдены по таблице логарифмов» [8, с. 67]. Как физик-теоретик и прекрасный экспериментатор И. Ньютон не мог не заметить, что чем выше была температура остывающего тела, тем больше энергии в единицу времени передаётся в окружающую среду. Можно полагать, что его интересовала связь между отданным в окружающую среду количеством тепла и

температурой остывающего тела. Простейшее предположение – линейная зависимость. Именно это утверждение о пропорциональности между переданным нагретым телом количеством тепла и его температурой («всей теплотой железа»), по-видимому, составляет содержание закона охлаждения И. Ньютона. Если через U обозначить энергию, потерянную нагретым телом при охлаждении, а через τ время, то закон охлаждения И. Ньютона можно записать в виде

$$\frac{dU}{d\tau} = kT_w, \tag{2}$$

где *k* – коэффициент пропорциональности; *T_w* – температура тела (можно полагать, что это и есть температура поверхности тела).

Если учесть, что в опытах И. Ньютона масса теплоотдающего тела практически не менялась, а удельная теплоёмкость при постоянном объеме является константой, то вместо выражения (2) можно записать

$$dU = mC_m dT_w.$$
 (3)

Равенство (3), как известно из термодинамики, представляет собой способ вычисления внутренней энергии системы. При этом температура измеряется в градусах абсолютной термодинамической шкалы температур – в градусах Кельвина. Выходит, что «истинным» законом И. Ньютона установлена принципиальная для термодинамики связь между мерой количества теплового движения частиц системы (внутренней энергией) и температурой.

Спустя примерно полвека после работы И. Ньютона, в Российскую Академию наук (1747 г.) была представлена статья В. Рихмана [9], посвященная экспериментальным теплофизическим исследованиям. Методика проведения экспериментов В. Рихманом отличалась от опытов И. Ньютона. В. Рихман охлаждал сферические стеклянные сосуды, заполненные горячей водой. Опыты проведены с различными массами и начальными температурами воды. Использовались сосуды различных диаметров. Из выводов работы: «Итак, мы заключаем из опытов, что убывание теплоты ... происходит в сложной зависимости прямо пропорционально поверхностям и разностям между температурой охлаждаемых или нагреваемых масс и температурой воздуха и обратно пропорционально объемам нагреваемых или охлаждаемых масс при условии, что промежутки времени равны друг другу и невелики. Утвердив это положение, мы способны будем обосновать закон, согласно которому можно будет предсказать убывание или возрастание теплоты за любой промежуток времени *при постоянной температуре воздуха*» ([9], с. 80).

К сожалению, трагическая смерть во время изучения природного электричества помешала В. Рихману записать закон в окончательном виде. Как следует из приведённой выше цитаты, в законе охлаждения В. Рихмана чем больше поверхность теплообмена f, тем больше поток передаваемой энергии U. По наблюдениям В. Рихмана энергия, отдаваемая в окружающую среду нагретым телом, зависит не только от температуры нагретого тела T_w (как в законе охлаждения И. Ньютона), но и от температуры окружающей среды (в помещении) T_{∞} . Количественно это можно записать в следующем виде:

$$\frac{dU}{d\tau} = \frac{k_2}{V} f\left(T_w - T_\infty\right) = \sigma f\left(T_w - T_\infty\right),$$

где k_2 – коэффициент пропорциональности; V – объём охлаждаемого тела. В настоящее время этот закон принято записывать в форме

$$q = \frac{dU}{d\tau f} = \sigma \left(T_w - T_\infty \right). \tag{4}$$

Здесь q – поверхностная плотность теплового потока; σ – эмпирический коэффициент.

В выражении закона охлаждения В. Рихмана впервые появилась разность температур тела T_w и окружающей среды T_{∞} .

Ж. Фурье в «Аналитической теории тепла» (1822 г.) [10], по-видимому, впервые в истории физики для описания конвективного теплообмена предложил понятие плотности теплового потока как количества тепла, прошедшего через единицу поверхности в единицу времени. В его представлении

$$q = \sigma_1 \left(T_w - T_c \right),$$

где σ_1 – некоторая постоянная "external conductibility" (внешняя теплопроводность); T_w – температура нагретой поверхности; T_c – температура окружающего воздуха. При этом предполагается, что температура поверхности и воздуха, а также скорость движения воздуха около поверхности в процессе теплообмена не меняются. Нетрудно заметить, что по форме предложенный Ж. Фурье закон не отличается от закона охлаждения В. Рихмана. Ж. Фурье отмечает, что постоянная σ_1 должна отличаться для различных сред и зависит от температуры ([10], с. 43). На той же странице в сноске переводчик книги Ж. Фурье заметил, что более точное выражение закона Ж. Фурье следует искать в работах Дюлонга и Пти. Некоторые авторы [11] пришли к выводу, что уравнение закона передачи тепла следует записывать в форме

$$q = \sigma_1 \left(T_w - T_\infty \right)^n.$$

Показатель степени получается равным n = 1,3-1,6 в зависимости от возможности обеспечения свободной циркуляции воздуха. Дюлонг и Пти после проведения тщательных экспериментов пришли к выводу, что n = 5/4 в условиях естественной конвекции, когда σ_1 не зависит от температуры.

Выражение (1), именуемое в англоязычной научно-технической литературе законом охлаждения И. Ньютона, похоже, не соответствует закону И. Ньютона (2), (3) ни по форме, ни по содержанию.

Приходится признать, что попытки создать теорию для расчёта коэффициента теплообмена, скорее всего, не увенчались успехом. Возможно, это связано с тем, что используемое в теории и практике конвективного теплообмена выражение (1) не безупречно с точки зрения физики явления теплообмена. В самом деле, в (1) слева содержится плотность теплового потока. Её можно интерпретировать как тепловую энергию, получаемую или отдаваемую системой, но отнесенную к единице поверхности. Тогда правая часть выражения должна содержать разность температур системы после и до взаимодействия. Под q можно понимать энергию, подводимую к единице поверхности тепловоспринимающей системы. В этом случае правая часть должна выражать изменение внутренней энергии тепловоспринимающей системы. В соответствии с «истинным» законом охлаждения И. Ньютона и первым законом термодинамики изменение внутренней энергии системы пропорционально разности температур системы после и до нагрева. В равенстве (1) справа содержится температура стенки T_w – термодинамический параметр теплоподводящей системы, а должна быть конечная температура нагреваемой среды. Выходит, что выражение (1), именуемое законом охлаждения Ньютона или законом охлаждения Ньютона – Рихмана, не согласуется с первым законом термодинамики.

При получении точных решений задач конвективного теплообмена в каналах [5, 4] прибегают к использованию выражения (1). Например, при решении задач о конвективном теплообмене в трубе получено, что при устремлении длины трубы к бесконечности коэффициент теплообмена стремится к некоторому асимптотическому значению. А из

термодинамики следует, что в этом случае должно наступить равновесие и коэффициент теплообмена должен стремиться к нулевому значению. Эксперименты [12] подтверждают сказанное. Не подтверждается экспериментами [12, 13] линейный характер зависимости (1). Зависимость (1) по экспериментам, скорее всего, экспоненциальная.

При нахождении коэффициентов теплообмена и чисел Нуссельта плотность теплового потока представляют как величину, пропорциональную градиенту температуры на стенке. Но такое представление по Ж. Фурье справедливо вблизи положения равновесия при малых градиентах температуры. У стенки градиент температуры очень большой!

Не является ли причиной расхождения теории и экспериментов использование в решениях выражения, именуемого законом охлаждения Ньютона – Рихмана?

Предлагается новый способ решения инженерных задач конвективного теплообмена в каналах. В его основе независимое описание плотности теплового потока через параметры теплоотдающей и тепловоспринимающей систем. На основе первого закона термодинамики получено [14] дифференциальное уравнение (5), которое позволяет отказаться от использования коэффициента теплообмена

$$q = \frac{f}{\Pi} \rho C_m v \frac{dT}{dx}.$$
 (5)

Здесь П – периметр канала.

Проведено сопоставление решений, полученных на основе выражения (5), с экспериментальными данными различных авторов.

Литература

1. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергоиздат, 1981. – 424 с.

2. Балайка Б., Сикора К. Процессы теплообмена в аппаратах химической промышленности. М.: Машгиз, 1968. – 352 с.

3. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1973. – 319 с.

4. Гребер Г., Эрк С. Основы учения о теплообмене. М.; Л.: Объединенное науч.-техн. изд- во НКТП СССР, 1936. – 327 с.

5. Петухов. Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М.: Энергия, 1967. – 411 с.

6. Anonymous. Scala graduum caloris (Lat) // Philosophical Transactions. 1701. No. 270. Pp. 824-829.

7. Newton I. Scale of the degrees of heat (English translation) // Philosophical Transactions Royal Society of London. Abridged. 1809. No. 4. Pp. 572–575.

8. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. Оптика. Оптические лекции: (избранные места). Л.: Изд-во П. П. Сойкина, 1929. – 71 с.

9. Рихман В. Труды по физике. М.: Изд-во АН СССР, 1956. – 711 с

10. Fourier J. The Analytical Theory of Heat. Translated, with notes, by Alexander Freeman. London: Cambridge, At the University Press, 1878. – 466 p.

11. O'Sullivan C. T. Newton's Law of Cooling – A Critical Assessment // Am. J. Phys. 1990. Vol. 58, No. 10. October. Pp. 956–960.

12. Ма Тун-цзе. Развитие процесса теплоотдачи в трубах при ламинарном течении // Теплопередача. М.: Изд-во АН СССР, 1962. С. 27–33.

13. Жукаускас А., Жюгда И. Теплоотдача в ламинарном потоке жидкости. Вильнюс: Минтис, 1969. –264 с.

14. Давидзон М. И. Новый подход к расчёту конвективного теплообмена в каналах // Вестн. Иванов. гос. ун-та. Сер. Естественные, общественные науки. 2013. Вып. 2. С. 64–73.

УДК 534-13:536.24

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООТДАЧИ В КОНФУЗОРЕ ПРИ НАЛОЖЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЯХ ПОТОКА ГАЗА

И. А. Давлетшин, Д. И. Зарипов, Н. И. Михеев, А. А. Паерелий

Казанский научный центр РАН, г. Казань, Россия

Интенсификация теплообменных процессов является актуальной задачей при работе различных технических устройств. Результат здесь может быть достигнут применением различных геометрий проточных частей [1, 2], соответствующих режимных параметров течений теплоносителей, в частности наложенных пульсаций потока [3, 4], и т. д.

Довольно распространено в технических установках наличие участков переменного сечения, к их числу относятся диффузоры и конфузоры. В данной работе проведено экспериментальное исследование теплоотдачи на стенке конфузора на пульсирующих режимах течения рабочей среды (воздуха). Исследование проводилось на установке, схема которой приведена на рис. 1. Рабочий участок установки представлял собой плоский канал общей длиной 0,5 м и состоял из трех участков: предвключенный участок постоянного сечения, конфузор и поствключенный участок постоянного сечения. Стенки, располагающиеся под углом к оси канала, имели длину 150 мм. Пульсации потока на рабочем участке установки создавались специальным узлом пульсатором, в котором проходное сечение на выходе из канала периодически перекрывалось вращающейся заслонкой. Частота наложенных пульсаций задавалась путем регулирования скорости вращения вала электродвигателя, на котором располагалась заслонка. Система регулирования обеспечивала широкие диапазоны частот наложенных пульсаций (0-220 Гц) и безразмерных амплитуд скорости потока (0-1). Подача воздуха в рабочий участок из окружающей среды обеспечивалась вентилятором, работающим на отсос. Для стабилизации расхода воздуха за рабочим участком имелся ресивер объемом 1,5 м³. Расход контролировался ультразвуковым расходомером ИРВИС-РС4-Ультра, расположенным за ресивером.

Общая длина рабочего участка (0,5 м) в исследованном диапазоне частот была заметно меньше длины звуковой волны (более 1,8 м). Данное положение позволяло считать, что исследуемый канал находился в условиях колебаний скорости потока, т. е. ее амплитуда оставалась примерно одинаковой по длине канала в широком диапазоне частот пульсаций. Лишь на первой резонансной частоте 170 Гц и вблизи нее колебания параметров имели узлы и пучности на концах канала.

Проточная часть экспериментальной установки имела следующие размеры:

- ширина канала по всей длине 60 мм;

– высота на входе 130 мм (площадь входного сечения $F_{BX} = 60 \times 130 \text{ мм}^2$);

– высота на выходе 50 мм (площадь выходного сечения $F_{Bbix} = 60 \times 50 \text{ мм}^2$).

На оси канала по всей ширине в биссекторной плоскости была установлена пластина длиной 350 мм и толщиной 1,5 мм. Передняя кромка пластины располагалась на расстоянии 50 мм от входного сечения канала. При этом 150 мм длины пластины находились в предвключенном участке канала, 145 мм – в конфузорной части и 55 мм – в поствключенном участке. Таким образом, канал экспериментальной установки представлял собой два симметричных параллельно расположенных конфузора. Такая конфигурация канала позволяла обеспечивать симметричные условия обтекания и теплоотдачи на общей стенке конфузоров – пластине. Правда, в данном случае при сохранении отношения площадей $F_{\text{вых}} = 2,6$ и длины конфузора (145 мм) угол сужения канала становится в 2 раза меньше исходного (без пластины) – $\phi/2 = 15,5^\circ$.



Рис. 1. Конфузор: *1* – пульсатор, *2* – рабочая часть, *3* – плата с термометрами сопротивления, *4* – боковые стенки канала

Пластина для исследования теплоотдачи представляла собой электрическую плату (рис. 2), с обеих сторон которой имелись медные дорожки. Перед началом измерений теплоотдачи по дорожкам пропускался электрический ток, который нагревал пластину. После достижения определенного уровня температуры ток отключался, и плата переходила на режим измерений температуры. С этой целью дорожка была разделена на 23 участка по длине и, по сути, эти участки являлись термометрами сопротивления. Измерения температуры пластины (стенки) в 23 точках по длине в процессе нестационарного (регулярного) режима ее охлаждения позволяло определять распределение коэффициента теплоотдачи по стенке канала.



Рис. 2. Плата с термометрами сопротивления: *1* – медные дорожки, *2* – токоотводы термометров сопротивления, *3* – клеммы термометров, *4* – подвод тока на нагрев

Эксперименты проводились при одинаковых настройках расходного узла установки. Менялась лишь частота наложенных пульсаций скорости потока путем изменения частоты вращения заслонки. В экспериментах объемный расход воздуха в установке составлял $Q = (54-63) \text{ нм}^3/\text{ч}$. Относительная амплитуда пульсаций скорости составила $\beta = A_U/U_{cp} = 0,6-1,0$ (A_U – амплитуда скорости, U_{cp} – средняя скорость потока). При этом максимальные значения расхода и минимумы амплитуд приходились на низкие частоты, а минимумы расхода и максимумы амплитуд соответствовали резонансному (~180 Гц) и околорезонансным режимам.

Полученные в указанных диапазонах параметров распределения среднего по времени коэффициента теплоотдачи представлены на рис. 3. Графики распределений α (для различных частот с шагом 10 Гц) по длине канала указывают на интенсификацию теплообмена на пульсирующих режимах (рис. 3, *a*), стационарный режим (жирная линия) имеет значения α , близкие к минимальным. Максимальная интенсификация наблюдается на резонансном

режиме. Наглядно этот эффект наблюдается на графиках зависимости безразмерного коэффициента теплоотдачи Nu от частоты наложенных пульсаций (рис. 3, б). Здесь линия 1 представляет собой распределение среднего коэффициента теплоотдачи на всей теплообменной пластине в целом, линия 2 – средний коэффициент теплоотдачи лишь в конфузорной части, границы которой показаны пунктирными линиями на рис. 3, *a*. В числах Нуссельта Nu и Рейнольдса Re был использован эквивалентный диаметр канала на входе в конфузорный участок. Комплекс Nu/Re^{0.75} был использован для определения влияния частоты наложенных пульсаций на коэффициент теплоотдачи, исключая влияние скорости газа.



Рис. 3. Распределения коэффициента теплоотдачи в конфузоре: *a* – по длине канала при различных частотах; *б* – по частоте наложенных пульсаций

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 13-08-00359, 15-01-06172.

Литература

1. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Копп И. З., Мякочин А. С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. – 408 с.

2. Webb R. L. Principles of Enhanced Heat Transfer. New York, Wiley, 1994.

3. Дрейцер Г. А., Краев В. М. Турбулентное течение газа при гидродинамической нестационарности. Красноярск: Сиб. аэрокосм. акад., 2001. – 147 с.

4. Давлетшин И. А., Михеев Н. И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // ТВТ. 2012. Т. 50, № 3. С. 442–449.

УДК 532.5.01

НОВЫЙ ВИБРАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ТРАНСПОРТА ПРИМЕСИ В КОНВЕКТИВНЫХ СИСТЕМАХ

В. А. Демин, Ю. Н. Мухайлова

Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь, Россия

Высокочастотные колебания полости, целиком заполненной жидкостью, при наличии температурной неоднородности могут вызывать регулярные осредненные течения (явление термовибрационной конвекции) [1]. Возникающее при этом конвективное движение состоит из двух компонент – колебаний с частотой вибраций и осредненного течения. Если период колебаний много меньше всех гидродинамических времен, а амплитуда смещения в некотором смысле мала, то может быть применен метод осреднения, который позволяет получить замкнутую систему дифференциальных уравнений для осредненных полей скорости, температуры и давления. В теории тепловой конвекции этот метод был впервые развит в работе [2] для изучения влияния высокочастотных вибраций на конвективную устойчивость равновесия горизонтального слоя жидкости, подогреваемого снизу. Экспериментально термовибрационная конвекция горизонтального слоя жидкости с твердыми границами при воздействии высокочастотных вибраций, наклоненных под произвольным углом к слою, была изучена в [3]. Эксперименты подтвердили справедливость теоретического подхода к описанию вибрационно-конвективных течений, в основу которого был положен метод осреднения. В дальнейшем, в рамках теории термовибрационной конвекции были рассмотрены и другие геометрии [4]. В случае бесконвективного приближения метод осреднения на геологических масштабах времени с учетом годичных колебаний температуры был реализован в [5] применительно к описанию медленного проникновения газовой фазы в грунт. В основу реализованной процедуры осреднения была заложена зависимость коэффициента диффузии от температуры.

Для концентрационных задач при наличии конвективного переноса и высокочастотных вибраций также может быть применен метод осреднения. Эта процедура, реализованная в отношении классических уравнений концентрационной конвекции в форме, аналогичной приближению Буссинеска, приводит к следующей системе:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\nabla p + \Delta \vec{v} + \operatorname{Ra}_{v}(\vec{w}\nabla)(C\vec{n} - \vec{w}), \quad \operatorname{div}\vec{v} = 0,$$
(1)

$$\operatorname{Sc}\frac{\partial C}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)C = \Delta C + \varepsilon \Delta C^{2} + \operatorname{De}\Delta(\vec{w}\nabla C)^{2}, \qquad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{w} = \nabla C \times \vec{n}, \quad \operatorname{div} \vec{w} = 0.$$
(3)

Здесь \vec{v} , *C*, *p* – осредненные безразмерные поля скорости, концентрации тяжелой примеси и давления, медленно меняющиеся со временем; \vec{w} – дополнительная "медленная" переменная, пропорциональная амплитуде пульсационной компоненты скорости; \vec{n} – единичный вектор, направленный вдоль оси вибраций. В уравнения (1)–(3) входят безразмерные параметры: вибрационный аналог числа Рэлея Ra_v, определяющий интенсивность осредненного вибрационного воздействия, число Шмидта Sc, параметр ε , описывающий зависимость коэффициента диффузии от концентрации, и новый параметр De, отвечающий за дополнительный вибрационный транспорт в уравнении для концентрации. В уравнениях

(1)–(3) предполагается, что коэффициент диффузии зависит от концентрации по простейшему закону $D = D_0(1 + \alpha C)$. Критерии подобия в задаче имеют вид

$$Sc = \frac{v}{D_0}, \quad Ra_v = \frac{\left(b\Omega\beta_c \triangle Ch^2\right)^2}{2vD_0}, \quad De = \frac{\alpha \triangle C}{2h} \left(b\beta_c\right)^2, \quad \varepsilon = \alpha \triangle C$$

Далее рассмотрим процесс осредненного вымывания примеси с одной из стенок плоского слоя жидкости, заполненного жидкостью-носителем (рис. 1) за счет высокочастотного вибрационного воздействия на конвективную систему. Таким образом, дополнительным параметром в задаче является угол наклона оси вибраций β.



Рис. 1. Плоский слой жидкости с источником примеси на нижней границе

Изучим в чистом виде вибрационно-концентрационное конвективное воздействие на систему. Пусть для простоты слой находится в условиях невесомости. В этом случае единственным механизмом перераспределения примеси в жидкости в отсутствие вибраций является диффузия. При наличии высокочастотных вибраций появляется дополнительный градиентно-концентрационный механизм переноса, интенсивность которого, как оказывается, в первую очередь зависит от направления оси вибраций. Численные расчеты показывают, что наиболее ярко воздействие вибраций проявляется при касательных вибрациях.

Решение уравнений осуществлялось методом конечных разностей (использовалась двухполевая методика в сочетании с явной схемой). Вычислительный код был реализован на языке программирования FORTRAN-90. Производные по координате вычислялись с помощью центральных разностей, для аппроксимации производных по времени использовались односторонние разности. Значения вихря на границах полости находились по формулам Тома. На торцах слоя ставилось условие периодичности решений. Рабочая сетка составляла 31х15 узлов. Конвективные режимы вычислялись методом установления.

На твердых границах полости выполнялись следующие условия:

$$\vec{v}|_{\Gamma} = 0, \quad w_n|_{\Gamma} = 0, \quad C(0) = 1, \quad \partial C/\partial \vec{n}|_{z=1} = 0$$

На рис. 2 представлено поле концентрации примеси в момент времени, соответствующий развитому осредненному течению. Численное моделирование отвечает периодическому решению с длиной волны $\lambda = 4.2$ (в единицах толщины слоя). Изолинии концентрации демонстрируют эффект интенсивного вымывания примеси валиковым течением.



Рис. 2. Распределение примеси в слое в момент времени $t = 10^3$ при $Ra_v = 1500$, $\beta = 0^\circ$, $\varepsilon = 0.2$, Sc = 1000, De = 10. Расчет выполнен для волнового числа k = 1.5

Расчеты были проведены в широком диапазоне управляющих параметров. Оказалось, что наиболее эффективным способом для интенсификации или, наоборот, подавления процесса вымывания примеси является изменение угла наклона оси вибраций по отношению к слою.

На рис. 3 представлены зависимости максимума функции тока от времени для двух направлений оси вибраций: продольного и поперечного слою. Видно, что продольные вибрации инициируют в жидкости интенсивное осредненное течение, ускоряющее процесс вымывания примеси с нижней границы в объем жидкости, в то время как при поперечных вибрациях имеет место преимущественно только диффузионный перенос примеси к противоположной границе слоя.



Рис. 3. Зависимость максимума функции тока от времени при $\text{Ra}_v = 1500$, $\varepsilon = 0.2$, Sc = 1000, De = 10, k = 1.5, $1 - \beta = 0^\circ$, $2 - 90^\circ$

Таким образом, при определенных параметрах жидких смесей высокочастотные вибрации могут оказывать существенное осредненное влияние на распределение компонентов даже в отсутствие нагрева полости и силы тяжести.

Обозначения

 D_0 – коэффициент диффузии при малых значениях концентрации примеси, м²/с; α – размерный параметр зависимости коэффициента диффузии от концентрации; *b* – амплитуда колебаний, м; Ω – частота колебаний, 1/с; β_c – коэффициент зависимости плотности жидкости от концентрации; *h* – размерная толщина слоя, м; v – коэффициент кинематической вязкости, м²/с.

Литература

1. Gershuni G. Z., Lyubimov D. V. Thermal vibrational convection. Wiley&Sons, 1998. – 358 p.

2. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 51–55.

3. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 4. С. 815–816.

4. Бабушкин И. А., Демин В. А. Вибрационная конвекция в ячейке Хеле – Шоу. Теория и эксперимент // ПМТФ. Изд-во СО РАН, 2006. № 2. С. 40–48.

5. Goldobin D. S., Krausin P. V. Effect of temperature wave on diffusive transport of weakly soluble substances in liquid-saturated porous media // Eur. Phys. J. Plus. 2014. 129: 221. DOI 10.1140/epjp/i2014-14221-1.

УДК 536.24.08

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛООБМЕНА И ТРЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА АКТИВНОЙ ЗОНЫ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВОДОЙ ПРИ СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ С УЧЕТОМ ИНТЕНСИВНОСТИ И МАСШТАБА ТУРБУЛЕНТНОСТИ ТЕЧЕНИЯ

А. В. Дмитренко

Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), г. Москва, Россия Московский государственный университет путей сообщения (МИИТ), г. Москва, Россия AVDmitrenko@MEPHI.RU, AMMSV@YANDEX.RU

Представлены уточненные зависимости коэффициентов теплообмена и трения, применяемые для расчетов в активной зоне (АЗ) реактора, при сверхкритическом давлении (СКД) воды, путем учета параметров возмущения в потоке теплоносителя – интенсивности и масштаба турбулентности течения. Данные решения получены на базе стохастических систем уравнений для турбулентности и эквивалентности мер между детерминированным (ламинарным) и случайным (турбулентным) потоками.

Вопросы оценок коэффициентов теплообмена и гидравлического сопротивления в энергетических объектах со сверхкритическими давлениями остаются актуальными [1-6]. В этой связи контроль и управление процессами, определяющих взаимодействие возмущений в потоке с основным движением теплоносителя в энергооборудовании и в энергетических установках представляется одними из ключевых. Применение численных метод RANS, LES, DNS и их компьютерных кодов не сняло актуальности получения зависимостей для коэффициентов теплообмена гидравлического сопротивления ввиду задач верификации расчетов и необходимости экспресс-оценок [7–9]. В работах [10–16], из анализа литературы [17-30], определены стохастические уравнения и теоретически установлена закономерность эквивалентности мер между детерминированным и случайным процессами. В результате для сплошной изотермичной и неизотермичной сред определены основные параметры турбулентных потоков: 1) первые и вторые критические числа Рейнольдса; 2) выражение для критической точки начала перехода из детерминированного состояния в турбулентное; 3) зависимости для показателей профилей скорости; 4) корреляционные моменты и корреляционные функции. Далее представлены соотношения, уточняющие коэффициенты теплообмена и трения для условий АЗ при СКД путем учета интенсивности масштаба турбулентности. В [7–9] представлен обзор наиболее применяемых соотношений для расчета коэффициентов гидравлических потерь и нормальной теплоотдачи в воде при сверхкритических давлениях. В частности обсуждаются известные зависимости, которые и будут далее рассматриваться:

$$St = q_w / [\rho u(h_{cH} - h_{cH})] = (\xi_{cH} / 8) / [1 + 900 / \text{Re}_{cH} + 12.7 \sqrt{\xi_{cH} / 8} (\overline{\text{Pr}}_{cH}^{2/3} - 1)], \qquad (1)$$

$$\xi_{\mathfrak{K}} = \xi_0 (\rho_c / \rho_{\mathfrak{K}})^n (\mu_c / \mu_{\mathfrak{K}})^m, \qquad (2)$$

здесь

1

$$\xi_0 = 0.3164 (\operatorname{Re}_{\mathfrak{sc}})^{-1/4}; \quad \operatorname{Re}_{d} \le 10^5; \quad \xi_0 = 1/(1.8 \operatorname{lg} \operatorname{Re}_{\mathfrak{sc}} - 1.5)^2; 10^5 < \operatorname{Re}_{\mathfrak{sc}} < 3.10^6;$$

$$m = 0.4 + 0.1th(1.5H); m = 0.2 + 70/(\operatorname{Re}_{\mathfrak{sc}})^{2/3}; \quad H = [(h_{\mathfrak{sc}} - h_{m0}) + (h_{\mathfrak{sc}} - h_{m1})]/(h_{m1} - h_{m0}).$$

Однако в [1–9] при анализе (1) и (2) чисел ξ Nu или St вопросы по этим формулам сосредотачиваются на уточнениях в определении теплофизических комплексов (отношений плотностей, вязкостей и энтальпий):

$$(\rho_c / \rho_{\mathcal{H}})^n (\mu_c / \mu_{\mathcal{H}})^m; \ H = [(h_{\mathcal{H}} - h_{m0}) + (h_{\mathcal{H}} - h_{m1})]/(h_{m1} - h_{m0})$$

При этом точность выражений уравнения для коэффициента ξ_0 в [1–9] не обсуждалась, хотя уровень возмущений в потоке теплоносителя вряд ли возможно считать при сверхкритических давлениях таким же, как и в экспериментах для классических течений в круглых трубах с учетом специфики теплообменного аппарата, например, активной зоны (A3) реактора. В связи с этим следует считать важным вопрос об определении зависимости указанных коэффициентов от характеристик возмущений в потоке таких, как интенсивность турбулентности и ее масштаб. Как известно, уравнение для определения коэффициента гидравлического сопротивления в круглой трубе, выраженного через среднемассовую скорость, имеет следующий вид:

$$\tau_{w} = \frac{\xi_{0}}{8} \rho u^{2} = \frac{\xi_{0}}{8} \rho \frac{2n^{2}}{(n+1)(2n+1)} U_{0}^{2},$$

где \overline{u} , U_0 , n – среднемассовая скорость, скорость на оси трубы и показатель профиля скорости. Определим τ_w с учетом профиля для поля скорости

$$\left[\left(\frac{x_2}{R}\right)^{1/n} = \left(\frac{u_1}{U}\right)\right], \quad \tau_w = \left\{\frac{\partial}{\partial x_2} \mu \left[U_0\left(\frac{x_2}{R}\right)^{1/n}\right]\right\} = \frac{1}{n} \mu \left(\frac{U_0}{R}\right)\left(\frac{x_2}{R}\right)^{(1/n)-1}$$

R, $U = U_0$, u_1 – радиус трубы, скорости на оси и вдоль, x_1 , x_2 – продольная и поперечные координаты. Согласно [10–16] запишем выражения для критической точки, критического числа Рейцнольдса и зависимость для определения показателя профиля «*n*» скорости в функции масштаба и интенсивности турбулентности в случае течения в трубе (здесь и далее $Re_{\pi} = Re_d$):

$$\left(\frac{x_2}{R}\right)_{cr} = \left[\frac{1}{4} \frac{\left(E_{st}\right)}{U_0^2} \left(\frac{R}{L_U}\right)\right]^{\frac{1}{3}},\tag{3}$$

$$\left(\operatorname{Re}_{d}\right)_{cr} = \left(6\left(\frac{1}{2}\right)^{1/3}\left(\frac{U_{0}}{\sqrt{E_{st}/\rho}}\right)^{5/3}\left(\frac{L_{U}}{R}\right)^{1/3}\right),\tag{4}$$

$$\frac{1}{4n^2} \left[\left(\frac{1}{8} \frac{E_{st}}{\rho U^{\frac{2}{9}} / 2} \left(\frac{R}{L} \right) \right)^{\frac{4}{3}} \right]^{\frac{1}{2n}} = \left(\frac{1}{8} \frac{E_{st}}{\rho U^{\frac{2}{9}} / 2} \left(\frac{R}{L} \right) \right)^{\frac{4}{3}} \left| \operatorname{Re}_{st} - \operatorname{Re}_{st}^{-1} \right|.$$
(5)

Подставляя (3)–(5) в τ_w , получаем зависимость для коэффициента сопротивления ξ_0 :

$$\xi_{0} \approx \frac{29}{n} \left(3^{(1-n)/n} \right) \left(\frac{1}{\text{Re}_{d}} \right)^{1/n} \left(\frac{U_{0}}{\sqrt{(E_{st})} / \rho} \right)^{(1-n)/n}.$$
 (6)

Ясно, что для разных значений энергии E_{st} и масштаба турбулентности $L = L_U$ в разных экспериментах получится «свой» показатель *n* и соответствующие числовые коэффициенты в формуле для ξ_0 и St. Так, для данных в [25–27] Re_{st} = ($\sqrt{E_{st}/2\rho} L\rho/\mu$) = 10–30; Tu = $\sqrt{\frac{E_{st}}{2\rho}}/U_0$ = 1–6% имеем, как было показано в [10], *n* = 6–10. Тогда при *n* = 7 выражение (6) примет вид

$$\xi_0 \approx 1.62 \left[\frac{\sqrt{(Est)} / \rho}{U_0} \right]^{\frac{6}{7}} (\operatorname{Re}_d)^{-\frac{1}{7}}.$$
(7)

Определим теперь в соответствии с диапазоном экспериментальных значений интенсивностей турбулентности Tu = 1–6%, возможные зависимости для ξ_0 для изотермичного течения в трубе. Для Tu ~ 3.6% можно получить для диапазона 5 · 10⁴ < Re_d < 1 · 10⁷:

$$\xi_0 \approx 0,0915 \cdot (\text{Re}_d)^{-\frac{1}{7}}.$$
 (8)

Соответственно для Tu $\sim 4.5\%$ для области $5 \cdot 10^3 < Re_d < 5 \cdot 10^4$ имеем

c

$$\xi_0 \approx 0.11 \cdot (\text{Re}_d)^{-\frac{1}{7}}.$$
 (9)

Элементарные расчеты показывают, что формулы (8) и (9) несколько точнее и охватывают более широкий диапазон чисел Re, т. е. формула (7) с учетом интенсивности и масштаба турбулентности для экспериментов является более общей зависимостью для коэффициента гидравлического сопротивления для течения однофазной среды в круглой и гладкой трубах. Таким образом, для теплогидравлических коэффициентов и течения воды при СКД получим

$$\xi_{\mathcal{H}c} \approx \left\{ 1.65 \left[\frac{\sqrt{(Est) / \rho}}{U_0} \right]^{\frac{6}{7}} \left(\operatorname{Re}_d \right)^{-\frac{1}{7}} \right\} \left(\rho_c / \rho_{\mathcal{H}c} \right)^n \left(\mu_c / \mu_{\mathcal{H}c} \right)^m.$$
(10)

Подставляя (10) в формулу (1), получаем зависимость числа St от начальной турбулентности, отметим что наиболее общей является зависимость (6) для ξ₀.

Получены зависимости для коэффициентов теплообмена и трения для течения однофазной жидкости в трубе, которые позволяют учитывать влияние не только числа Рейнольдса, но и параметры возмущений в потоке (масштаб и интенсивность турбулентности). Это позволило определить причины ограниченной применимости классических соотношений для течений в трубе, а соответственно дать уточняющие выражения для расчета коэффициентов гидравлических потерь и нормальной теплоотдачи в воде при сверхкритических давлениях, применяемых в АЗ реактора.

Литература

1. Теплоэнергетика и теплотехника. Общие вопросы / Справочник. Под ред. А. В. Клименко, В. М. Зорина. Изд-во МЭИ, 2013. – 565 с.

2. Кириллов П. Л. Водоохлаждаемые реакторы на воде сверхкритических параметров // Теплоэнергетика. 2008. № 5. С. 2–5.
3. Петухов Б. С. Теплообмен в однофазной среде при околокритических параметрах состояния // ТВТ. 1968. Т. 6, вып. 4. С. 732–745.

4. Pioro I., Duffey R. Heat Transfer and Hydraulic Resistance at Supercritical Pressures in Power-Engineering Applications. NY: ASME Press, 2007. – 360 p.

5. Li H., Zhao M., Gu H., et. al. Heat transfer research on supercritical water flow in 2×2 bundles // Proc. ISSCWR-6. Shenzhen, China, 2013. P. 13055.

6. Zahlan H., Groeneveld D.C., Tavoularis S., et. al. Assessment of supercritical heat transfer prediction methods // Proc. ISSCWR-5. Vancouver, Canada, 2011. P. 8.

7. Деев В. И., Рачков В. И., Харитонов В. С., Чуркин А. Н. Анализ соотношений для расчета нормальной теплоотдачи к потоку воды сверхкритического давления в вертикальных трубах // Атомная энергетика. 2015. Т. 19, вып. 3. С. 138–144.

8. Грабежная В. А., Кириллов П. Л. О расчетах теплообмена в трубах и пучках стержней при течении воды сверхкритического давления. Обзор ФЭИ-0297. ЦНИИатоминформ. 2003.

9. Курганов В. А. Теплообмен в трубах при сверхкритических давлениях теплоносителя: некоторые итоги научного исследования // РНКТ-4. 2006. Т. 1. С. 74–83.

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

11. Dimitrenko A. V. Equivalent measures and stochastic equations for determination of the turbu-lent velocity fields and correlation moments of the second order // Int. Conf. «Turbulence and Wave Processes». 26–28 November, 2013. M.: Lomonosov Mosc. St. Univ., 2013. Pp. 39–40.

12. Дмитренко А. В. Теория эквивалентных мер и множеств с повторяющимися, счетными фрактальными элементами. Стохастическая термодинамика и турбулентность. Коррелятор детерминированность – случайность. М.: «Галлея-принт», 2013. – 228 с.

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

14. Dmitrenko A. V. The theory of equivalence measures and stochastic theory of turbulence for non-isothermal flow on the flat plate // First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference. August 9–12, 2015. New York, USA "Thermal Fluids Engineering Addressing "Grand Challenges", 2015.

15. Dmitrenko A. V. Determination of Critical Reynolds Numbers for Non-Isothermal Flows with Using Stochastic Theories of Turbulence and Equivalent Measures // Heat Transfer Research. 2016. Vol. 47. Pp. 41–48.

16. Дмитренко А. В. Аналитическая оценка полей скорости и температуры в круглой трубе на основе стохастических уравнений и эквивалентности мер // ИФЖ. Т. 88, № 6. С. 1512–1520.

17. Колмогоров А. Н. Математические модели турбулентного движения несжимаемой вязкой жидкости // УМН. 2004. Т. 59, № 1(355). С. 5–10.

18. Ландау Л. Д. К проблеме турбулентности // ДАН СССР. 1944. Т. 44. С. 339.

19. Lorenz E. N. Determistic nonperiodic flow // J. Atmos. Sci. 1963. Vol. 20. Pp. 130-141.

20. Ruelle D., Takens F. On the nature of turbulence // Comm. Math. Phys. 1971. Vol. 20. P. 23.

21. Haken H. Information and Self-Organization. Berlin-London: Springer, 1987.

22. Арнольд В. И. Теория катастроф. М.: МГУ, 1983.

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

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

25. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. – 743 с.

26. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965. Ч. 1. – 640 с.

27. Дмитренко А. В. Основы тепломассообмена и гидродинамики однофазных и двухфазных сред. Критериальные, интегральные статистические и прямые численные методы моделирования. М.: «Галлея-принт», 2008. – 398 с.

28. Orzag S. A., Kells L. C. Transition to turbulence in plane Poiseuille and plane Couette flow // J. M. 1980. Vol. 96, No. 1. Pp. 159–205.

29. Фурсиков А. В. Моментная теория для уравнений Навье – Стокса со случайной правой частью // Изв. РАН. Сер. матем. 1992. Т. 56, № 6. С. 1273–1315.

30. Priymak V. G. Splitting dynamics of coherent structures in a transitional Round-pipe flow // Dok. Phys. 2013. Vol. 58, No. 10. Pp. 457–465.

UDC 536.24

ESTIMATION OF THE CRITICAL RAYLEIGH NUMBER AS A FUNCTION OF AN INITIAL TURBULENCE IN THE BOUNDARY LAYER OF THE HEATED VERTICAL PLATE

Artur V. Dmitrenko

Department of Thermal Physics, National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russia Department of Power Engineering, Moscow State University of Railway Engineering (MIIT), Moscow, Russia AVDmitrenko@MEPHI.RU, AMMSV@YANDEX.RU

Based on stochastic equations and equivalence of measures critical values of Rayleigh numbers depending on initial turbulence in the boundary layer of the heated vertical plate are determined analytically.

Introduction. Based on the analysis of the literature [1–14] in [15–22] stochastic equations were derived. Also the theoretical regularity of equivalence of measures between deterministic and stochastic processes was determined. Using these results the basic characteristics for isothermal turbulent flow depending on initial turbulence of flow were determined. Among them: the first and second critical Reynolds number. Therefore deriving estimates dependencies for the critical parameter in the case of natural convection, (critical numbers of Grashof or Rayleigh), on the parameters of the initial perturbations in a deterministic, laminar movement represents an important task.

1. The set of equations. It allows determine the effect of not only the heat and the effects of the gravitational field, but also influence the intensity and scale of the initial perturbations on the processes of heat transfer in the turbulent transition in the case of natural convection. The system of equations for determining the critical value of Grashof or Rayleigh for region began resonance (pair (N, M) = (1,0)) have a system of equations of mass, momentum and energy:

$$\left(\frac{d\rho}{d\tau}\right)_{1,0} = -\frac{\rho_{st}}{\tau_{cor}},\tag{1}$$

$$\begin{cases} \left(\frac{d\rho\vec{U}}{d\tau}\right)_{1,0} = -\frac{\left(\rho\vec{U}\right)_{st}}{\tau_{cor}}, \qquad (2) \\ div(\tau_{i,j})_{col\ st-1} + F_{col\ st-1} = \frac{\left(\rho\vec{U}\right)_{st}}{\tau_{cor}} + F_{st-1} \\ \left(\frac{d(E_{col_{st}})_{1,0}}{d\tau} = -\frac{E_{st}}{\tau^{0}_{cor}}\right)_{col\ st-1} = \left|\frac{E_{st}}{\delta\tau}\right|_{1,0}, \qquad (3)$$

Here $\rho, \vec{U}, u_i, u_j, u_l, \mu, \tau, \tau_{i,j}$ are the density, velocity vector, velocity component in the direction of x_i, x_j, x_l, x_k (*i*, *j*, *l*, k = 1, 2, 3), the dynamic viscosity, time and stress tensor $\tau_{i,j} = P + \sigma_{i,j}, \sigma_{i,j} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \left(\xi - \frac{2}{3} \mu \right) \frac{\partial u_l}{\partial x_i}$, respectively. Also ξ -kinematic viscosity, $\delta_{ij} = 1$ if i = j and $\delta_{ij} = 0$ if $i \neq j$. The quantity *P* is the pressure of liquid or gas, λ is the thermal conductivity, and c_p and c_v are the specific heat at constant pressure and volume, F is the force. From the generalized

and c_v are the specific heat at constant pressure and volume, F is the force. From the generalized dependence of heat transfer with natural convection for vertically arranged body, according to data [23–26], deter-mined substantial proximity and the weak dependence from the body shape of values of critical Rayleigh number.

2. The Dependence for Rayleigh number. Therefore, we consider the definition of these critical numbers for a vertical plate. For what would be used solution for temperature profiles in laminar convection presented in [23–26]. Stochastic component of the field refers to the subscript st. The deterministic component refers to the subscript col_{st} [15–22]. We define:

$$\begin{split} \lambda \frac{dT}{dx_2} &= \lambda (T_w - T_\infty) \frac{d}{dx_2} \frac{(T - T_\infty)}{(T_w - T_\infty)} = \lambda (T_w - T_\infty) \frac{d}{dx_2} (1 - K_\eta \eta) = -\lambda (T_w - T_\infty) K_\eta \frac{d}{dx_2} \eta; \\ \frac{d}{dx_2} \eta &= \frac{d}{dx_2} \left[\frac{x_2}{x_1} \left(\frac{Gr_x}{4} \right)^{1/4} \right] = \frac{d}{dy} \left[\frac{y}{4x} \left(\frac{g\beta x^3 (T_w - T_\infty)}{v^2} \right)^{1/4} \right] = \left(\frac{g(T_w - T_x)}{4T_x v^2} \right)^{1/4} \frac{d}{dy} \left[\frac{y}{x^{1/4}} \right]; \\ div (\lambda \frac{dT}{dx_k})_{col \ st = 1} = -\frac{1}{2} \lambda (T_w - T_\infty) \left(\frac{g(T_w - T_\infty)}{4T_x v^2} \right)^{1/4} \left[\frac{5}{16} \left(\frac{x}{y} \right)^2 \frac{y}{(x^3)^{3/4}} - \frac{1}{2} \left(\frac{x}{y} \right)^2 \frac{y}{(x^3)^{3/4}} \right]. \end{split}$$

Here $T_0 = T_{\infty}$ and T_w are the temperature in the flow and on the wall, col_{st1} – refers to the pair (N, M) = (1,0). Transforming the last expression, we write

$$div(\lambda \frac{dT}{dx_k})_{colst = 1} = \frac{3}{64} \lambda (T_w - T_w) \left(\frac{gy}{v^2}\right) \left(\frac{x}{y}\right)^2 \left(\frac{(T_w - T_w)}{T_w}\right) \left|\frac{1}{(Gr_x)^{3/4}}\right|.$$
 (4)

Г

٦

Substituting the resulting expression (4) in (3) we now write

$$\frac{3}{64}\lambda(T_w - T_\infty)\left(\frac{g \cdot y}{v^2}\right)\left(\frac{x}{y}\right)^2\left(\frac{(T_w - T_\infty)}{T_\infty}\right)\left|\frac{1}{(Gr_x)^{3/4}}\right| = \left|\frac{E_{st}}{\delta\tau}\right|_{1,0}.$$
(5)

Note that relation (5) is obtained without heat generation due to friction and thus after transformations we can write $\sqrt{4/3}$

$$Ra = (Gr_x \operatorname{Pr}) = \left\{ \frac{3}{64} \left[\left(\delta \tau \Big|_{1,0} \right) \cdot \left(\frac{g \cdot y}{v} \right) \left(\frac{x}{y} \right)^2 \right] \cdot \left(\frac{(T_w - T_w)}{T_w} \right) \cdot \left[\frac{\rho c_p (T_w - T_w)}{\left| E_{st} \right|_{1,0}} \right] \right\}^{4/3} \operatorname{Pr}^{1/3}.$$
(6)

Taking into account the dependence for the non-isothermal process

$$\frac{\partial}{\partial x_{i}} (\lambda \frac{\partial T}{\partial x_{i}})_{col \ st_{1}} = -\sup \left| \frac{\left(\rho u^{2} i/2\right)_{st}}{\tau^{0} cor(U,P)} \right| + \left| \frac{\rho c_{v} T_{st}}{\tau^{0} corT} \right|$$

Expression (6) can be written with regard to the maximum speed in the laminar boundary layer, so

$$Ra = \left\{ \frac{3}{64} \left[\left(\operatorname{Re}_{st} \right) \left(\frac{g \cdot y}{c_p T_0} \right) \left(\frac{x}{y} \right)^2 \right] \cdot Ec^2 \cdot \left(\frac{U_{Max}}{(u)_{st}} \right)^4 \cdot \left[\frac{1}{1 + \frac{\rho c_v T_{st}}{\left(\rho u^2_i / 2 \right)_{st}} \left| \frac{L_{(U,P)}}{L_T} \right| \right] \right\}^{4/3} \operatorname{Pr}^{1/3}.$$
(7)

1/2

Here, $L = L_{(U, P)} = L_U$ is the linear measure of perturbation, the scale of turbulence. The subscripts (U, P), (U) refer to the velocity field, the subscript (T) refers to the temperature field; L_y is the scale of turbulence along the transverse coordinate $x_2 = y$ and L_x is the scale of turbulence along the longitudinal coordinate $x_1 = x$. Here x_1 and x_2 are the coordinates along and normal to the wall. Here

g = 9.81, $L_T = \frac{L}{\Pr}$, $\Pr = \frac{\rho \cdot v \cdot C}{\lambda}$ is the Prandtl number. Let estimate the expression for the

critical point, as in [15-21] we have

$$\int_{X} dE_{st} = \frac{1}{L} \int_{L} E_{st} \delta((x_2)_{\kappa pum} - x_2) dL = \frac{1}{\tau_{cor}^0} \int_{\tau} E_{st} \delta(\tau_{cor}^0 - \tau) d\tau = E_{st},$$
$$d(E_{col_{st}})_{1;0} = -E_{st}.$$

Then, after a few changes we have

$$\left(\frac{x}{y}\right)_{crittic} = \left[\frac{\frac{1}{2}\rho c_{v}\left[\left(T_{w}-T_{0}\right)\right]}{\left|E_{st}\right|}\right]^{4} \left[\frac{Gr_{L_{T}}}{4}\right] \left(\frac{L_{T}}{y}\right); \quad Gr_{L_{T}} = \left(\frac{g}{4v^{2}}\frac{\left(T_{w}-T_{0}\right)}{T_{0}}\right) L_{T}^{3} = Gr_{L}\left(\frac{1}{Pr}\right)^{3}.$$
(8)

Substituting (8) into an equation (7) we obtain

$$Ra = (Gr_{x} \operatorname{Pr}) = \left\{ \frac{1}{5250} \left[\left(\operatorname{Re}_{st} \right) \cdot \left(\frac{g \cdot L}{\left(u^{2} i / 2 \right)_{st}} \right) \left[\frac{\rho c_{v} \left[\left(T_{w} - T_{0} \right) \right]}{\left| E_{st} \right|} \right]^{9} Gr_{L}^{2} \cdot \left[\cdot \left(\frac{\left(T_{w} - T_{\infty} \right)}{T_{\infty}} \right) \right] \right\}^{4/3} \left(\frac{1}{\operatorname{Pr}} \right)^{7/3} .$$
(9)

3. Calculation of critical Rayleigh numbers. The estimation of the first critical Rayleigh number is 1/3

$$Ra_{cr1} = (Gr_{x} \operatorname{Pr}) = \left\{ \frac{1}{5250} \left[\left(\frac{0,01*0,0001}{1,8*10^{-5}} \right) \cdot \left(\frac{10\cdot0,0001}{(0,0001)_{st}} \right) [30]^{9} \cdot \left[\frac{10*2*10^{-12}}{10*10^{-10}} \right]^{2} \cdot \left(\frac{(600-300)}{300} \right) \cdot \right]^{4/3} (1,3)^{7/3}, Ra = (Gr_{x} \operatorname{Pr}) = \left\{ \frac{1}{5250} \left[(0.5)\cdot(10) [20]^{9} \cdot \right] \cdot 4*10^{-4} (2) \cdot \right]^{4/3} (1,3)^{7/3} = \left\{ \frac{2}{2125000} \left[\cdot [20]^{9} \right] \right\}^{4/3} * 1.8 = \left\{ 1.9^{9} \left[\cdot [10]^{3} \right] \right\}^{4/3} * 1.8 = 2 \left(0,512 [10]^{6} \right)^{4/3} = 1.3 \cdot 0.8 \cdot [10]^{8} \approx 1.* [10]^{8}.$$

An estimation of the value of the second critical Rayleigh number. Taking into account of an expansion of the turbulence field from the critical point to the edge of the boundary layer thickness we obtain

$$Ra_{cr2} \approx Ra_{cr1} * 40^{4|3} \approx 120 * Ra_{cr1} \approx 1.10^{10}$$

Experimental data define this transition region as 10^8-10^{10} [23–26].

References

1. Kolmogorov A. N. Curves in Hilbert space invariants with respect to a one-parameter group of motion // Dokl. Akad. Nauk 1940. Vol. 26, No. 1. Pp. 6–9.

2. Landau L. D. On the problem of a turbulence // Dokl. Akad. Nauk. 1944. Vol. 44, No. 8. Pp. 339–342.

3. Gilmor R. Catastrophe Theory for Scientists and Engineers. New York: Dover, 1993.

4. Haller G. Chaos near Resonance. Berlin: Springer, 1999.

5. Halmos P. Theory of Measures, New York: D.Van Nostrand Company, Inc., 1950.

6. Klimontovich Yu. L. What are stochastic filtering and stochastic resonance? // Usp. Fiz. Nauk. 1999. Vol. 42. Pp. 37–44.

7. Landahl M. T. and Mollo-Christensen E. Turbulence and Random Processes in Fluid Mechanics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1986.

8. Lorenz E. N. Deterministic nonperiodic flow // J. Atmos. Sci. 1963. Vol. 20. Pp. 130-141.

9. Dmitrenko A. V., Calculation of pressure pulsations for a turbulent heterogeneous medium // Dokl. Fiz. 2007. Vol. 52, No. 7. Pp. 384–387.

10. Dmitrenko A. V. Calculation of the boundary layer of a two-phase medium // High Temp. 2002. Vol. 40, iss. 5. Pp. 706–715.

11. Priymak V. G. Splitting dynamics of coherent structures in a transitional round-pipe flow // Dokl. Fiz. 2013. Vol. 58, No. 10. Pp. 457–463.

12. Dmitrenko A. V. Fundamentals of heat and mass transfer and Hydrodynamic of Single-Phase and Two-Phase Media. Criterion, Integral, Statistical and DNS Methods. Moscow: Galleya Press, 2008.

13. Dmitrenko A. V. Heat and mass transfer and friction in injection to a supersonic region of the Laval nozzle // Heat Transfer Research. 2000. Vol. 31, iss. 6–8. Pp. 338–399.

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

15. Dmitrenko A. V. Equivalence of measures and stochastic equations for turbulent flows // Dokl. Fiz. 2013. Vol. 58, No. 6. Pp. 228–235.

16. Dmitrenko A. V. Equivalent measures and stochastic equations for determination of the turbulent velocity fields in incompressible isothermal medium // Abstracts of papers presented at Int. Conf. "Turbulence and Wave Processes". November 26–28, 2013. Lomonosov: Moscow State University, 2013. Pp. 39–40.

17. Dmitrenko A. V. Natural Connection between the Deterministic (Laminar) and Chaotic (Turbulent) Motions in a Continuous Medium – The Equivalence of Measures, Scientific 4. Discovery Diploma No. 458, Certificate on Scientific Discovery Registration No. 583, International Academy of Authors of Scientific Discoveries and Inventions, Russian Academy of Natural Sciences, 2013.

18. Dmitrenko A. V. The Theory of Equivalent Measures and the Theory of Sets with Repetitive, Counting Fractal Elements. Stochastic Thermodynamics and Turbulence. The Correlator "Determinancy-Randomness", Moscow: Galleya Press, 2013.

19. Dmitrenko A. V. Some analytical results of the theory of equivalence measures and stochastic theory of turbulence for nonisothermal flows // Adv. Stud. Theor. Phys. 2014. Vol. 8, No. 25. Pp. 1101–1111.

20. Dmitrenko A. V. The theory of equivalence measures and stochastic theory of turbulence for non-isothermal flow on the flat plate // First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference, August 9–12, 2015. New York: USA "Thermal Fluids Engineering Addressing "Grand Challenges", 2015.

21. Dmitrenko A. V. Determination of Critical Reynolds Numbers for Non-Isothermal Flows with Using Stochastic Theories of Turbulence and Equivalent Measures // Heat Transfer Research 2016. Vol. 47, iss. 1. Pp. 338–399.

22. Dmitrenko A. V. Analytical evaluation of velocity and temperature fields in a circular tube based on stochastic equations and equivalence of measures // Eng. Ph. J. Vol. 88, No. 6. Pp. 1512–1520.

23. Davidson P. A. Turbulence. Oxford: Oxford Univ. Press, 2004.

24. Pope S. B. Turbulent Flows. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.

25. Hinze J. O. Turbulence, 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1975.

26. Schlichting H. Boundary-Layer Theory, 6th ed. New York: McGraw-Hill, 1968.

УДК 533.6.011.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ МОДЕЛИ СПУСКАЕМОГО АППАРАТА

И. В. Егоров, Н. В. Пальчековская

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

На основе численного решения уравнений Навье – Стокса в трехмерной постановке моделировалось гиперзвуковое обтекание модели спускаемого аппарата при условиях эксперимента в аэродинамической трубе Т-117 ЦАГИ. Расчеты проводились в рамках

модели совершенного газа для трех режимов обтекания (табл. 1) с помощью пакета программ HSFlow. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Проведен анализ влияния числа Маха и угла атаки на основные параметры течения и на тепловой поток вблизи поверхности тела.

Таблица 1

Режим	M_∞	Re ₁ , м ⁻¹	T_{∞} , K
1	7.5	$4.284 \cdot 10^{6}$	62.6
2	10.5	$2.770 \cdot 10^{6}$	66.42
3	14	$0.836 \cdot 10^{6}$	49.8

Режимы обтекания модели спускаемого аппарата

Задача решалась в трехмерной постановке, расчетная сетка получалась вращением осесимметричной сетки вокруг оси симметрии на угол 180° (рис. 1). На твердой поверхности ставились условие прилипания (u = 0) и условие изотермической стенки ($T_w = 300$ K). На внешней границе расчётной области задавались условия либо набегающего потока (в передней части), либо экстраполяции зависимых переменных изнутри области. На границе расчётной области, совпадающей с плоскостью симметрии y = 0, ставились условия симметрии. На вырожденных гранях, полученных в результате вращения оси симметрии, ставились условия экстраполяции зависимых переменных. В качестве начального приближения для всего поля течения использовались условия набегающего потока.



Рис. 1. Расчетная сетка для трехмерной постановки задачи

Для моделирования использовались сетки размером 5×10⁵, 4×10⁶ и 32×10⁶ узлов. Вблизи твердой границы сделаны сгущения сеток таким образом, чтобы разрешить пограничный слой. Расчетная сетка разбивалась на блоки (24 и 96) по продольной и трансверсальной координатам для проведения параллельных расчетов на многопроцессорных ЭВМ.

Анализ результатов проводился с учетом всех представленных режимов испытаний в аэродинамической трубе. На рис. 2 приведены поля числа Маха с линиями тока для трех углов атаки 0° , 10° , 25° при числе Маха набегающего потока 7.5. Данные поля дают наглядное представление о том, как меняется характер течения в зависимости от угла атаки. Например, можно увидеть, что задняя отрывная зона смещается ближе к подветренной части аппарата с увеличением угла атаки.

На рис. 3 представлены распределения коэффициента давления по координате у для трех углов атаки при фиксированном числе Маха. Как видно из представленных зависимостей, угол атаки имеет заметное влияние на поведение коэффициента давления на подветренной поверхности. Немонотонное поведение коэффициента давления обусловлено формой поверхности модели спускаемого аппарата, которая имеет разрыв кривизны в точке сопряжения сферической и конической частей.



1.6

1.2

ں^م 0.8

0.4

0

-0.4

Т

-1.2

в

-0.8

-0.4

o y



Рис. 2. Поля числа Маха: a – угол атаки 0° , $6 - 10^{\circ}$, $e - 25^{\circ}$



Рис. 3. Распределение коэффициента давления: $a - M = 7.5, \, 6 - 10.5, \, e - 14$

1.2

0.8

0.4

На рис. 4 представлены распределения числа Стантона по координате для трех углов атаки при фиксированном числе Маха, который характеризует тепловой поток на поверхности модели. Можно заметить, что распределения числа Стантона для каждого угла атаки имеют ярко выраженные пики, которые соответствуют резкому повышению теплового потока вблизи передней критической точки. Немонотонное поведение распределения числа Стантона вблизи значений координаты y –0.18 и 0.18 на лобовой поверхности тела связано, как и в распределении коэффициента давления, с изменением кривизны поверхности. Для всех рассматриваемых режимов обтекания максимальное значение числа Стантона при угле атаки 10° существенно превышает максимальные значения при других углах атаки. Предположительно, это связано с тем, что для данного угла атаки положение линии растекания близко к точке разрыва кривизны поверхности аппарата.





Рис. 4. Распределение числа Стантона: a - M = 7.5, $\delta - 10.5$, e - 14

Обозначения

u – продольная скорость, М – число Маха, Re₁ – число Рейнольдса на единицу длины, м⁻¹.

Литература

1. Годунов С. К. Конечно-разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений газовой динамики // Матем. сб. 1959. Т. 47. С. 271–291.

2. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Учёные записки ЦАГИ. 1972. Т. 3, № 6. С. 68–77.

3. Saad Y., Shultz M. H. GMRes: a generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems // SIAM J. Scient. and Statist. Comp. 1986. Vol. 7, No. 3. Pp. 856–869.

4. Бабаев И. Ю., Башкин В. А., Егоров И. В. Численное решение уравнений Навье – Стокса с использованием итерационных методов вариационного типа // Журнал вычисл. математики и матем. физики. 1994. Т. 34, № 11. С. 1693–1703.

УДК 629.7.015

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ СПУСКАЕМОГО АППАРАТА В АТМОСФЕРЕ МАРСА С УЧЕТОМ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

И. В. Егоров, М. А. Пугач

Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Долгопрудный, Россия Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, г. Жуковский, Россия

Проведен анализ гиперзвукового обтекания спускаемого аппарата в атмосфере Марса. Численное моделирование проведено на основе решения уравнений Навье – Стокса для смеси газов в осесимметричной постановке с использованием вычислительного комплекса HSFlow. Использовалась модель химически неравновесной смеси газов из восьми компонент: О, N, NO, O₂, N₂, CO₂, CO, C. Для того чтобы определить влияние химии на теплообмен, были проведены расчёты для каталитической стенки и абсолютно некаталитической стенки. Для данных случаев получены распределения температуры вдоль траектории на фронтальной поверхности в точке торможения. Проанализировано влияние высоты (точки на траектории) на основные параметры потока – давление, температуру, концентрацию компонент смеси газов.

Расчеты проводились в пакете программ HSFlow, разработанном в НИО-8 ЦАГИ. В этом пакете реализован неявный численный метод конечного объёма со сквозным счётом, который имеет второй порядок аппроксимации по пространству и времени. Применяется квази-монотонная схема TVD типа Годунова [1, 2] с приближённым решением задачи распада разрыва по методу Poy [3]. Второй порядок аппроксимации по пространству достигается путём реконструкции зависимых переменных на границы сеточной ячейки с ограничителем minmod [4–6]. Система нелинейных алгебраических уравнений (получаемых после дискретизации уравнений в частных производных) решается с помощью итерационного метода Ньютона [7]. На каждой итерации соответствующая линейная алгебраическая система решается по методу GMRes [8].

Результаты расчетов показали, что фронтальная поверхность спускаемой капсулы при спуске по траектории может нагреваться вплоть до температуры порядка 1600 К (в окрестности точки торможения), при этом максимальная температура в точке торможения наблюдается на высоте около 41 км.

Влияние предельных каталитических свойств поверхности спускаемого аппарата составляет величину порядка 400 К в окрестности максимума нагрева, и максимальная температура для некаталитической поверхности не превышает 1250 К.

В нижних слоях атмосферы спутный след за аппаратом хорошо прогрет, поэтому здесь также становится важным нагрев задней части спускаемого модуля. На высоте 24 км задняя поверхность в окрестности оси симметрии прогревается почти до 700 К.

Литература

1. Годунов С. К. Конечно-разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений газовой динамики // Мат. сб. 1959. Т. 47. С. 271–291.

2. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. С. 400.

3. Roe P. L. Approximate Reimann solvers, parameter vectors, and difference schemes // J. Comp. Phys. 1981. Vol. 43. Pp. 357–372.

4. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Учёные записки ЦАГИ. 1972. Т. 3, № 6. С. 68–77.

5. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. of Computational Physics. 1983. Vol. 49. Pp. 357–372.

6. Иванов М. Я., Крупа В. Г., Нигматуллин Р. З. Неявная схема С. К. Годунова повышенной точности для интегрирования уравнений Навье – Стокса // Журнал вычисл. матем. и матем. физики. 1989. Т. 29, № 6. С. 888–901.

7. Каримов Т. Х. О некоторых итерационных методах решения нелинейных уравнений в гильбертовом пространстве // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269, № 5. С. 1038–1046.

8. Saad Y., Shultz M. H. GMRes: a generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems // SIAM J. Scient. and Statist. Comp. 1986. Vol. 7, No. 3. Pp. 856–869.

УДК 536.46:536.245.022

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ОБТЕКАНИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА И ВДУВЕ ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ

К. Н. Ефимов, В. А. Овчинников, А. С. Якимов

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Летательные аппараты, движущиеся с гиперзвуковыми скоростями, подвергаются сильному тепловому воздействию атмосферы, которое может изменить их форму и оказать влияние на аэродинамические характеристики. В отличие от осесимметричного прогрева при обтекании тела под углом атаки разница в тепловых потоках на подветренной и наветренной сторонах может быть весьма значительной, что приводит к неравномерному прогреву. В целях снижения влияния этого эффекта гиперзвуковым летательным аппаратам придают вращательное движение вокруг продольной оси.

Рассматривается движение сферически затупленного конуса по траектории в атмосфере Земли. Движение газового потока описывается уравнениями пограничного слоя с учетом ламинарного и турбулентного режимов течения. Для описания теплового состояния тела выписывается система уравнений сохранения для пористой среды. Учитываются различные процессы разрушения на поверхности обтекаемого тела и фильтрация охлаждающего газа в порах в рамках двухтемпературной модели. Численное исследование данной задачи производится в условиях переменных внешних условий.

Для повышения точности определения характеристик тепломассообмена задача аэродинамического нагрева сферически затупленного конуса, обтекаемого химически равновесным потоком воздуха под углом атаки и вращающегося вокруг продольной оси, решается в сопряженной постановке.

В настоящей работе используются следующие допущения:

1) характерная линейная скорость вращения тела много меньше скорости набегающего потока:

$$\Omega = \frac{\Psi R_N}{V_*} \ll 1;$$

2) ламинарное и турбулентное числа Льюиса равняются единице.

С учетом принятых допущений система уравнений пространственного пограничного слоя в естественной системе координат, нормально связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, имеет вид [1–3].

Для пористой сферической оболочки $(0 < s < s_1)$ при одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности в рассматриваемой системе координат, связанной с осью симметрии тела, имеем [4]:

$$\frac{\partial(\rho_2 \varphi v r_1 H_1)}{\partial n_1} = 0 ,$$

$$\begin{split} (\rho c_{p})_{1}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial t} &= \frac{1}{r_{1}H_{1}}\left\{\frac{\partial}{\partial n_{1}}\left[r_{1}H_{1}\lambda_{1}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial n_{1}}\right] + \frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{r_{1}\lambda_{1}}{H_{1}}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial s}\right] + \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial \eta}\left[\frac{H_{1}\lambda_{1}}{r_{1}}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial \eta}\right]\right\} - A_{\nu}(T_{1}-T_{2}), \\ (\rho c_{p})_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial t} &= \frac{1}{r_{1}H_{1}}\left[\frac{\partial}{\partial n_{1}}\left(r_{1}H_{1}\lambda_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial n_{1}}\right) + \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{r_{1}\lambda_{2}\varphi}{H_{1}}\frac{\partial T_{2}}{\partial s}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{H_{1}\lambda_{2}\varphi}{r_{1}}\frac{\partial T_{2}}{\partial \eta}\right)\right] + \\ &\quad + c_{p2}(\rho\nu)_{w}^{(1)}\frac{r_{1w}}{r_{1}H_{1}}\frac{\partial T_{2}}{\partial n_{1}} + A_{\nu}(T_{1}-T_{2}), \\ A\mu\nu + B\rho_{2}\varphi\nu|\nu| = -\frac{\partial P}{\partial n_{1}}, \end{split}$$

$$P = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, \quad H_1 = \frac{R_N - n_1}{R_N}, \quad \bar{s} = \frac{s}{R_N}, \quad r_1 = (R_N - n_1)\sin(\bar{s}), \quad \mu \sim \sqrt{T_2}, \quad \lambda_2 \sim \sqrt{T_2}, \quad \phi = \text{const}$$

Для конической части тела (*s*₁ < *s* < *s*_{*k*}) уравнения сохранения энергии и массы в подвижной системе координат записываются по математическим моделям [4]:

$$\rho_{c}c_{p}\left(\frac{\partial T}{\partial t}-\omega\frac{\partial T}{\partial n_{1}}\right)+c_{p2}G\frac{\partial T}{\partial n_{1}}=\frac{\partial}{\partial n_{1}}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial n_{1}}\right)+\frac{\partial}{\partial s}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial s}\right)+\frac{1}{r_{2}^{2}}\frac{\partial}{\partial \eta}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial \eta}\right)+Q_{c}\frac{d\rho_{c}}{dt}$$

$$\frac{d\rho_c}{dt} = \left(\frac{\partial\rho_c}{\partial t} - \omega\frac{\partial\rho_c}{\partial n_1}\right) = \begin{cases} -k_c\rho_{c0}\left(\frac{\rho_c - \rho_{c^*}}{\rho_{c0}}\right)\exp\left(-\frac{E_c}{RT}\right), \rho_c > \rho_{c^*}, \\ 0, & \rho_c \le \rho_{c^*}, \end{cases}$$
$$G = \int_0^{l_1} \frac{d\rho_c}{dt} d\tau ; \ (\rho v)_{1w} = G_w, \ r_2 = (R_N - n_1)\cos\theta + (s - s_1)\sin\theta, \\ (\rho v)_w^{(2)} = (\rho v)_{1w} + (\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}, \quad \omega = \sum_{i=2}^3 \frac{(\rho v)_{iw}}{\rho_{cw}}.\end{cases}$$

Начальные условия:

$$T_i|_{t=0} = T|_{t=0} = T_0, \quad i = 1, 2.$$

Граничные условия в газовой фазе записываются следующим образом: на внешней границе пограничного слоя при $n \to \infty$

$$u \to u_e(s,\eta), \quad w \to w_e(s,\eta), \quad h \to h_e(s,\eta),$$

где u_e , w_e , h_e определяются из решения системы уравнений Эйлера [5]; на поверхности обтекаемого тела при n = 0

$$u(s,\eta) = 0, \quad w = w_w = \psi r_w, \quad v = v_w, \quad (0 < s < s_1).$$

На обтекаемой внешней поверхности оболочки ($n = n_1 = 0$) выписываются балансовые условия [4] при $0 \le \eta < \pi$:

$$\begin{split} \left[\frac{\mu}{\Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \right]_{w} &- \varepsilon_{1} \sigma T_{1w}^{4} \right] (1 - \varphi) = -\lambda_{1} (1 - \varphi) \left(\frac{\partial T_{1}}{\partial n_{1}} \right) \right]_{w}, \\ &\frac{\mu}{\Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \right]_{w} \varphi = -\lambda_{2} \varphi \left(\frac{\partial T_{2}}{\partial n_{1}} \right) \right]_{w}, \quad 0 < s < s_{1}, \\ &- \lambda \frac{\partial T}{\partial n_{1}} \right|_{n_{1} = 0 - x(t)} = \frac{\mu}{\Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \right]_{w} - (h_{w} - h_{c}) \sum_{i=2}^{3} (\rho v)_{iw} - (\rho v)_{1w} (h_{w} - h_{g}) - \varepsilon \sigma T_{w}^{4}, \quad s_{1} \le s \le s_{k}. \end{split}$$

На внутренней поверхности полусферы и конической части выписываются соотношения [4]:

$$\begin{split} \lambda_{1}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial n_{1}}\Big|_{n_{1}=L} &= \delta\big(T_{1,L}-T_{0}\big), \quad T_{2}\Big|_{n_{1}=L} = \frac{\delta(T_{1,L}-T_{0})}{(\rho v)_{w}^{(1)}c_{p2,L}} + T_{0}, \quad 0 < s < s_{1}, \\ \lambda\frac{\partial T}{\partial n_{1}}\Big|_{n_{1}=\ell} &= 0, \quad s_{1} \leq s \leq s_{k}, \quad l = L - x(t), \quad x(t) = \int_{0}^{t} \omega d\tau \,. \end{split}$$

На кольце сопряжения сфера – конус $s = s_1$ используются условия идеального контакта, а при $s = s_k$ – адиабатическое условие:

$$\frac{\lambda_1(1-\varphi)}{H_1} \frac{\partial T_1}{\partial s}\Big|_{s=s_1-\varphi} = \lambda \frac{\partial T}{\partial s}\Big|_{s=s_1+\varphi}, \quad T_1\Big|_{s=s_1-\varphi} = T\Big|_{s=s_1+\varphi} = T_2\Big|_{s=s_1}, \quad \frac{\partial T}{\partial s}\Big|_{s=s_k} = 0$$

На внешней и внутренней поверхностях области сферического затупления имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде:

$$P_w|_{n_1=0} = P_e(s,\eta), \quad P|_{n_1=L} = P_L,$$

При наличии плоскости симметрии течения

$$\frac{\partial T}{\partial \eta}\Big|_{\eta=0} = \frac{\partial T}{\partial \eta}\Big|_{\eta=\pi}, \quad \left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)\Big|_{\eta=0} = \left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)\Big|_{\eta=\pi} = 0, \quad i = 1, 2.$$

На границе раздела сред при $s \ge s_1$ рассматривалась следующая кинетическая схема протекания неравновесных химических реакций с учетом закона Фика для диффузионных потоков и аналогии процессов тепло- и массообмена [6]:

$$C+O_2 \rightarrow CO_2$$
, $2C+O_2 \rightarrow 2CO$, $C+O \rightarrow CO$, $C+CO_2 \rightarrow 2CO$,
 $2O+C \rightarrow O_2+C$, $2N+C \rightarrow N_2+C$, $C \leftrightarrow C_1$, $C \leftrightarrow C_3$.

Задача пространственного пограничного слоя решалась в естественной системе координат, причем система уравнений записывалась в переменных Дородницына – Лиза [1]. При решении использовались различные системы координат в теле и в пограничном слое, которые из-за вращения тела движутся относительно друг друга. Ввиду этого, в условиях сопряжения учитывалось, что тепловая нагрузка периодически меняется со временем в системе координат, связанной с телом, а температура и массовый унос – в системе, связанной с пограничным слоем.

Результаты расчетов показали, что распределения температуры поверхности тела, а также массового расхода вдуваемых в пограничный слой газов при наличии вращения имеют меньший перепад по окружной координате. Однако в силу инерционности тепловых процессов внутри тела и запаздывания относительно изменяющегося теплового потока температура поверхности становится несимметричной относительно плоскости угла атаки.

Обозначения

u, v, w — компоненты вектора среднемассовой скорости в естественной системе координат (s, n, η) в пограничном слое, м/с; ψ — угловая скорость вращения тела, с⁻¹; M молекулярная масса, кг/моль; R_N — радиус сферического затупления, м; $r_w, r_i, i = 1, 2, H_1$ коэффициенты Ламе, м; h — энтальпия, м²/с²; $(\rho v)_w^{(1)}$ — расход газа-охладителя с поверхности сферического затупления, кг/(м²·с); $(\rho v)_w^{(2)}$ — полный массовый унос с углеродной поверхности конической части тела, кг/(м²·с); φ — пористость сферического затупления, L толщина оболочки, м; θ — угол конусности; n_1 — нормаль к поверхности, направленная вглубь оболочки; ω — линейная скорость перемещения поверхности разрушения, м/с; x(t) граница раздела газообразной и конденсированной фаз (глубина выгорания), м; c_{iw} массовая концентрация *i*-го компонента; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); t — время, с; T — температура, К; c_p — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); λ коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); μ — динамическая вязкость, Па·с; ρ — плотность, кг/м³; P – давление, Па; A – вязкостный коэффициент в нелинейном законе Дарси, м⁻²; B – инерционный коэффициент в законе Дарси, м⁻¹; v – скорость фильтрация газа-охладителя в пористом теле, м/с; σ – постоянная Стефана – Больцмана, Вт/(м²·K⁴); ε – излучательная способность поверхности; E_c – энергия активации, Дж/моль; k_c – предэкспоненциальный множитель, с⁻¹; Q_c – тепловой эффект реакции пиролиза, Дж/кг. Индексы: e, w – величины на внешней границе пограничного слоя и на поверхности обтекаемого тела; нижние индексы (1), (2) – температура каркаса и газа на сфере; g – газовая фаза на конической части поверхности; 0 – начальные условия; k – периферийный участок оболочки; верхние индексы 1, 2 – характеристики, связанные с расходом охладителя на пористой полусфере и поверхностными химическими реакциями на конической части тела; черта сверху – безразмерные параметры; * – характерная величина; c – конденсированная фаза конической части тела.

Литература

1. Зинченко В. И. Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. Томск: Изд-во ТГУ, 1985. – 221 с.

2. Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С. Исследование характеристик сопряженного тепло- и массообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении обтекаемого тела // ТВТ. 2007. Т. 45, № 5. С. 749–755.

3. Гольдин В. Д, Овчинников В. А. Сопряженный тепломассообмен при сверхзвуковом обтекании вращающихся тел под углом атаки // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56, № 9/3. С. 49–51.

4. Гришин А. М., Голованов А. Н., Зинченко В. И. и др. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. – 358 с.

5. Лунев В. В., Магомедов К. М., Павлов В. Г. Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: Вычислительный центр академии наук СССР, 1968. – 203 с.

6. Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С. Математическая модель термохимического разрушения графита // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52, № 2/2. С. 122–127.

УДК 532.517.4

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ И РАЗМЕРОВ ВИХРЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА СМЕШЕНИЕ СТРУЙНЫХ ОГРАНИЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ

В. Л. Жданов

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

Турбулентные струи изучаются численно и экспериментально многие десятилетия, поскольку являются одними из базовых видов течений, знание о развитии которых имеет фундаментальное значение. Кроме того, эти течения широко применяются в различных отраслях промышленности, в частности для организации струйного смешения. Поэтому изучение методов интенсификации процессов переноса в этих течениях не теряет актуальности со временем.

Смешение различных субстанций в осесимметричных струйных потоках осуществляется в сдвиговых слоях, формирующихся на их границах. Изменение условий выдува струи

вызывает и изменение формирования сдвиговых слоев, что непосредственно оказывает влияние на эффективность смешения сред. В настоящее время все известные способы воздействия на параметры истечения струи можно разделить на активные и пассивные. Активные методы предполагают использование дополнительной энергии для возбуждения струи: акустическое облучение, осцилляцию сопла, пульсирующее истечение струи [1, 2]. Пассивные методы изменяют параметры истечения струи за счет энергии самой струи, применяя сопла различной конфигурации (круглые, прямоугольные, треугольные и т. д.), решетки, вихревые генераторы, устанавливаемые на срезе сопла [3–6]. Из всех отмеченных методов вихревые генераторы наиболее эффективны как в дозвуковых, так и в сверхзвуковых потоках [6, 7].

Вихревые генераторы (ВГ) – малоразмерные элементы различной формы, устанавливаемые на срезе сопла. Размер этих элементов значительно меньше диаметра сопла. Исследования установили, что на эффективность смешения оказывают влияние число, форма и размеры генераторов [5–7]. Воздействие вихревых генераторов на транспортные процессы в струйных течениях вызвано формированием за каждым из них пары стационарных продольных вихревых структур, вращающихся в противоположные стороны [7].

Под воздействием этих структур происходит дополнительное вовлечение окружающей среды в струю в плоскости A, совпадающей с двумя противоположными генераторами, что вызывает уменьшение диаметра струи в случае установки двух вихревых генераторов (рис. 1). При этой конфигурации вихревых генераторов струя в плоскости B, проходящей между вихревыми генераторами, расширяется. Увеличение числа вихревых генераторов приводит к более сложной деформации струи (рис. 1, δ). Изменение интенсивности смешения за соплами с вихревыми генераторами различной геометрии, безусловно, определяется динамикой развития и взаимодействия генерируемых стационарных продольных вихревых структур. Однако до настоящего времени особенности развития этих структур не были выявлены.



Рис. 1. Схема формирования пар стационарных вихрей за вихревыми генераторами: а) сопло с двумя ВГ; б) с четырьмя ВГ; в) развитие вихревых структур в пространстве

Целью настоящей работы является установление особенностей в формировании и развитии генерируемых ВГ вихревых структур в зависимости от их числа и формы.

Экспериментальные исследования выполнены в струйном смесителе, который образован внешней стеклянной трубой ($D = 5 \cdot 10^{-2}$ м) и внутренней стальной трубой ($d = 10 \cdot 10^{-2}$ м), установленной коаксиально относительно первой. Изучался режим смешения спутного потока (вода) и струи (водный раствор родамина 6G), когда отношение расходов спутного потока Q и струи Q_j были равны $Q/Q_j = 5.0$. При этом соотношении скорость струи (Re_d = 10^4) существенно больше скорости спутного потока, т. е. режим смешения «струйный». Измерения полей скорости и концентрации в поперечном сечении смесителя на различном расстоянии от сопла выполнялись оптическими методами PIV (Particle Image Velocimetry) и PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) одновременно. Диапазон расстояний в калибрах диаметра смесителя составлял $0 \le x/D \le 9.0$, т. е. диагностировались начальная и переходная области

развития смешения, где влияние генерируемых вихревых структур проявлялось в наибольшей степени. Три сопловых насадка с одинаковым внутренним диаметром (*d*) и внешними размерами использованы в этих исследованиях (рис. 2).



Рис. 2. Сопловые насадки: без ВГ; с двумя квадратными ВГ; с четырьмя треугольными ВГ

Размер стороны квадратных генераторов h = 1.5 мм. Они приклеены к соплу так, что их задняя грань совпадала с кромкой сопла. Треугольные генераторы изготовлены как одно целое с соплом. Их размеры: основание $b = 2.6 \cdot 10^{-3}$ м, высота h = 1.3 мм, угол у вершины 90°. Площадь сечения сопла сокращалась на 5.5% и на 8.8% соответственно при двух и четырех ВГ относительно гладкого сопла. Поскольку измерения с различными сопловыми насадками выполнены при постоянном отношении $Q/Q_j = 5.0$, скорость истечения струи увеличивалась с ростом загромождения сечения сопла.

Степень вырождения средней скорости и концентрации вдоль оси смесителя отражает интенсивность вовлечения в струю спутного потока. Это вовлечение в наибольшей степени реализуется за соплом с двумя ВГ, что согласуется с известными результатами для струйных течений (рис. 3) [5–8].



Рис. 3. Изменение средней скорости (*a*) и концентрации (б) вдоль оси смесителя при различных сопловых насадках

Различия турбулентных характеристик течения за соплами практически исчезают к расстоянию x/D = 5.0, что свидетельствует о вырождении влияния генерированных вихревых структур на развитие струи. Следовательно, особенности развития этих структур во взаимодействии со струей проявляются главным образом в интервале $0 \le x/D \le 3.0$.

Анализ турбулентных характеристик поля скорости и скаляра показал, что наиболее информативными с точки зрения выявления особенностей развития стационарных вихревых структур были профили радиальной компоненты скорости, осевых пульсации скорости и пульсации концентрации, а также турбулентных потоков $\overline{u'c'}$ и $\overline{v'c'}$.

Как отмечалось выше, формирование пары стационарных вихрей за ВГ индуцирует поток среды из спутного течения в струю в плоскости, совпадающей с противоположными вихревыми генераторами. Очевидно, что этот поток зависит от начального расстояния между парой вихрей, их размеров и интенсивности (завихренности). Распределения радиальной компоненты скорости, измеренные в плоскостях A и B в поперечном сечении смесителя, отражают движение среды в противоположных направлениях (рис. 4).



Рис. 4. Распределения радиальных компонент скорости по сечению смесителя в двух плоскостях измерений *A* и *B* за соплами с двумя квадратными и четырьмя треугольными ВГ

В плоскости А среда направляется к оси струи, а в плоскости В среда направляется в сторону спутного потока. Динамика развития этих профилей различна по мере удаления от сопла. Более высокие радиальные скорости в обеих плоскостях за соплом с четырьмя треугольными генераторами вблизи сопла (x/D = 0.3) характеризуют как более интенсивное вовлечение среды спутного потока в струю, так и ее более интенсивное расширение. Такое различие вызвано следующими причинами. Скорость истечения струи из этого сопла выше, чем из сопла с двумя генераторами, что обуславливает более высокую завихренность формируемых пар вихрей. Эти пары расположены равномерно по окружности струи, а начальное расстояние между вихрями в паре больше, чем за соплом с двумя ВГ, так как основание треугольных ВГ в два раза длиннее. Вихревые структуры каждой пары в своей эволюции вниз по течению увеличивают свой диаметр и расходятся вследствие взаимной индукции. Это обуславливает вовлечение спутного потока в струю практически на одинаковом уровне за соплом с четырьмя ВГ до расстояния x/D = 1.0. Сближение соседних вихревых пар приводит к сокращению интервала между продольными вихревыми структурами различных пар, имеющих завихренность противоположного знака. Взаимодействие соседних структур ослабляет их интенсивность, уменьшает поток среды от струи к спутному течению (максимальные значения радиальной скорости падают с удалением от сопла).

За соплом с двумя ВГ асимметрия в профилях радиальной скорости вызвана неточностью позиционирования положения соплового насадка относительно плоскости лазерного ножа, в котором выполнялись измерения параметров потока. Начальное вовлечение в струю было сравнимым с вовлечением за соплом с четырьмя ВГ ($x/D \le 0.3$), но эжекция из струи монотонно увеличивалась (максимальная скорость возрастала к сечению x/D = 1.0). Поток спутного течения, вовлекаемый в струю с противоположных сторон, приводил к ее расщеплению («бифуркации» [6, 7]), что ускоряло ее расширение. Фактически появлялись две струи сравнимого диаметра с исходной струей. Вовлечение увеличивалось

91

пропорционально удлинению сдвигового слоя со спутным потоком. Формировалась существенная асимметрия потока, оказывающая влияние на его дальнейшее развитие.

Профили осевых пульсаций скорости значительно выше радиальных и они фактически определяли профиль пульсаций концентраций. Особенность взаимодействия продольных вихревых структур со струей проявлялось наиболее заметно в плоскости *B*, т. е. в плоскости расширения струи (рис. 5).



Рис. 5. Профили осевых пульсаций скорости и концентрации за сопловыми насадками в плоскости В

Взаимодействие струи с вовлекаемыми в нее потоками в плоскости A вызывало существенный рост пульсаций скорости на оси (x/D = 0.3) за сопловым насадком с двумя ВГ (рис. 5, a). Пульсации увеличивались вниз по течению, формируя максимум на оси, сравнимый с аналогичными максимумами в слоях смешения, как следствие бифуркации струи (рис. 5, δ). Пульсации скорости за сопловым насадком с четырьмя ВГ увеличивались на оси на расстоянии x/D = 0.3 слабо, но были уже сравнимы с пульсациями, генерируемыми двумя ВГ, на расстоянии x/D = 0.6. К этому расстоянию возникает внешняя деформация максимумов пульсаций скорости.

Пульсации скаляра в отличие от пульсаций скорости порождаются только поступлением в струю среды отличной концентрации (воды). Их рост на расстоянии x/D = 0.3указывает на проникновение воды в центр струи под воздействием двух пар стационарных вихрей, тогда как четыре пары вихрей обеспечивают более равномерное вовлечение среды спутного потока в струю, при котором на оси струи сохраняется однородная начальная концентрация красителя (рис. 5, 6). Эффективность вовлечения среды в струю четырьмя парами стационарных вихрей отражается высокими пульсациями концентрации в слоях смешения и их расширением. На расстоянии x/D = 0.3 ширина профилей пульсаций скорости и концентраций заметно больше за насадком с четырьмя треугольными ВГ, но на расстоянии x/D = 0.6 ширина профилей практически одинакова, а максимальные пульсации скаляра выше за насадком с двумя ВГ. Уровень пульсаций скаляра характеризует степень неоднородности скалярной среды. Этот уровень за насадком с треугольными генераторами в слоях смешения практически совпадает с уровнем пульсаций за гладким насадком (x/D = 0.6). Учитывая значительно большее вовлечение в струю среды спутного потока, равенство пульсаций концентраций является результатом более эффективного перемешивания за насадком с треугольными генераторами. Деформированные максимумы пульсаций скорости и концентрации, генерируемые треугольными ВГ, очевидно являются результатом взаимодействия вихревых структур разных пар, как следствие их расхождения вниз по течению. Профили пульсаций скорости и скаляра за сопловым насадком с четырьмя квадратными генераторами были подобны распределениям пульсаций за гладким насадком, т. е. деформация их отсутствовала на рассматриваемых расстояниях [8]. Этот факт указывает на различные углы расхождения вихревых пар, формируемых квадратными и треугольными генераторами.

Выводы

Выполненные исследования показали, что генерация пар стационарных вихрей за двумя ВГ с противоположных сторон струи вызывает ее деформацию, сопровождающуюся увеличением поперечного сечения и в дальнейшем расщеплением струи. Возникающая асимметрия струи способствует увеличению вовлечения в нее среды спутного потока, что и обеспечивает наибольшую эффективность смешения этой конфигурации ВГ.

Четыре пары вихревых структур вовлекают спутную среду равномерно по окружности струи. Струя сохраняет симметрию при расширении. Равномерное вовлечение среды способствует ее быстрому перемешиванию, что проявляется в слабом увеличении пульсаций концентраций. Форма вихревых генераторов определяет угол расхождения вихревых пар. За треугольными ВГ стационарные вихревые пары расходятся сильнее и вовлечение в струю на начальном участке существенно возрастает. Оно становится сравнимым с вовлечением, индуцированным двумя ВГ. Однако вихревые пары начинают взаимодействовать между уже на расстоянии $x/D \ge 0.3$, что приводит к их быстрому вырождению. Таким образом, стационарные вихревые структуры, генерируемые квадратными ВГ, оказывают воздействие на вовлечение в струю на большем расстоянии, чем вихревые структуры, формируемые за треугольными ВГ.

Литература

1. Власов Е. В., Гиневский А. С., Каравосов Р. К. Влияние начальных условий на аэродинамические и акустические характеристики турбулентных струй // Механика неоднородных и турбулентных потоков. М.: Наука, 1989. С. 26–34.

2. Zaman K. B. M. Q., Hussain A. K. M. F. Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation, part 1. General jet responseьт / J. Fluid Mech. 1980. Vol. 101. Pp.449–491.

3. Zaman K. B. M. Q. Spreading characteristics of compressible jets from nozzles of various geometries // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 383. Pp. 197–228.

4. Burattini P., Antonia R. A., Rajagopalan S., Stephens M. Effect of initial conditions on the near-field development of a round jet // Experiments in Fluids. 2004. Vol. 37. Pp. 56–64.

5. Bradbury L. J. S., Khadem A. H. The distortion of a jet by tabs // J. Fluid Mech. 1975. Vol. 70. Pp. 801–813.

6. Reeder M. F., Saminy M. The evolution of a jet with vortex-generating tabs: real-time visualization and quantitative measurements // J. Fluid Mech. 1996. Vol. 311. Pp. 73–118.

7. Zaman K. B. M. Q., Reeder M. F., Samimy M. Control of an axisymmetric jet using vortex generators // Phys. Fluids. 1994. Vol. 6. Pp. 778–793.

8. Zhdanov V., Hassel E., Kornev N. Influence of issued jet conditions on mixing of confined flows // Chemical Engineering Transactions. 2013. Vol. 32. Pp. 1459–1464.

УДК 536.25

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В ГЛАДКОТРУБНЫХ ПУЧКАХ ГЛУБОКОВОДНЫХ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

М. А. Засимова, Н. Г. Иванов, В. В. Рис, Н. А. Щур

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия ivanov ng@spbstu.ru

В последние годы появились и активно внедряются новые технологии добычи природного газа со дна Мирового океана, опирающиеся на использование оборудования, устанавливаемого на больших глубинах. Комплексы подводного оборудования включают фонтанную арматуру, автоматически управляющую работой скважин, которая соединена с трубопроводами, осуществляющими транспортировку газа на берег. По мере выработки месторождения давление газа падает, и естественная транспортировка оказывается невозможной. Повысить эффективность разработки газовых месторождений на шельфе можно посредством включения в состав комплексов оборудования глубоководных газоперекачивающих компрессорных станций. Данная технология начала разрабатываться более десяти лет назад [1]. Первый в мире глубоководный компрессор введен в эксплуатацию в 2015 г. [2]. Для охлаждения газа, а также в целях противопомпажной защиты в состав компрессорной установки должны входить теплообменные аппараты [1]. Для глубоководного оборудования наиболее простым и надежным решением оказывается использование гладкотрубных пучков, охлаждение которых происходит при пассивном теплосъеме за счет естественной конвекции морской воды.

Численные исследования свободноконвективного течения и теплообмена вблизи коридорных [3] и шахматных [4, 5] гладкотрубных пучков ведутся на кафедре гидроаэродинамики СПбПУ на протяжении ряда лет. До сих пор задача ставилась как в двумерной, так и трехмерной постановках в предположении постоянства температуры теплоотдающих поверхностей. Цель настоящей работы – рассмотрение в рамках одной согласованной постановки вынужденной трехмерной конвекции газа в трубе, свободной и смешанной нестационарной трехмерной конвекции в межтрубном пространстве и теплопроводности в стенке трубы, что соответствует имитационному моделированию работы глубоководного теплообменного аппарата в приближенных к реальным условиям.

Рассматривается шахматный трубный пучок, состоящий из большого числа труб, изогнутых в форме змеевика (рис. 1, *a*). Внешний диаметр труб D = 0.02 м, внутренний диаметр – d = 0.014 м, относительные поперечный (горизонтальный) и продольный (вертикальный) шаги труб – $a = S_1/D = 2.6$; $b = S_2/D = 1.6$ (рис. 1, *б*). Каждая труба состоит из 12 горизонтальных участков протяженностью 32.5D и 11 поворотов на 180°. Расчетная область включает в себя две трубы, на поверхности которых задается условие прилипания. На вертикальных внешних границах в направлении *у* задаются условия периодичности. Предполагается, что пучок находится в безграничном пространстве, внешние границы расчетной области в направлениях *x* и *z* отодвинуты от теплообменника на одинаковое расстояние $L_{\text{ext}} = 1$ м, на них ставятся мягкие граничные условия.

Теплофизические свойства принимаются постоянными: для воды $\rho = 997.1 \text{ кг/m}^3$, $\mu = 8.9 \times 10^4 \text{ Па с}, \quad \lambda = 0.611 \text{ Br/(м·K)}, \quad C_p = 4180.9 \text{ Дж/(кг·K)}, \quad \beta = 2.057 \cdot 10^4 \text{ 1/K}$ (данный набор соответствует T = 25 °C), для стальных труб $\rho = 7840 \text{ кг/m}^3, \quad \lambda = 12.9 \text{ Br/(м·K)},$ $C_p = 482 \text{ Дж/(кг·K)}$, для природного газа принято при давлении 40 бар и температуре 35 °C $\rho = 35 \text{ кг/m}^3$, $\mu = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м·c)}$, $\lambda = 0.04 \text{ Br/(м·K)}$, $C_p = 3000 \text{ Дж/(кг·K)}$.



Рис. 1. Общий вид расчетной области (*a*) и ее поперечное сечение (*б*) вблизи пучка труб; изоповерхности осредненной во времени *z*-компоненты скорости (*в*)

На входе в трубы задаются постоянные значения скорости газа V = 20 м/с и температуры T = 50 °C, значение числа Рейнольдса, определенного по входной скорости, Re = $8.2 \cdot 10^5$. Температура воды на удалении от трубного пучка полагается равной 20 °C.

Моделирование нестационарного течения воды осуществляется на основе прямого решения полных уравнений Навье – Стокса, эффекты плавучести учитываются в приближении Буссинеска. Для моделирования течения газа в трубе используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье – Стокса, замкнутые полуэмпирической моделью турбулентности k- ω SST в сочетании с пристенными функциями. Численное решение выполнено с использованием гидродинамического пакета ANSYS Fluent. Расчеты проведены со вторым порядком дискретизации по пространству и времени.

В расчетах используется неструктурированная сетка, которая состоит из гексагональных ячеек в пристенных областях, тетраэдральных и призматических ячеек вдали от стенок. Внутри трубы (в области течения газа) величина безразмерного расстояния y^+ от центра первой пристенной ячейки до стенки находится в диапазоне 70–100. Размерность сетки – 22.2 млн ячеек, при этом в области течения воды сетка состоит из 9.4 млн ячеек.

За счет силы плавучести в межтрубном пространстве формируется вертикальное подъемное течение, при этом скорость этого течения заметно увеличивается с ростом вертикальной координаты от нижних рядов пучка к верхним (рис. 1, *в*). Такой характер свободноконвективного течения вблизи пучка отличается от вынужденного течения [6], в котором значения средней скорости не меняются вверх по потоку. Среднее значение скорости подъемного течения составило 0.034 м/с, этому соответствует весьма умеренное значение числа Рейнольдса, равное 760. За счет эжекции морской воды при обтекании поворотов формируются нестационарные вихри на всем протяжении пучка. Обтекание нижних горизонтальных участков в центральной части пучка является практически стационарным. Начиная с седьмого горизонтального участка труб, наблюдается переход к турбулентному обтеканию как за счет проникновения в межтрубное пространство формирующихся при обтекании поворотов вихревых структур, так и благодаря общему ускорению подъемного течения.



Рис. 2. Поля осредненной во времени температуры в сечениях x = const (слева) и график осредненного во времени интегрального теплосъема с прямолинейных участков труб (справа)

Постепенный переход к турбулентному течению воды иллюстрирует и рис. 2, *a*: практически стационарные факелы, поднимающиеся от нижних участков труб, в верхней части пучка не наблюдаются. Поскольку при движении по трубе температура газа падает с 50 °C до 35 °C, температура внешней поверхности стенки трубы меняется в диапазоне от 37.8 °C до 29.8 °C, среднее значение температуры стенки составляет 34 °C, среднему перепаду температуры в 14 °C соответствует число Грасгофа, равное $2.9 \cdot 10^5$.

На рис. 2, б изображен график осредненного во времени интегрального теплосъема с прямолинейных участков труб. Интенсивность отвода тепла от газа монотонно падает от верхних прямолинейных участков к нижним. За счет низкой температуры стенки и малой интенсивности подъемного течения теплосъем с нижних рядов отличается от теплосъема с верхних рядов более чем в 2 раза. Результаты расчетов в сопряженной постановке принципиально отличаются от данных, полученных в предположении изотермической стенки, где количество теплоты, отводимой на горизонтальных участках, меняется по высоте пучка немонотонно: сначала теплоотвод снижается, а затем плавно возрастает [4].

На рис. 3, *а*, *б* показаны мгновенные поля скорости подъемного течения воды на уровне 7 и 8 горизонтальных участков в вертикальных сечениях, изображенных на рис. 1, *а*. На рис. 3, *в*, *г* для тех же сечений изображены изотермы в области, охватывающей водяную и газовую среды, а также стенку трубы. Видно, что структуры течения в центральном сечении (x = 0) и в сечении x = 0.31 м, близком к участку изгиба трубы, существенно отличны. В центральном сечении наблюдаются восходящие над трубами факелы, которые схожи для разных труб. На периферии наблюдается влияние на восходящее течение следа за изогнутой трубой, возникающего из-за боковой эжекции воды (рис. 1, *в*). Указанные особенности течения отражаются поведением изотерм в воде. Распределение температуры газа внутри трубы указывает на интенсивные вторичные течения, вызванные многократным поворотом потока. Распределение изотерм в стенках труб показывает существенную окружную неоднородность температуры, которая вызвана окружной неоднородностью теплоотдачи как снаружи, так и внутри трубы. Наблюдаемые в стенке изотермы явно свидетельствуют о необходимости использования сопряженной постановки для моделиро-вания теплопередачи в рассмотренных условиях.



Рис. 3. Мгновенные изолинии полной скорости (a, δ) и изотермы (b, c) в двух сечениях $(a, b - x = 0.31 \text{ м}, \delta, c - x = 0.0 \text{ м}, для седьмого и восьмого горизонтальных участков$

Разработанная методика расчета сопряженного теплообмена представляется весьма многообещающей применительно к проектированию трубных пучков глубоководных теплообменных аппаратов, охлаждаемых в режиме смешанной конвекции.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15-08-02382).

Литература

1. Fantoft R. Subsea gas compression – challenges and solutions // Offshore Technology Conference. 2–5 May 2005. Houston, Texas / OTC, paper № 17399. 2005. Pp. 1–6.

2. The first subsea gas compression plant in the world on line – a step change in subsea technology, 2015. URL: http://goo.gl/uijeG0 (retrieved November 15, 2015).

3. Иванов Н. Г., Рис В. В., Щур Н. А. Исследование краевых эффектов при смешанной конвекции в гладкотрубных пучках глубоководных теплообменных аппаратов // Труды 6-й Рос. нац. конф. по теплообмену. 27–31 октября 2014 г. М.: МЭИ, 2014.

4. Ivanov N., Ris V., Tschur N., Yurkina N. Numerical simulation of buoyancy-induced flow through a staggered tube bank of subsea cooler // Advances in Heat Transfer. Proceedings of the 7th Baltic Heat Transfer Conference (BHTC 2015). August 24–26, 2015. Tallinn, Estonia, Tallinn University of Technology, 2015. Pp. 23–28.

5. Ivanov N. G., Kirillov A. I., Ris V. V., Smirnov E. M. Numerical modeling of buoyancyinduced fluid flow and heat transfer in a staggered tube bank // Proc. of the Intern. Heat Transfer Conference IHTC14. August 8–13, 2010. Washington, DC, USA. 2010. ASME Technical Paper IHTC14-22640.

6. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. – 472 с.

УДК 534.11; 536.2; 621.791.7

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ИМПУЛЬСНЫХ РЕЖИМАХ ЭЛЕКТРОВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ

Ю. П. Ивочкин, И. О. Тепляков, Д. А. Виноградов, К. Г. Кубриков

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Введение. При пропускании электрического тока через объем жидкого металла возникает объёмная вихревая сила $F=J \times B$ (здесь, $J \, u \, B$ – плотность электрического тока и магнитная индукция созданного им поля), приводящая в случае пространственно неоднородного распределения J к образованию т.н. электровихревого течения (ЭВТ) [1]. Интенсивные ЭВТ имеют место в различных сильноточных технологических процессах (например, при электродуговом и электрошлаковом переплаве металла) и, в значительной степени, влияют на качество выходного продукта [2].

Применение внешних магнитных полей (МП) (постоянных и импульсных), а также использования импульсной схемы подачи тока является перспективным методом управления тепломассообменными и гидродинамическими процессами, происходящими в электропечах. Так, в работе [3] применение такого подхода позволило улучшить структуру титановых слитков, получаемых методом ЭШП.

На рис. 1 представлена упрощенная схема развития электровихревого течения в полусферическом контейнере при пропускании тока I (создающего поле $\mathbf{B}_{\rm 3BT}$) через жидкий металл под влиянием осевого внешнего МП – $\mathbf{B}_{\rm BH}$. В отсутствии внешних МП, ЭВТ представляет собой тор. Внешнее осевое МП приводит к азимутальной закрутке жидкости и образованию восходящего вихря [4, 5]. При некотором соотношении между током и значением внешнего поля в системе наблюдаются автоколебания жидкости [6].



Рис. 1. Структура ЭВТ под действием внешнего осевого магнитного поля. 1 – центральный электрод, 2 – жидкий металл, 3 – контейнер-электрод, *a*) ЭВТ имеет вид тора, *б*) появление азимутальной закрутки, *в*) возникновение вторичного вихря, *г*) двухвихревое вращающееся ЭВТ

В данной работе мы ставили целью исследовать влияние импульсных режимов электропитания и импульсного внешнего поля на тепломассообменные и гидродинамические процессы.

Экспериментальная и численная методики. Для экспериментов использовалась установка, схема которой показана на рис. 2. Рабочим участком являлась полусферическая медная ёмкость диаметром 188 мм, служащая большим электродом, заполненная эвтектическим сплавом индий – галлий – олово с содержанием по весу Ga – 67%, In – 20.55%, Sn – 12.5%, имеющим следующие основные физические свойства: температура

плавления $T_{nn} = 10.5$ °C, плотность $\rho = 6482$ кг/м3, вязкость $4.3 \cdot 10^{-7}$ м²с⁻¹, проводимость $\sigma = 3.3 \cdot 10^6$ См. В центре полусферы размещался выполненный из нержавеющей стали малый электрод, имеющий форму цилиндра с полусферическим окончанием диаметром 5 мм.



Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 – рубашка охлаждения, 2 – водоохлаждаемый соленоид, 3 – термоизоляция, 4 – теплообменник, 5 – полусферический контейнер, 6 – термопара, 7 – малый электрод, 8 – токоподвод, 9 – эвтектический сплав, 10 – блок транзисторов, 11 – силовой мост, 12 – микроконтроллер, 13 – источник тока

Для создания импульсного тока применялся электронный коммутатор собственной разработки. Коммутатор собран из четырех коммутационных блоков, состоящих из включенных параллельно мосфет-транзисторов AUIRF3004WL. Блоки соединялись по мостовой схеме, в диагональ которого включались электроды. Коммутация блоков в нужной последовательности осуществлялась микроконтроллером ATmega8515, позволяющим формировать длительность положительных и отрицательных импульсов, а также пауз произвольным образом. Электропитание моста осуществлялось от источника постоянного тока (<1500 A), разработанного на основе трехфазного шестиполупериодного выпрямителя.

Через рабочий участок пропускался импульсно-постоянный электрический ток силой I = 250 А. Такой ток вызывает интенсивный разогрев стального электрода (до 700–800 °C) и приводит к появлению заметного градиента температуры. Время импульса составляло 9 с, время паузы – 1 с. Температура измерялась с помощью медно-константановой термопары, королек которой располагался на глубине 10 мм от поверхности расплава по оси симметрии рабочей ванны. Термопара через прецизионный усилитель была подключена к АЦП (частота выборки составляла 1000 Гц), а значение её выходного сигнала обрабатывалось на компьютере.

Численный расчет скорости и температуры проводился в программном пакете ANSYS Fluent. Расчетная сетка состояла из 48 000 ячеек, радиусы малого и большого электродов были равны 2.5 и 94 мм соответственно. Электрический ток, пропускаемый через жидкий металл, составлял 250 или 400 А. Были рассчитаны несколько режимов: в первом режиме внешнее МП отсутствовало, во втором МП равнялось 5 · 10⁻³ Тл. В других режимах внешнее



Рис. 3. Начальное распределение примеси

МП $B = 5 \cdot 10^{-3}$ Тл было импульсным (время импульса равно времени паузы), а частота импульсов изменялась в диапазоне от 0.1 до 0.6 Гц.

процессов При расчете перемешивания использовался метод нейтральной примеси, когда примесь обладает теми же физическими свойствами, основное вещество (In-Ga-Sn). что И Примесь объем полусферического вносилась по оси В контейнера на расстоянии 10 мм от поверхности жидкого металла, и решалось уравнение для переноса примеси (рис. 3). Для каждого режима были получены профили скорости, а также зависимость критерия

перемешивания от времени (1), характеризующего суммарное локальное отклонение концентрации от средней величины:

$$K = \frac{1}{\overline{C}(1-\overline{C})V} \sum_{i=1}^{N} V_i (1-\overline{C})^2.$$
⁽¹⁾

Здесь $C = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{N} C_i V_i$ – средняя массовая доля, V_i – объём *i*-ячейки, V – объём жидкости.

Результаты исследований. На рис. 4 представлены экспериментальные и расчетные зависимости относительной температуры (относительно температуры окружающей среды) от времени, полученные при импульсном режиме электропитания установки. Экспериментальные и расчетные данные качественно согласуются: при подаче импульса тока происходит резкий подъем температуры, при этом под малым электродом возникает электровихревая струя, сносящая нагретую жидкость вниз к термопаре, далее на термопару натекает холодная жидкость, после отключения тока нагрев прекращается и температура падает. Расчетные данные по скорости, иллюстрирующие этот процесс, приведены на рис. 5.



импульсном режиме электропитания. 1 – расчет; 2 – эксперимент





Рис. 5. Зависимости осевой скорости от времени и форма тока, пропускаемого через жидкий металл: 1 – глубина 10 мм; 2 – 30; 3 – 50; 4 – 70

Рис. 6. График зависимости критерия перемешивания от времени при импульсном внешнем МП: $1 - 0.1 \Gamma$ ц, 2 - 0.2, 3 - 0.3, 4 - 0.4, 5 - 0.5, 6 - 0.6, $7 - B_{\rm BH} = \text{const}$, $8 - B_{\rm BH} = 0$

На рис. 6 представлен график зависимости критерия перемешивания от времени. Скорость перемешивания максимальная при постоянном внешнем МП и минимальная при

отсутствии МП. При импульсном внешнем МП скорость перемешивания максимальная при $f = 0.4 \, \Gamma$ ц. Это связано с тем, что восходящий вихрь постепенно замедляется и его скоростные параметры приближаются к параметрам в области МП, в которой наблюдаются автоколебания [6].

Заключение. В результате проведенных экспериментальных и численных исследований было обнаружено, что в исследуемом диапазоне внешнее магнитное поле интенсифицирует перемешивание примеси. При этом импульсное внешнее магнитное поле интенсифицирует перемешивание меньше, чем постоянное внешнее магнитное поле. Последнее обстоятельство связано с перестройкой структуры течений во время отсутствия импульса.

При этом средние скорости движения на оси симметрии близки к нулю, а перемешивание происходит в основном за счет азимутального движения жидкости. Интенсивность перемешивания для импульсных режимов достигает максимума при частоте f = 0.4 Гц. Можно предположить, что меняя скважность импульса и амплитуду внешнего импульсного магнитного поля, а также изменяя направление внешнего магнитного поля во время импульса, можно увеличить интенсификацию перемешивания металла.

Также было установлено, что первоначальное время разгона ЭВТ на оси установки в разы превышает время, необходимое для полного восстановления осевого потока при многоразовом импульсном воздействии. Это означает, что в момент повторного включения тока в ванне образуется мощная осевая струя, которая, можно предположить, разбивает дендритную структуру и способствует уменьшению зернистости слитка.

Литература

1. Бояревич В. В., Фрейберг Я. Ж., Шилова Е. И., Щербинин Э. В. Электровихревые течения. Рига: Зинатне, 1985. – 315 с.

2. Ячиков И. М., Карандаева О. И., Ларина Т. П. Моделирование электровихревых течений в ванне электродуговой печи постоянного тока. Магнитогорск: ГОУ ВПО МГТУ, 2008.

3. Протоковилов И. В., Назарчук А. Т., Порохонько В. Б., Ивочкин Ю. П., Тепляков И. О. Электрошлаковая выплавка титановых слитков с импульсным электропитанием // Современная электрометаллургия. 2014. Т. 115, № 2. С. 10–14.

4. Жилин В. Г., Ивочкин Ю. П., Игумнов В. С., Оксман А. А. Экспериментальное исследование электровихревых течений в полусферическом объеме // ТВТ. 1995. Т. 33, № 1. С. 490–491.

5. Ивочкин Ю. П., Тепляков И. О, Гусева А. А. Численное и экспериментальное исследование структуры закрученного электровихревого течения // Тепловые процессы в технике. 2012. № 8. С. 5–11.

6. Ивочкин Ю. П., Тепляков И. О., Виноградов Д. А. Экспериментальное и численное исследование автоколебаний в электровихревом течении жидкого металла // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 11, № 12. С. 539–545.

УДК 532.517.4:536.24

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ОВАЛЬНЫМИ ЛУНКАМИ

С. А. Исаев^{1,3}, А. И. Леонтьев², А. В. Щелчков³

¹Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, г. Санкт-Петербург, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

³Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – Казанский авиационный институт, г. Казань, Россия

Интенсификации теплообмена поверхностными генераторами вихрей – лунками является одним из актуальными научных направлений в теплофизике. Широкий интерес в мире к такому способу увеличения теплоотдачи от стенки связан со сравнительно низкими по отношению к выступам гидравлическими потерями в облуненных трактах и, следовательно, превосходством по теплогидравлической эффективности лунок над выступами [1]. На протяжении четверти века активно развивается численное моделирование вихревого течения и теплообмена на базе многоблочных вычислительных технологий (MBT) с использованием пересекающихся разномасштабных сеток для улавливания гидродинамических и теплофизических особенностей [2, 3]. Во многом успех в применении этого инструмента связан с моделью переноса сдвиговых напряжений (SST-модель), модифицированной с учетом влияния на кривизну линий тока.

В [4–12] представлены результаты методических исследований по верификации МВТ и скорректированной SST-модели турбулентности, связанные со сравнительным анализом численных прогнозов с экспериментальными данными. Среди важных исследовательских результатов предварительных исследований, полученных для традиционных сферических форм лунок, следует отметить, прежде всего, идентификацию струйно-вихревых структур при их обтекании с генерированием на боковых склонах смерчеобразных струй [13, 14], а также синхронизацию вихревых структур в пристеночном слое при обтекании ансамблей упорядоченных лунок [15–19]. Прогресс в исследованиях произошел, когда была замечена связь интенсификации конвективного теплообмена с асимметрией течения, аналогом которой является выдув наклоненной по отношению к потоку струи в пограничный слой [20]. Получен фундаментальный результат: с увеличением глубины наблюдается бифуркация вихревого обтекания сферической лунки с интенсификацией течения и теплообмена при переходе к моносмерчевому режиму обтекания [21-28]. Он стал основанием для конструирования одного из простейших типов несферических лунок, для которых характерно образование устойчивых моносмерчевых течений. Эти лунки названы овальными по форме пятна. Они представляют разнесенные половинки сферической лунки с цилиндрической вставкой, причем существует оптимальный по теплогидравлической эффективности угол их наклона к набегающему потоку [29-38]. Важно подчеркнуть, что с удлинением овальной лунки при постоянной площади пятна и фиксированной глубины происходит перестройка смерчевой структуры течения, связанная с переходом от отрывного характера к формированию проточного закрученного потока в лунке [39]. Оказалось, что с ростом удлинения овальной лунки при ее уширении с сохранением площади пятна и глубины падают гидравлические потери [40]. Дальнейшее уменьшение гидравлических потерь связано с профилированием лунок. Рассмотрены простейшие дуговые овальные лунки [41]. Переход от воздушного теплоносителя к масляным средам сопровождается интенсификацией теплообмена в ламинарном режиме течения в облуненном канале за счет

прерывания развития теплового пристеночного слоя [42–44]. Попутно отмечается, что пакеты конических и цилиндрических лунок на стенках канала, хотя и технологичные, но не лучшие с позиций теплогидравлической эффективности [45, 46]. В заключение, анализируется сверхзвуковое обтекание луночных рельефов, приводящее к захолаживанию стенки [47].

Работа выполнена при государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый – С. Исаев, КНИТУ-КАИ, г. Казань) по гранту Правительства России № 14.Z50.31.0003.

Литература

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. М.: ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ». 2008. – 532 с.

2. Быстров Ю. А., Исаев С. А., Кудрявцев Н. А., Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб: Судостроение, 2005. – 398 с.

3. Исаев С. А., Баранов П. А., Усачов А. Е. Многоблочные вычислительные технологии в пакете VP2/3 по аэротермодинамике. Саарбрюкен: LAP LAMBERT Academic Publishing. 2013. – 316 с.

4. Исаев С. А., Харченко В. Б., Чудновский Я. П. Расчет пространственного течения вязкой несжимаемой жидкости в окрестности неглубокой лунки на плоской поверхности // ИФЖ. 1994. Т. 67, № 5–6. С. 373–378.

5. Баранов П. А., Исаев С. А., Леонтьев А. И., Митяков А. В., Митяков В. Ю., Сапожников С. З. Физическое и численное моделирование вихревого теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки на плоскости // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9, № 4. С. 521–532.

6. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Метов Х. Т., Харченко В. Б. Моделирование влияния вязкости на смерчевой теплообмен при турбулентном обтекании неглубокой лунки на плоскости // ИФЖ. 2002. Т. 75, № 4. С. 98–104.

7. Исаев С. А., Пышный И. А., Усачов А. Е., Харченко В. Б. Верификация многоблочной вычислительной технологии при расчете ламинарного и турбулентного обтекания сферической лунки на стенке канала // ИФЖ. 2002. Т. 75, № 5. С. 122–124.

8. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Кикнадзе Г. И., Кудрявцев Н. А., Гачечиладзе И. А. Сравнительный анализ вихревого теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки и двумерной траншеи на плоской стенке // ИФЖ. 2005. Т. 78, № 4. С. 117–128.

9. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А. Моделирование смерчевой интенсификации теплообмена при низкоскростностном движении воздуха в прямоугольном канале с лунками. Ч. 1. Выбор и обоснование методов расчета // Теплоэнергетика. 2007. Т. 54, № 3. С. 22–28.

10. Исаев С. А., Сапожников С. З., Митяков В. Ю., Митяков А. В., Можайский С. А., Усачов А. Е. Численный анализ влияния физической вязкости на вихревой теплообмен при ламинарном и турбулентном обтекании нагретой пластинки с неглубокой сферической лункой // ИФЖ. 2009. Т. 82, № 5. С. 847–857.

11. Исаев С. А., Гузеев А. С., Сапожников С. З., Митяков В. Ю., Митяков А. В. Визуализация течения в сферической лунке на стенке канала прямоугольного сечения гидродинамической трубы и численная идентификация струйно-вихревых структур // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 2. С. 438–454.

12. Исаев С. А., Гульцова М. Е. Численное моделирование турбулентного течения воды и конвективного теплообмена в узком канале с траншеей и сферической лункой. Сравнение граничных условий $T = \text{const} \ \mu \ Q = \text{const} \ //$ ТПТ. 2013. № 6. С. 242–246.

13. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Фролов Д. П., Харченко В. Б. Идентификация самоорганизующихся вихревых структур при численном моделировании ламинарного пространственного обтекания лунки на плоскости потоком вязкой несжимаемой жидкости // ПЖТФ. 1998. Т. 24, вып. 6. С. 6–12.

14. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А. Идентификация самоорганизующихся смерчеобразных структур при численном моделировании турбулентного обтекания лунки на плоскости потоком несжимаемой жидкости // ПЖТФ. 2000. Т. 26, вып. 1. С. 28–35.

15. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Корнев Н. В., Хассель Э., Чудновский Я. П. Интенсификация теплообмена при ламинарном и турбулентном течении в узком канале с однорядными овальными лунками // ТВТ. 2015. Т. 53, № 3. С. 390–402.

16. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Пышный И. А., Усачов А. Е. Численный анализ вихревой интенсификации теплообмена в канале с пакетом глубоких сферических лунок на одной из стенок // Докл. РАН. 2002. Т. 386, № 5. С. 621–623.

17. Isaev S. A., Leontiev A. I., Zhdanov V. L. Simulation of tornado-like heat transfer at the flow passing a relief with dimples // Heat Transfer 2002. Proc. Twelfth Int. Heat Transfer Conf. 2002. Vol. 2. Pp. 735–738.

18. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А. Моделирование смерчевой интенсификации теплообмена при низкоскоростном движении воздуха в прямоугольном канале с лунками. Часть 2. Результаты параметрических исследований // Теплоэнергетика. 2007. Т. 54, № 8. С. 63–70.

19. Isaev S. A., Leontiev A. I., Zhdanov V. L., Kornev N. V., Hassel E. Whirlwind-like enhancement of heat transfer on dimpled reliefs // Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39, No. 1. Pp. 79–90.

20. Henry F. S., Pearcey H. H. Numerical model of boundary-layer control using air-jet generated vortices // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 12. Pp. 2415–2425.

21. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Усачов А. Е. Бифуркация вихревого турбулентного течения и интенсификация теплообмена в лунке // Докл РАН. 2000. Т. 373, № 5. С. 615–617.

22. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Кудрявцев Н. А., Пышный И. А. О влиянии перестройки вихревой структуры с увеличением глубины сферической лунки на стенке узкого плоскопараллельного канала на скачкообразное изменение теплоотдачи // ТВТ. 2003. Т. 41, № 2. С. 268–272.

23. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Пышный И. А. Численный анализ влияния на турбулентный теплообмен глубины сферической лунки на плоской стенке // ИФЖ. 2003. Т. 76, № 1. С. 52–59.

24. Исаев С. А., Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки на стенке узкого канала // ТВТ. 2003. Т. 41, № 5. С. 755–770.

25. Kornev N., Hassel E., Herwig H., Isaev S., Stephan P., Zhdanov V. Enhancement of heat transfer from dimpled surfaces by the use of vortex induction // Engineering Research (Forschung im Ingenieurwesen). 2005. Vol. 69, No. 2. Pp. 90–100.

26. Isaev S. A., Kornev N. V., Leontiev A. I., Hassel E. Influence of the Reynolds number and the spherical dimple depth on the turbulent heat transfer and hydraulic loss in a narrow channel // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. Vol. 53, Iss. 1-3. Pp. 178–197.

27. Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Исаев С. А., Жданов В. Л., Корнев Н. В., Турноу Й. Бифуркация вихревого течения внутри сферической лунки в узком канале // Прикладная гидромеханика. 2011. Т. 13, № 4. С. 3–21.

28. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Щелчков А. В., Гульцова М. Е. Анализ перестройки струйно-вихревой структуры отрывного турбулентного течения в сферической лунке на

стенке узкого канала при увеличении ее глубины и интенсификации вторичного течения в ней // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 5. С. 1260–2164.

29. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Усачов А. Е., Фролов Д. П. Идентификация самоорганизующихся струйно-вихревых структур при численном моделировании ламинарного течения и теплообмена в окрестности несимметричной уединенной лунки // Энергетика. 1999. № 2. С. 126–136.

30. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Метов Х. Т., Усачов А. Е. Численный анализ влияния вязкости на вихревую динамику при ламинарном отрывном обтекании лунки на плоскости с учетом ее асимметрии // ИФЖ. 2001. Т. 74, № 2. С. 62–67.

31. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Митяков А. В., Пышный И. А. Интенсификация смерчевого турбулентного теплообмена в асимметричных лунках на плоской стенке // ИФЖ. 2003. Т. 76, № 2. С. 31–34.

32. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А. Моделирование смерчевой интенсификации теплообмена при низкоскоростном движении воздуха в прямоугольном канале с лунками. Часть 2. Результаты параметрических исследований // Теплоэнергетика. 2007. Т. 54, № 8. С. 63–70.

33. Воропаев Г. А., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Исаев С. А. Визуализация ламинарного обтекания овальной лунки // Прикладная гидромеханика. 2009. Т. 11, № 4. С. 31–46.

34. Kornev N., Turnow J., Hassel E., Isaev S., Wurm F.-H. Fluid mechanics and heat transfer in a channel with spherical and oval dimples // Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. 2010. Vol. 110. Pp. 231–237.

35. Isaev S. A., Leonardi E., Timchenko V., Usachov A. E. Vortical investigation of heat transfer in microchannels with oval dimples // Heat Transfer Research. 2010. Vol. 41, No. 4. Pp. 413–424.

36. Исаев С. А., Леонтьев А. И. Проблемы моделирования смерчевого теплообмена при турбулентном обтекании рельефа с лунками на стенке узкого канала // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 4. С. 733–742.

37. Turnow J., Kornev N., Isaev S., Hassel E. Vortex mechanism of heat transfer enhancement in a channel with spherical and oval dimples // Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung. 2011. Vol. 47, Iss. 3. Pp. 301–311.

38. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Гульцова М. Е., Чудновский Я. П. Численное моделирование смерчевой интенсификации теплообмена в узком канале с овальными лунками на нагретой стенке при прокачке воды // Современная наука: идеи, исследования, результаты, технологии: Сб. науч. статей. Вып. 1 (12). Киев: «НПВК Триакон», 2013. С. 86–92.

39. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Гульцова М. Е. Интенсификация смерчевого теплообмена в узком канале одиночными овальными лунками одной плотности и глубины при различном удлинении // Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении: Тр. VIII школы-семинара молодых ученых и специалистов акад. РАН В. Е. Алемасова. Казань: Казанский гос. энергет. ун-т. 2012. С. 34–42.

40. Исаев С. А.. Леонтьев А. И., Гульцова М. Е., Попов Ю. А. Перестройка и интенсификация смерчеобразного течения в узком канале при удлинении овальной лунки с фиксированной площадью пятна // ПЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 12. С. 89–96.

41. Исаев С. А., Леонтьев А. И. Моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пристеночных течениях неоднородных сред удлиненными овальными лунками // XXXII Сибирский теплофизический семинар: Материалы Всерос. конф. 80 лет академику В. Е. Накорякову. Новосибирск: Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 2015. С. 6. 42. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Готовский М. А., Жукова Ю. В., Усачов А. Е. Интенсификация теплообмена при ламинарном движении неоднородных сред в узких каналах со сферическими лунками // ТПТ. 2009. № 3. С. 82–88.

43. Isaev S. A., Leontiev A. I., Zhukova Yu. V., Baranov P. A., Gotovskii M. A., Usachov A. E. Numerical simulation of vortex heat transfer enhancement in transformer oil flow in a channel with one-row spherical dimples // Heat Transfer Research. 2011. Vol. 42, Iss. 7. Pp. 613–628.

44. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Готовский М. А., Усачов А. Е., Жукова Ю. В. Анализ повышения теплогидравлической эффективности при движении трансформаторного масла в миниканале с однорядным пакетом сферических и овальных лунок на нагретой стенке // ТВТ. 2013. Т. 51, № 6. С. 884–890.

45. Banker R., Belen'kii M. Ya., Gotovsky M. A., Fokin B. S., Isaev S. A. Experimental and computational investigation of the hydrodynamics and heat transfer in a flat channel of variable width for smooth and intensified surfaces // Heat Transfer Research. 2004. Vol. 35, No. 1-2. Pp. 34–43.

46. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Гортышов Ю. Ф., Попов И. А., Баранов П. А. Численное моделирование интенсификации теплообмена при движении воды в узком канале с цилиндрическими лунками на нагретой стенке // ТПТ. 2013. Т. 5, № 12. С. 542–551.

47. Леонтьев А. И., Исаев С. А., Садовников Г. С. Численное моделирование снижения тепловых нагрузок при сверх- и гиперзвуковом обтекании плоской стенки с нанесенными траншеями и лунками // ТПТ. 2009. № 9. С. 362–366.

УДК 532.516

МАЛОВОЗМУЩАЮЩАЯ ДИАГНОСТИКА ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ КВАДРАТНОГО СЕЧЕНИЯ

И. К. Кабардин, В. Г. Меледин, Н. И. Яворский, В. А. Павлов, М. Х. Правдина, Д. В. Куликов

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

Работа посвящена экспериментальному исследованию вихревого эффекта в вихревой трубе Ранка – Хилша. Эффект энергоразделения, открытый Г. Дж. Ранком [1] в 1928 г., до сих пор не получил адекватного общепринятого физического объяснения. Одной из причин этого является недостаток достоверных экспериментальных данных о поведении скорости и температуры внутри вихревой трубы. В связи с этим чрезвычайно востребовано обстоятельное экспериментальное исследование нестационарного течения в трубе Ранка, которое могло бы пролить свет на происхождение эффекта.

При экспериментах в вихревой трубе помещаемые в поток датчики вносят заметные возмущения. Поэтому исследования необходимо проводить с помощью методик, которые не возмущают поток. Для этого наиболее подходящими являются оптические методы. Надо отметить, что применение оптических методов для исследования вихревого эффекта встречается в относительно небольшом количестве работ [2–4]. Это связано с тем, что вихревые трубы являются достаточно сложным объектом для прецизионных оптических измерений. В большинстве оптических методов необходимо обеспечить прямолинейность траекторий оптических лучей, используемых для получения информации. Это касается и

теневых методов, и метода лазерной доплеровской анемометрии и других оптических методов. Даже оптически прозрачные цилиндрические поверхности трубы являются цилиндрическими линзами. Они вносят фазовые искажения оптических волновых фронтов, что недопустимо для тонких методов оптической диагностики. Создание соответствующих оптических компенсаторов возможно, но чрезвычайно трудоемко. С целью использования оптических методов диагностики была разработана вихревая труба квадратного сечения.

Использование оптических методов диагностики на таких трубах позволило продвинуться в экспериментальном исследовании вихревых потоков [5, 6]. Так в закрученном потоке Ранка методами гильберт-оптики впервые обнаружено существование крупномасштабных вихревых структур в поле оптической фазовой плотности в виде двойной спирали (рис. 1.) [5]. Спираль зарождается на плоской торцевой поверхности около горячего выхода, а затем распространяется вдоль продольной оси. В следующей работе предпринята попытка диагностики этих структур [6].

Экспериментальная трубка Ранка состоит из камерного завихрителя 1 (рис. 2), рабочего канала 2 квадратного сечения, радиального диффузора 3 и выходной диафрагмы 4. Сторона квадрата в сечении составляет 34 мм. Сжатый воздух подается в кольцевой канал завихрителя, откуда через тангенциальные щели поступает в его вихревую камеру с гиперболической торцевой стенкой. В такой вихревой камере значение циркуляции незначительно меняется вплоть до радиуса выхода потока в рабочий канал трубки. Это позволяет увеличить окружную скорость на входе в канал по сравнению со скоростью воздуха в щелях. Рабочий канал состоит из трех секций длиной L = 130 мм. Эти секции имеют по две прозрачные стенки из оптического стекла, предназначенные для диагностики потока оптическими методами. На "горячем" конце канала используется радиальный диффузор с зазором от 0.5 мм до 1.5 мм, регулирующим соотношение расходов в «холодном» и «горячем» выходах. Выход «холодного» потока осуществляется через диафрагму, расположенную в плоском торце камеры завихрителя. В описанной трубке эффект Ранка стабильно воспроизводится [5, 6].



Рис. 1. Визуализация крупномасштабных вихревых структур в виде двойной спирали [5]. Время экспозиции каждого кадра 250 мкс. Визуализирован радиальный градиент фазовой оптической плотности. Давление на входе в канал – 0,6 МПа. Полный расход воздуха – 4,5 · 10⁻² кг/с. Изменение температуры на "холодном" и "горячем выходах" – 33,9 и 1,6 К соответственно. Отношение расхода на "холодном" выходе к полному – 0,26. Адиабатический коэффициент охлаждения – 0,3



Рис. 2. Схема вихревой трубы. 1 – завихритель, 2 – канал, 3 – радиальный диффузор, 4 – диафрагма, 5 – оптическое окно, 6, 7 – диски диффузора, 8 – раскручиватель, 9 – патрубок, 10 – щель завихрителя, 11, 12 – оптические окна

Экспериментальное исследование кинематики потока в трубке Ранка – Хилша осуществлялось с применением лазерного доплеровского анемометра (ЛДА) с адаптивной временной селекцией вектора скорости (ЛАД-056). Измеритель разработан и произведен в Институте теплофизики СО РАН в г. Новосибирске. Он позволяет измерить две проекции вектора скорости в диапазоне 0.001–30 м/с с относительной погрешностью, не превышающей 0.1%. Размер измерительной зоны составляет 0.1х0.1х0.5 мм. Позиционирующее устройство позволяет перемещать измерительный блок в области 250х250х250 мм с точностью 0,1 мм.

Измерения компонент вектора скорости закрученного потока выполнялись в секции, прилегающей к горячему концу трубы Ранка-Хилша при рабочем давлении 4 бар (рис. 3), в котором были зарегистрированы указанные выше переплетенные спиральные вихревые структуры. Измерение векторного поля производилось последовательными профилями со смещением 25 мм по оси канала и со смещением 2 мм поперек канала.

Также проведена температурная диагностика, которая основывается на сканировании потока специальным малогабаритным датчиком температуры. Сканирование не влияет на температуры выходов. Датчики изготовлены на основе остеклованных полупроводниковых бусинковых терморезисторах прямого подогрева СТЗ 4в с номинальным сопротивлением 2,2 кОм. Датчики имеют рабочие характеристики: температурный коэффициент сопротивления 3,2–4,2%/°С при номинальной температуре +20 °С, номинальный диапазон температур –60...+125 °С. Датчики предварительно калибровались и линеаризовались.

Экспериментально исследовано распределение температуры в нескольких точках вихревой трубки (рис. 4), расположенных на ее оси и на диагоналях поперечных сечений секций. Для каждой точки выполнено несколько серий измерений, которые свидетельствуют о том, что распределение температуры в вихревой трубке нестационарно.



Рис. 3. Карта линий равного значения осевой (а) и радиальной (б) компонент скорости

Проведена диагностика кинематики и температуры в объеме трубки Ранка квадратного сечения 34х34 мм. Профили скорости измерялись методом ЛДА. Измерены осевая и радиальная компоненты вектора скорости в различных сечениях трубы вблизи горячего выхода. Для диагностики температуры реализован маловозмущающий метод, основанный на сканировании потока специальным датчиком, причем при его применении температуры «холодного» и «горячего» выходов не изменялись. Показано, что распределение температуры в вихревой трубе существенно нестационарно.



Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-16-08-01120 А и РФФИ 15-08-00186 А.
Обозначения

L – длина рабочей камеры, мм; L_1 – длина одной секции рабочего участка, L_1 = 130 мм; Y – радиальная координата, мм; X – осевая координата, мм.

Литература

1. Ranque G. J. Experiences sur la detente avec productions simultanees d'un echapment d'air chaud et d'air froid // J. Physique Radium. 1933. Vol. 7, No. 4. P. 112.

2. Escudier M. P., Bornstein J., Zehnder N. Observations and LDA measurements of confined turbulent vortex flow //J. Fluid Mech. 1980. Vol. 98, No. Pp. 49–63.

3. Schlenz D. Kompressible strahlgetriebene drallstromung in rotationssymmetrischen Kanalen. PhD thesis.Technische Fakultat Universitat, Erlangen-Nurnberg, 1982.

4. Liew R., Zeegers J. C. H., Kuerten J. G. M., Machalek W. R. 3D Velocimetry and droplet sizing in the Ranque – Hilsch vortex tube // Exp. in Fluids. 2013.Vol. 54. Pp.1416–1432.

5. Арбузов В. А., Дубнищев Ю. Н., Лебедев А. В., Правдина М. Х., Яворский Н. И. Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 23. С. 84–90.

6. Дубнищев Ю. Н., Меледин В. Г., Павлов В. А., Яворский Н. И. Исследование структуры течения и энергоразделения в вихревой трубке квадратного сечения // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 4. С. 587–598.

УДК 532.62

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ ПЛЕНКИ НА ТЕПЛООБМЕН ИМПУЛЬСНОГО МНОГОСОПЛОВОГО СПРЕЯ

П. Н. Карпов, А. Д. Назаров, А. Ф. Серов, В. И. Терехов

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

Исследование процесса формирования тонкой неизотермической пленки жидкости, образующейся на поверхности теплообменника в процессе орошения импульсной воздушнокапельной смесью, является комплексной задачей [1-4]. Между пленкой и охлаждаемой поверхностью происходит сложный процесс теплообмена, связанный, по крайней мере, с тремя факторами: с возникновением температурного градиента в пристенном ламинарном слое пленки, текущем под действием импактных струй спутного потока газа вдоль охлаждаемой поверхности, с термокапилярной конвекцией, возникающей из-за наличия градиента температуры на границе жидкость – твердая поверхность, а также с «ударной» турбулизацией слоя жидкости крупными каплями, которая интенсифицирует теплоотдачу. При охлаждении поверхности градиент температуры на границе раздела жидкость – твердая поверхность из-за эффекта Марангони играет основную роль в теплоотдаче [5]. Значительный вклад в интенсификацию теплообмена может вносить термокапиллярная конвекции за счет испарительного охлаждения на подвижной границе пленка – сухая поверхность. Для организации островкового пленочного режима охлаждения, когда при обедненном орошении возникают тангенциальные силы и локальный градиент поверхностного натяжения, что приводит к сдвиговым течениям пленки и образованию сухих пятен, локальных пленочных областей, ручейков и капель. Режимы формирования тонкой испаряющиеся пленки позволяют поддерживать высокую интенсивность теплопередачи и могут быть использованы для охлаждения поверхностей с высоким тепловыделением.

Целью данной работы является экспериментальное исследование параметров импульсного режима смачивания теплоотводящей поверхности с целью управляемой интенсификации теплообмена в системе теплообменник – импульсный газокапельный поток за счет изменения скважности и длительности импульса и параметров спутного потока газа (табл. 1).

Таблица 1

Период	Длительность	Скважность	Удельный расход,	<i>h</i> , Вт/(м ² К)
импульса, с	импульса, с		$\Gamma/(M^2 \cdot c)$	
0,2	0,004	50	9,9	849
0,2	0,008	25	12,3	1012
0,1	0,002	50	38	838
0,1	0,004	25	68	908

Параметры импульсного режима

В представленной работе рассматриваются особенности гидродинамики и теплообмена пленки на теплообменной поверхности (140х140 мм), образованной в результате подачи на слабо нагретую ($T_W = 70$ °C) изотермическую поверхность капельных импульсных струй в спутном импактном газовом потоке ($V_g = 10$ м/с). На рис. 1 приведена общая схема стенда для регистрации основных параметров процесса теплообмена в динамическом режиме работы импульсной системы охлаждения [3]. В экспериментах использовался многосопловой спрей, формируемый блоком 4х4 форсунок.

Для изучения процесса формирования течения пристенной пленки, ручейков, капель, остаточного слоя жидкости и амплитуды волн в работе применялся метод оптической визуализации, который был дополнен данными с многоканального диэлькометрического регистратора о толщине пленки, амплитуде и скорости волн. Измерение локальной толщины пленки выполнялось с частотой 1 кГц в интервале T = 10 с. Зонды регистратора разнесены с шагом dL = 5 мм по вертикали. Данные о толщине и амплитуде волн получены по прямым показаниям регистратора, скорость и направление определялись по задержке набега волны на второй датчик и расстоянию между ними ($L_{2.4} = 10$ мм).



Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

В режиме подачи короткого импульса диспергированной жидкости в спутном потоке газа на теплообменной поверхности образуются островки пленки, которые при испарении

теряют толщину и площадь (рис. 2). На рисунке показан момент образования пленки, которая возмущена падающими каплями. Последующие кадры демонстрируют скорость изменения площади пленки. Фотосъемка показывает, что за время между кадрами № 3 и № 4 границы пленки перемещались в горизонтальном направлении со скоростью $V \sim 0,015$ м/с и вертикальном – $V \sim 0,03$ м/с. На рис. 2 демонстрируется процесс изменения площади смоченной поверхности и скорости движения границы пленка – сухая поверхность. Это позволяет при сопоставлении данных с показаниями многоканального регистратора толщины пленки оценить вклад в интенсивность теплообмена локального испарения пленки жидкости.



Рис. 2. Процесс изменения площади сухой поверхности «островковой» пленки

На рис. 3 приведены результаты измерения толщины пленки в зоне зонда 2 и зонда 4 для двух режимов: Q = 2 и Q = 8, что соответствует режимам «толстой» пленки (рис. 3, *a*) средней толщиной $H_{\text{max}} = 0,92$ мм и «тонкой» пленки с разрывами средней толщиной $H_{\text{min}} = 0,02$ мм (рис. 3, *б*) и амплитудой волн $H_{\text{max}} \sim 0,05$ мм.



Анализ показаний регистратора для толстой пленки показывает, что наблюдается движение слабых и медленных волн амплитудой dH = 0,06 мм от центра к краям теплообменника со скоростью V = 0-0,01 м/с и с частотой колебаний F = 0,2-1 Гц.

С увеличением скважности между импульсами наступает режим обедненной подачи охлаждающей жидкости, который приводит к образованию «островковой» пленки, когда в промежутке между импульсами спрея жидкая фаза частично или полностью уходит с поверхности зонда.

На рис. 3, б показано изменение толщины пленки при скважности Q = 8. Как видно из рисунка, в окрестности зонда 1 наблюдается максимальная толщина пленки в течение импульса спрея ($T_u = 0,1$ с), которая к окончанию паузы ($T_n - T_u = 0,1$ с) натекает со скоростью V = 0,05 м/с на зонд 4, расположенный ниже на 10 мм. Это приводит к заполнению паузы зонда 4 жидкостью с вышестоящего зонда 1.

Было выполнено исследование влияния импульсного режима формирования пленочного течения различной скважности на теплоотдачу слабо нагретой вертикальной изотермической пластины. Наблюдения велись при инжекции капельного цуга с частотой 5 Гц и переменной длительности в спутный импактный поток воздуха. Результаты измерений демонстрируются на рис. 4. При небольших удельных расходах жидкой фазы (<50 г/(м²·с) наблюдается быстрый рост коэффициента теплоотдачи по мере усиления орошения, тогда как в области интенсивных орошений (>50 г/(м²·с)) темп роста заметно падает. Поэтому область последних режимов является не эффективной для целей интенсификации теплообмена.



Рис. 4. Зависимость теплоодачи от удельного расхода охлаждающей жидкости

Следует заметить, что исследования коснулись только течения пленки по нормальной к горизонту вертикальной гладкой поверхности. Предварительные эксперименты по измерению теплоотдачи для различных положений поверхности к горизонту показали значительное влияние гравитационных сил на эффективность охлаждения при заданном расходе для двух жидкостей: вода и смесь вода – этанол.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 14-19-004020).

Литература

1. Zhang Z., Jiang P.-X., Hu Y.-T., Li J. Experimental investigation of continual and intermittent-spray cooling // Experimental Heat Transfer. 2013. Vol. 26. Pp. 453–469.

2. Xie J. L., Tan Y. B., Wong T. N., Duan F., Toh K. C., Choo K. F., Chan P. K., Chua Y. S. Multi-nozzle array spray cooling for large area high power devices in a closed loop system // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 78. Pp. 1177–1186.

3. Назаров А. Д., Серов А. Ф., Терехов В. И., Шаров К. А. Экспериментальное исследование испарительного охлаждения импульсным спреем // ИФЖ. 2009. Т. 82, № 6. С. 1160–1166.

4. Назаров А. Д., Серов А. Ф., Терехов В. И. Структура импульсной распыленной струи при изменении ее частотных характеристик // ТВТ. 2011. Т. 49, № 1. С. 116–122.

5. Гатапова Е. Я., Кабов О. А., Марчук И. В. Термокапиллярная деформация локально нагреваемой пленки жидкости, движущейся под действием газового потока // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 10. С. 46–52.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШАХМАТНОГО МАССИВА ЛУНОК

Н. А. Киселёв^{1,2}, С. А. Бурцев², Ю. А. Виноградов¹, М. М. Стронгин¹

¹Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия ²Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия kiselev.nick.a@gmail.com

Введение. Проблема увеличения количества теплоты, отводимой с единицы площади поверхности при фиксированной разности температур (интенсификации теплообмена) в различных устройствах была и остается одной из наиболее сложных. Одним из перспективных интенсификаторов является вихреобразующий рельеф (лунки) – при умеренном росте теплообмена они могут обеспечивать сопоставимый рост потерь давления. Одна из первых публикаций по исследованию облуненных поверхностей для интенсификации теплообмена появилась в 1961 г. [1]. В последующие годы исследованиям облуненных поверхностей были посвящены многочисленные работы как зарубежных, так и отечественных авторов. Структура течения при обтекании одиночного полусферического углубления и влияние турбулентности набегающего потока рассматривались в [2], аналогичные данные для облуненных поверхности получены в работе [3]. Данные экспериментальных и численных работ [4–6] свидетельствуют о неоднозначном влиянии различных параметров облуненных поверхностей, включая форму, расположение [7] и пр.

Однако при наличии большого количества исследований нет однозначной теории, описывающей влияние вихреобразующего рельефа на процессы переноса теплоты и импульса. Результаты многочисленных экспериментальных и численных работ зачастую противоречивы, а полученные с помощью современных средств измерения данные свидетельствуют о том, что теплогидравлическая эффективность облуненных поверхностей часто была завышена в прошлом.

Из анализа приведенных работ можно сделать вывод, что теплогидравлические характеристики поверхностей, покрытых сферическими углублениями, зависят от многих факторов: формы лунок; плотности их расположения на поверхности; продольного и поперечного шагов лунок; их относительной глубины и др. В связи с этим возникает потребность в проведении достоверных экспериментальных исследований влияния геометрии вихреобразубющего рельефа на процессы переноса импульса, тепла и массы в широком диапазоне параметров набегающего потока.

Экспериментальное оборудование и исследуемая геометрия. Экспериментальные исследования проводились на дозвуковой аэродинамической установке (рис. 1, *a*), работающей по принципу нагнетания [7–9]. Рабочий канал установки (рис. 1, *б*) для определения теплогидравлических характеристик имеет длину 1080 мм. Его верхняя и нижняя стенки выполнены секционными – они состоят из четырех секций различной длины (T – температура стенки; V_0 , T_0 – скорость и температура потока, м/с и К; q – тепловой поток, Вт/м²; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·K); δ_{∂} , δ_m – толщины динамического и теплового пограничных слоев, м; F_{conp} , $F_{\Delta p}$, $F_{Y.3}$ – сила сопротивления, сила, вызванная перепадом давления и усилие на упругом элементе, Н). Это позволяет изменять длины динамического и теплового пограничных слоев [7].

Коэффициент сопротивления определяется путем непосредственного взвешивания моделей на однокомпонентных тензометрических весах с учетом падения статического давления на длине пластин. Поля распределения коэффициентов теплоотдачи St определены путем регистрации процесса охлаждения поверхности исследуемых моделей с высоким пространственным и временным разрешением [8, 9].

В настоящей работе рассматривается влияние продольного t_x и поперечного t_y шагов шахматного массива лунок. При этом диаметр сферы оставался неизменным и равным 15.6 мм, а диаметр пятна лунки – 7.5 мм. Все модели получены путем фрезерования сферического углубления (глубиной 1 мм) на изначально гладкой модели из органического стекла. Продольный шаг варьировался от 16 мм до 24 мм (модели 1–6: 12, 14, 16, 18, 20, 24, $t_x = 20$ мм), поперечный – от 12 мм до 24 мм (модели 7–10: 16, 18, 22, 24, $t_y = 18$ мм).





Рис. 1. Фотография экспериментального стенда (*a*) и схема рабочей модели (*б*): 1 – вентилятор, 2 – рукав, 3 – форкамера, 4 – сопло, 5 – заслонка, 6 – канал, 7 – короб тепловизора, 8 – рама, 9 – ПК, 10 – плавающие элементы; 11 – упругий элемент; 12 – отборники давления; 13 – нагреватель; 14 – изолятор

Результаты исследований. При проведении экспериментальных исследований локальный коэффициент сопротивления определялся для пластины длиной 125 мм при соответствующем числе Рейнольдса. На рис. 2 представлены зависимости коэффициента сопротивления с /2 от числа Рейнольдса. Видно, что коэффициент сопротивления для всех моделей превышает коэффициент сопротивления трения для гладкой пластины, а интенсификация сопротивления для моделей с меньшей густотой падает с увеличением числа Рейнольдса. При этом зависимости коэффициента трения для пластин с большой густотой интенсификаторов носят иной характер (например, модель № 1). При достижении некоторого числа Рейнольдса достигается автомодельный режим, коэффициент сопротивления далее остается постоянным.

Для каждой рассматриваемой геометрии (рис. 3) определялось двумерное поле коэффициентов теплоотдачи. В области за передней кромкой наблюдаются наименьшие значения коэффициента теплоотдачи (ниже, чем для гладкой пластины). Это соответствует зоне рециркуляции, в которой образуется симметричная вихревая пара и практически отсутствует обновление потока. Ниже по течению коэффициент теплоотдачи значительно увеличивается. По краям лунки происходят отрыв и далее присоединение потока, что значительно увеличивает локальные значения коэффициента теплоотдачи. Эти явления проявляются практически в равной мере для всех рассматриваемых компоновок лунок (при одинаковых величинах пограничных слоев и размерах лунок). При этом осредненная по поверхности лунки интенсификация теплообмена незначительно превышает 30% (при этом в области за лункой величина интенсификации составляет порядка 60%), что указывает на нецелесообразность увеличения числа лунок. Максимальное значение интенсификации теплообмена получено для геометрии с наибольшей областью интенсификации теплообмена за лункой.



Рис. 2. Влияние поперечного (*a*) и продольного (*б*) шагов шахматного массива лунок на зависимость коэффициента сопротивления $c_f/2$ от числа Рейнольдса Re



Рис. 3. Влияние поперечного (*a*) и продольного (*б*) шагов шахматного массива лунок на локальное распределение интенсификации теплоотдачи St/St_0 при $Re = 0.2 \cdot 10^6$

При анализе зависимостей коэффициента теплоотдачи (рис. 4) видно, что увеличение коэффициента теплоотдачи при малой плотности нанесения лунок происходит в основном за счет увеличения количества интенсификаторов, при этом локальные распределения коэффициентов теплоотдачи меняются незначительно. При увеличении густоты лунок осредненная по поверхности интенсификация теплоотдачи меняется незначительно (за счет изменения формы области присоединения за задней кромкой лунки).



Рис. 4. Влияние поперечного (*a*) и продольного (*б*) шагов шахматного массива лунок на зависимость коэффициента теплоотдачи St от числа Рейнольдса Re



Рис. 5. Влияние поперечного (*a*) и продольного (*б*) шагов массива лунок на различные критерии теплогидравлической эффективности

После исследования локальных коэффициентов проводилось их осреднение по всем рассматриваемым числам Рейнольдса (определенным по длине пограничного слоя). В качестве критериев теплогидравлической эффективности (рис. 5) рассмотрены фактор аналогии Рейнольдса (FAR) и выражения $(St/St_0)/(c_f/c_{f0})^{1/2}$ и $(St/St_0)/(c_f/c_{f0})^{1/3}$. При анализе влияния поперечного шага на осредненные по длине критерии теплогидравлической эффективности, видно наличие максимума при поперечном шаге $t_y = 16$ мм. При исследовании влияния продольного шага, видно снижение сопротивления (при неизменной интенсификации теплообмена) при уменьшении продольного шага.

Заключение. В данной работе проведено экспериментальное исследование влияния продольного и поперечного шагов шахматного массива лунок на процессы интенсификации теплообмена и увеличения сопротивления. Проведены исследования коэффициентов теплоотдачи и сопротивления для 10 различных моделей поверхностей в широком диапазоне чисел Рейнольдса (определенных по длине пограничного слоя).

Описаны механизмы интенсификации теплообмена, получены зависимости теплогидравлических характеристик от плотности нанесения лунок. Поверхность, имеющая наибольшую теплогидравлическую эффективность (FAR = 1.15), обеспечивает интенсификацию теплообмена в 1.25 раза при увеличении сопротивления в 1.08 раз.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-08-08428 и СП-1169.2015.1.

Литература

1. Федоров И. Г., Щукин В. К., Мухачев Г. А., Идиатуллин Н. С. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление щелевых каналов со сферическими выштамповками // Изв. вузов. Авиацион. Техника. 1961. № 4. С. 120

2. Кесарев В. С., Козлов А. П. Структура течения и теплообмен при обтекании полусферического углубления турбулизированным потоком воздуха // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. 1993. № 1. С. 106–115.

3. Afanasyev V. N., Chudnovsky Ya. P., Leontiev A. I., Roganov P. S. Turbulent flow friction and heat transfer characteristics for spherical cavities on a flat plate // Experimental Thermal and Fluid Science. 1993. Vol. 7, No. 1. C. 1–8.

4. Leontiev A. I., Vinogradov Yu. A., Bednov S. M., Golikov A. N., Yermolaev I. K., Dilevskaya E. V., Strongin M. M. Effect of vortex flows at surface with hollow-type relief on heat transfer coefficients and equilibrium temperature in supersonic flow // Experimental thermal and fluid science. 2002. Vol. 26, No. 5. Pp. 487–497.

5. Бурцев С. А., Васильев В. К., Виноградов Ю. А., Киселёв Н. А., Титов А. А. Экспериментальное исследование характеристик поверхностей, покрытых регулярным рельефом // Наука и образование. Электронное науч.-техн. изд. 2013. № 01, DOI: 10.7463/0113.0532996.

6. Бурцев С. А., Киселёв Н. А., Леонтьев А. И. Особенности исследования теплогидравлических характеристик рельефных поверхностей // ТВТ. 2014. Т. 52, № 6. С. 895–898.

7. Бурцев С. А., Виноградов Ю. А., Киселёв Н. А., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование теплогидравлических характеристик поверхностей с коридорным расположением лунок // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2015. № 5. С. 348–369.

8. Киселёв Н. А. Отработка методики определения коэффициентов теплоотдачи и восстановления температуры на основе тепловой картины на поверхности пластин, обтекаемых потоком сжимаемого газа // Тепловые процессы в технике. 2013. № 7. С. 303–312.

9. Киселёв Н. А., Бурцев С. А., Стронгин М. М. Методика определения коэффициента теплоотдачи поверхностей с регулярным рельефом // Метрология. 2013. № 3. С. 34–45.

УДК 621.1.016:621.039.6(047.2)

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПОДЪЕМНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В КАНАЛЕ

П. В. Костычев, Н. Г. Разуванов, Е. В. Свиридов

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

В качестве рабочих сред в ряде проектов экспериментальных модулей бланкета международного термоядерного реактора ИТЭР рассматриваются жидкие металлы (ЖМ). Главным образом это литий-свинцовая эвтектика Li–Pb, которая является теплоносителем, а также размножителем нейтронов [1].

Объединенная группа МЭИ-ОИВТ РАН проводит комплексные экспериментальные исследования и численное моделирование процессов магнитной гидродинамики (МГД) и теплообмена жидкого металла применительно к условиям термоядерных реакторов типа ТОКАМАК [2, 3]. В различных конфигурациях течения в обогреваемых трубах и каналах обнаружены особенности и неожиданные эффекты, связанные с развитием термогравитационной конвекции (ТГК) и влиянием на МГД и теплообмен. На данном этапе работ авторы исследовали характеристики гидродинамики и теплоотдачи при подъемном течении ртути в канале прямоугольного сечения (соотношение сторон ~3:1) в компланарном магнитном поле (МП) (рис. 1). В этой конфигурации в экспериментах также наблюдаются некоторые особенности.

Исследования полей температуры и скорости проводились зондовыми методами с использованием микротермопарных датчиков. Выполнены серии экспериментов по измерению полей осредненной температуры и скорости, распределения температуры стенки по периметру канала, статистических характеристик пульсаций температуры в двух вариантах обогрева широких сторон канала: односторонний обогрев $q_1 = 0$ и двусторонний симметричный обогрев $q_1 = q_2$. Результаты получены в диапазоне режимных параметров: чисел Рейнольдса Re = 10 000–55 000, Грасгофа Gr = 4–5.6 10⁸, Гартмана Ha = 0–800.



Рис. 1. Исследуемая схема течения в полях массовых сил (а) и в сечении канала (б)

Ниже на рис. 2–5 в качестве примера показаны характерные результаты измерений осредненной безразмерной температуры $\Theta = (T - T_{\pi})/(q_c d/\lambda)$ для режима двустороннего обогрева.

Поля температуры, измеренные в сечении, удаленном от входа в зону обогрева на расстоянии z = 21d (d = 2b) (рис. 2, a и δ), показывают, что изотермы располагаются параллельно широким сторонам канала. Профили в поперечном сечении почти не расслаиваются по числам Гартмана (рис. 2, e).

Распределение температуры по периметру сечения канала показано на рис. 3. Здесь тоже наблюдается незначительное расслоение экспериментальных точек по числам Гартмана: при отсутствии и при наличии МП температура стенки оказывается вблизи ламинарных значений Nu_л = 8.24, соответствующих плоскому щелевому каналу.

Результаты измерений пульсационной температуры иллюстрируют графики на рис. 4 и 5. Оказывается, что при подъемном течении в сильном МП (Ha = 500) тоже наблюдаются достаточно интенсивные пульсации температуры на уровне турбулентных значений. По нашему предположению, в условиях подъемного течения генерируются турбулентные вихри (двумерная турбулентность, еще не подавленная МП).



Рис. 2. Поля безразмерной температуры-изотермы в сечении канала Z = 21d при Ha = 0 (*a*) и 500 (*б*); профили в осевой плоскости *Y* (*в*), Re = $20 \cdot 10^4$, $q_1/q_2 = 20/20$ кВт/м²: 1 – Ha = 0, 2 – 300, 3 – 500, 4 – 800



Рис. 3. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по периметру канала, Re = 2·10⁴, $q_1/q_2 = 20/20 \text{ кBr/m}^2$: 1 – Ha = 0; 2 – 120; 3 – 300; 4 – 500



Рис. 4. Профили интенсивности *I* пульсаций безразмерной температуры в осевых плоскостях X(a) и $Y(\delta)$, Re = $2 \cdot 10^4$, $q_1/q_2 = 20/20$ кВт/м²: 1 – Ha = 0; 2 – 500



Рис. 5. Характерные осциллограммы температурных пульсаций вблизи стенки, $\text{Re} = 20 \cdot 10^4$: a - Ha = 0; 6 - 500

Работа поддержана грантами РФФИ и РФ Минобрнауки РФ.

Литература

1. Wong C. P. C, Salavy J-F., Kim Y., Kirillov I., Rajendra Kumar E., Morley N. B. Overview of liquid metal TBM concepts and programs // Fusion Engineering Design. 2008. Vol. 83. Pp. 850–857.

2. Генин Л. Г., Мельников И. А., Ивочкин Ю. П., Свиридов В. Г., Разуванов Н. Г., Чекменева Е. С., Шашурин А. Д. Исследование МГД теплообмена жидкого металла при течении в вертикальной трубе // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену. Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2012. Т. 1. С. 198–201.

3. Belyaev I. A., Genin L. G., Listratov Ya. I., Melnikov I. A., Sviridov V. G., Sviridov E. V., Ivochkin Yu. P., Razuvanov N. G., Shpansky Yu. S. Spesific Features of Liquid Metal Heat Transfer in a Tokamak Reactor // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, No. 1. Pp. 177–190.

УДК 536.2:532.5

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ВОДОЕМАХ

Г. В. Кузнецов, В. И. Максимов

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Введение. Проблема загрязнения технологических водоемов ТЭС не только сохраняет свою значимость [1–5] в течение многих последних десятилетий, но с каждым годом становится все более актуальной в связи с общим ухудшением состояния окружающей среды [6]. Одним из важнейших аспектов этой крупной научно-технической проблемы является образование и распространение микроорганизмов, бактерий и водорослей [4, 6–10] в технологических водоемах. Условия и характеристики процессов развития микроорганизмов и водорослей определяются, в основном, тепловым режимом среды, в которой они присутствуют [7, 10]. Поэтому анализ интенсивности загрязнения технологических водоемов наиболее типичными природными загрязнителями возможен только при достоверной оценке температурных полей водоемов.

Предпринимались попытки решения задачи теплопереноса в технологических водоемах ТЭС [4, 5, 7, 11–13]. Но в этих работах рассмотрены диапазоны изменения параметров, соответствующие ламинарным режимам течения жидкости. В реальной же практике перенос массы, импульса и энергии при циркуляции воды в технологических водоемах происходит в условиях развитой турбулентности, обусловленной как локальностью ввода массы, так и большими размерами областей движения воды. Представляет интерес решение задачи теплопереноса в технологическом водоеме ТЭС с учетом конвекции и теплопроводности, а также турбулентного режима течения жидкости в области с тремя непроницаемыми стенками, одной свободной поверхностью, наличием источников ввода и вывода массы.

Физическая модель. Проведено моделирование турбулентного течения несжимаемой вязкой жидкости и теплопереноса в прямоугольной области с двумя вертикальными и одной горизонтальной стенками конечной толщины и одной свободной поверхностью (рис. 1). На внешних границах области рассматривались неоднородные условия теплообмена. Неоднородность обусловлена различными теплофизическими характеристиками сред и условиями отвода или подвода теплоты на границах области решения. Испарение воды на свободной поверхности не учитывалось, так как интенсивность этого процесса не настолько велика, чтобы изменить конфигурацию свободной поверхности. Ввод воды с более высокой температурой по сравнению со средней температурой водоема осуществлялся на левой вертикальной границе (в её нижней части), а отвод – в верхней части правой вертикальной границы (рис. 1).

Возможны различные варианты расположения каналов ввода и вывода воды. Выбран наиболее типичный, с одной стороны, вариант (рис. 1), реализация которого, с другой стороны, приводит к формированию достаточно интересных для анализа тепловых режимов структур течения жидкости. При постановке задачи также предполагалось, что теплообмен на границах раздела жидкость – твердая стенка можно описать условиями четвертого рода, а на внешних границах области решения интенсивность теплопередачи не зависит от времени [11–13].

Представляет интерес изучение влияния условий теплообмена на внешних границах области решения (рис. 1) на тепловой режим водоема. Эти условия не только определяют интенсивность теплоотвода (или теплопритока), но и могут оказывать существенное влияние на режим течения жидкости.



Рис. 1. Область решения задачи: 1 – твердая фаза; 2, 3 – участки ввода и вывода жидкости в полость; 4 – жидкость; 5 – свободная поверхность жидкости; 6 – внешние границы твердой фазы

Известно [7–10], что изменение температуры воды на несколько градусов приводит в определенных условиях к росту скорости размножения микроорганизмов в 1,5–1,7 раза. Поэтому локальный теплоотвод (или подвод энергии) могут кардинально изменить условия существования микроорганизмов. По выше изложенным причинам для численного моделирования выбраны граничные условия второго рода на внешних границах области [11–13].

Математическая модель и метод решения. Система нестационарных уравнений Навье – Стокса для жидкости и уравнения теплопроводности для твердых стенок, соответствующая принятой физической модели рассматриваемого процесса, в целом незначительно отличается от математической модели [11–13]. Дополнительно введены в рассмотрение уравнения $k - \varepsilon$ -модели с соответствующими краевыми условиями. Задача решалась в безразмерной постановке.

Система нестационарных уравнений динамики вязкой жидкости с соответствующими краевыми условиями решена методом конечных разностей с использованием итерационного алгоритма [14, 15], разработанного для решения нелинейных задач теплопереноса в условиях интенсивного локального тепловыделения. Использовалась неравномерная разностная сетка. Выбор шагов по времени проводился аналогично [16, 17] для обеспечения условий сходимости итерационного процесса. В качестве начального приближения использовались стационарные решения, полученные при малых числах Рейнольдса.

Анализ результатов численного моделирования. В реальной практике параметры, характеризующие условия нагрева и охлаждения воды в технологических водоемах ТЭС, изменяются в достаточно широких диапазонах. Так, например, температура воздуха в зимнее время года опускается до –20 °C, а в летнее поднимается до +30 °C. Численные исследования были проведены при следующих достаточно типичных значениях безразмерных и размерных величин: Pr = 7,1, $10^4 \le Re \le 10^7$, $Gr \ge 10^{12}$, $T_0 = 293$ K, $293 \le T_{in} \le 343$ K, $273 \le T_e \le 297$ K. Рассматривался открытый водоем глубиной 5 и длиной 10 м, толщина бетонных стенок составляла 1 м. Ширина входного и выходного канала составляла 0,3 м.

На рис. 2 приведены типичные результаты решения задачи при различных значениях числа Рейнольдса. Линии тока и поля температур (рис. 2, *a*) при Gr = $4,56 \cdot 10^{13}$, Re = $8 \cdot 10^5$ иллюстрируют образование одного обширного вихря в нижней части полости. «Горячая» жидкость, сливаемая в водоем, за счёт сил естественной конвекции поднимается вверх, охлаждённая, двигаясь вдоль дна, направляет основной поток к левой стенке и верхней границе полости. Хорошо видно, что распределение температуры в водоёме по глубине существенно неоднородно. Происходит это за счёт того, что охлаждаемая жидкость в нижней части водоёма практически не смешивается с основным нагретым потоком, как показывают результаты численного моделирования.



Рис. 2. Структура течения (слева) и поле температур (справа) при: $a - \text{Re} = 8 \cdot 10^5$, $\delta - \text{Re} = 8 \cdot 10^6$. Gr = $4.56 \cdot 10^{13}$. Размеры по осям приведены в м, температуры – в К

При увеличении числа Re до $8 \cdot 10^6$ поток нагретой и остывающей воды смещается вправо и в водоеме формируется по существу один обширный вихрь (рис. 2, δ). При этом вследствие высокой интенсивности вихря остывающая, но ещё не холодная жидкость поднимается вверх только вдоль правой стенки к выходному отверстию.

Анализ полученных результатов показывает, что скорость потока оборотной воды на входе в водоём существенно влияет на гидродинамику течения и распределение температуры. Варьирование числа Re в относительно небольшом диапазоне приводит к масштабным изменениям структуры потоков жидкости. Это позволяет сделать вывод о том, что, изменяя интенсивность притока оборотной воды, можно управлять тепловым режимом водоема в условиях ввода и отвода массы в режиме смешанной конвекции.

Заключение. Решение задачи сопряжённого теплопереноса в водоёме-охладителе ТЭС иллюстрирует возможность моделирования существенно неоднородных температурных полей таких водоемов в условиях ввода нагретой до достаточной высоких температур оборотной воды и её последующего охлаждения за счёт конвекции и теплопроводности.

Полученные теоретические следствия дают новую информацию, которая не только характеризует конвективный режим течения оборотной воды в водоеме-охладителе ТЭС, но и является дополнительной для построения и апробации моделей смешанной конвекции в областях с теплопроводными и аккумулирующими энергию стенками.

Результаты исследований показывают возможность использования уравнений Навье – Стокса в переменных вихрь скорости – функция тока для моделирования достаточно сложных по своему характеру течений в режиме турбулентной смешанной конвекции и при неоднородном теплообмене на внешних границах области решения.

Литература

1. Попов В. М., Рябцев В. И., Рябцев Г. А. О тепловом загрязнении окружающей среды выбросами и сбросами ТЭС и ТЭЦ // Безопасность жизнедеятельности. 2002. № 4. С. 26–28.

2. Мадоян Аш. Ар., Паламарчук А. В., Мадоян Ар. Аш., Симагин А. С. Повышение эффективности использования охлаждающей воды прудов-охладителей АЭС и ТЭС // Экология промышленного производства. 2005. № 3. С. 49–52.

3. Горгуленко В. В., Тушкова Г. И. Экотоксикологическая оценка воды реки Ини и Беловского водохранилища (Кемеровская область) // Водные ресурсы. 2013. Т. 40, № 4. С. 367.

4. Kirillin Georgiy, Shatwell Tom, Kasprzak Peter. Consequences of thermal pollution from a nuclear plant on lake temperature and mixing regime // J. of Hydrology. 2013. Vol. 496. Pp. 47–56.

5. Palancar M. C., Aragón J. M., Sánchez F., Gil R. Effects of warm water inflows on the dispersion of pollutants in small reservoirs // J. of Environmental Management. 2006. Vol. 81, iss. 3. Pp. 210–222.

6. Щур Л. А. Фитопланктон как индикатор состояния экосистемы водоема-охладителя березовской ГРЭС-1 (Красноярский край) // Водные ресурсы. 2009. Т. 36, № 5. С. 597–605.

7. Poornima E. H., Rajadurai M., Rao V. N. R., Narasimhan S. V., Venugopalan V. P. Use of coastal waters as condenser coolant in electric power plants:Impact on phytoplankton and primary productivity // J. of Thermal Biology. 2006. Vol. 31, iss. 7. Pp. 556–564.

8. Калайда М. Л., Новикова Г. В., Синютина Т. П., Шмакова А. А. Борьба с биообрастаниями – важная задача энерго- и ресурсосбережения // Энергетика Татарстана. 2008. № 3. С. 85–92.

9. Кириллов В. В., Зарубина Е. Ю., Митрофанова Е. Ю., Яныгина Л. В., Крылова Е. Н. Биологическая оценка последствий термического загрязнения водоёма-охладителя Беловской ГРЭС // Ползуновский вестник. 2004. № 2. С. 133–141.

10. Страшкраба М., Гнаук А. Пресноводные экосистемы. Математическое моделирование. М.: Мир, 1989. – 376 с.

11. Кузнецов Г. В., Максимов В. И. Численное исследование влияния условий неоднородного теплообмена на смешанную конвекцию в прямоугольной области с локальными источниками ввода и вывода массы // Изв. РАН. Энергетика. 2008. № 4. С. 112–118.

12. Kuznetsov G. V., Maksimov V. I. Mathematical modeling of convective–conductive heat transfer in a rectangular domain in a conjugate statement // J. of Engineering Thermophysics. 2007. Vol. 16, No. 4. Pp. 270–275.

13. Кузнецов Г. В., Максимов В. И. Смешанная конвекция в прямоугольной области с локальными источниками ввода и вывода массы в условиях неоднородного теплообмена // Изв. Томского политехн. ун-та. 2006. Т. 308. № 5. С. 114–118.

14. Kuznetsov G. V., Sheremet M. A. Numerical simulation of turbulent natural convection in a rectangular enclosure having finite thickness walls // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. Pp. 7812–7822.

15. Kuznetsov G. V., Sheremet M. A. Conjugate natural convection in an enclosure with a heat source of constant heat transfer rate // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54, iss. 1-3. Pp. 260–268.

16. Vardar N. Numerical analysis of the transient turbulent flow in a fuel oil storage tank// Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 46, iss. 18. Pp. 3429–3440.

17. Strakhov V. L., Garashchenko A. N., Kuznetsov G. V., Rudzinskii V. P. Mathematical simulation of thermophysical and thermo chemical processes during combustion of intumescent fire-protective coatings // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2001. Vol. 37, iss. 2. Pp. 178–186.

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН В ИМПАКТНОЙ КРУГЛОЙ СТРУЕ ВОЗДУХА ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

В. В. Леманов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия lemanov@itp.nsc.ru

Применение импактных струй для эффективного охлаждения теплонапряженных участков широко известно в различных областях техники [1, 2]. Однако остается ряд нерешенных задач, касающихся теплообмена при взаимодействии струй с поверхностями. Сложность проблемы заключается в большом числе параметров, влияющих на гидродинамику и теплоперенос. Известно, что теплоотдача в импактных струях зависит от числа Рейнольдса (Re), числа Прандтля (Pr), относительного расстояния от сопла до поверхности (h/d), степени турбулентности струи (Tu) и др. [1–4]. Одним из важнейших параметров задачи является число Рейнольдса (Re = ud/v), которое для круглых струй обычно определяется по среднерасходной скорости u, диаметру сопла d и кинематической вязкости v. Зависимость для расчета теплоотдачи в области лобовой точки плоской пластины обычно записывают в виде

$$Nu_0 = C \operatorname{Re}^m \operatorname{Pr}^n \left(\frac{h}{d}\right)^p, \tag{1}$$

где коэффициенты *C*, *m*, *n*, *p* – варьируются у различных авторов [1–4]. Из формулы (1) вытекает монотонное увеличение числа Нуссельта при росте числа Рейнольдса (m = 0.3-0.8), что подтверждается опытными данными [1–4]. Для решения задачи эффективного охлаждения теплонапряженных участков в основном изучались струи с большим числом Рейнольдса (Re > 4000) при малых расстояниях до преграды (h/d < 6). Изучению теплоотдачи при малых числах Рейнольдса посвящено немного работ [5–9], как правило, при h/d < 10. В связи с этим, целью настоящей работы являлось изучение локального теплообмена в окрестности лобовой точки импактной круглой струи воздуха при низких числах Рейнольдса (Re < 4000).

На рис. 1 представлена схема эксперимента. Сжатый воздух поступает из магистрали и регулируется с помощью вентиля тонкой регулировки 1. Далее газ проходит через расходомер 2 и по гибкому шлангу с внутренним диаметром 15 мм поступает к рабочему участку 3, с помощью которого формируется струя. В качестве струйного источника 3 использовались: a) трубка из латуни с внутренним диаметром d = 5 мм длиной l = 1м (l/d = 200) с входом типа "внезапное сужение", б) форкамера с профилированным соплом (фирма DANTEC d = 8.9 мм, поджатие 25). Расстояние от начала струи до преграды составляло h/d = 18-20. Теплообменный участок 5 представляет из себя медную пластину диаметром 190 мм и толщиной 50 мм. Миниатюрные датчики теплового потока (ДТП) 4 размером 2x2 мм [10] заделаны заподлицо на поверхности пластины. ДТП через предварительный усилитель и АЦП подсоединены к компьютеру. Такая схема позволяет измерять мгновенное значение теплового потока в полосе частот до 3кГц. По измеренному временному ряду находилось среднее Q и среднеквадратичное q значение теплового потока. Подогрев пластины 5 осуществлялся с помощью электрического нагревателя 6, граничное условие на поверхности преграды близко к T_w = const. Температура пластины и струи измерялись хромель-копелевыми термопарами, выполненными из провода диаметром 0.2 мм, термо-ЭДС регистрировалось милливольтметром. Средние значения коэффициента теплоотдачи α и среднеквадратичные значения пульсаций коэффициента теплоотдачи α'

определялись соответственно по Q и q и разности температур стенки T_w и струи T_j . Необходимые для расчета числа Рейнольдса Re = ud/v и Нуссельта $\text{Nu}_0 = \alpha d/\lambda$ параметры воздуха (кинематическая вязкость v и коэффициент теплопроводности λ) определялись по температуре потока в начальном сечении струи. В процессе проведения эксперимента измерялись: мгновенное значение теплового потока (размер выборки 1·10⁴), расход газа через трубку или сопло, температура пластины T_w (40–50°C) и струи T_i в начальном сечении.





На рис. 2 представлены опытные данные по локальному коэффициенту теплоотдачи в области лобовой точки импактной струи на плоской преграде. Как видно из рисунка, имеется несколько характерных зон. В первой зоне (Re < 1400) зарегистрировано увеличение α и α' , во второй зоне (Re = 1400–3500) уменьшение α и α' , в третьей зоне (Re > 3500) рост параметра α и стабилизация α' . Таким образом в области низких чисел Рейнольдса (Re < 4000) обнаружено немонотонное изменение среднего значения коэффициента теплоотдачи α и пульсаций α' .



Рис. 2. Коэффициент теплоотдачи в лобовой точке при взаимодействии импактной струи с плоской преградой (трубка d = 5 мм, h/d = 20): 1 – среднее значение коэффициента теплоотдачи, 2 – среднеквадратичное значение пульсаций коэффициента теплоотдачи

На рис. 3 представлены результаты измерений интенсивности среднего теплообмена в лобовой точке в виде зависимости $Nu_0 = f(Re)$. Изображены опытные данные для импактной струи, вытекающей из трубки (d = 5 мм) и сопла (d = 8.9 мм), при одинаковом расстоянии до

преграды (h/d = 18-20). Для сравнения сплошной линией 3 приведена корреляционная зависимость (1) по теплообмену для круглой импактной струи, натекающей на плоскую поверхность с коэффициентами C = 5.25, n = 0.5, m = 0.33, p = 0.77 [1, 2]. В эксперименте, когда струя вытекает из сопла, теплообмен в лобовой точке монотонно повышается и соответствует корреляции Nu₀ ~ Re^{0.63} (n = 0.63). В то же время для импактной струи, вытекающей из трубки, наблюдается немонотонное поведение числа Нуссельта в области Re < 4000. В целом область изменения Nu₀ в этом случае также может быть разделена на три зоны, как и на рис. 2. Из рисунка следует, что увеличение теплоотдачи для истечения из трубки по отношению к соплу при Re = idem может составлять 200–500%. В области Re > 4000 при дальнейшем увеличении числа Рейнольдса различие в теплоотдаче для двух вариантов формирования струи асимптотически уменьшается.



Рис. 3. Теплоотдача в лобовой точке при взаимодействии импактной струи с плоской преградой: 1, 2 – эксперимент (1 – трубка d = 5 мм, h/d = 20, 2 – сопло d = 8.9 мм, h/d = 18), 3 – формула (1)

Причиной немонотонного изменения теплообмена в лобовой точке при низких числах Рейнольдса может служить влияние начальных условий формирования струи. Распределение скорости в начальном сечении струи, вытекающей из трубки, при числах Re < 2000 должно быть близким к профилю Пуазейля. Для струи, истекающей из сопла, профиль скорости в начальном сечении, близком к "ударному" с тонкими пограничными слоями. Влияние начального профиля скорости на теплообмен импактных струй изучалось только для больших чисел Рейнольдса [3, 4]. Наши исследования дальнобойности (точки перехода к турбулентности) осесимметричных струй [11] также демонстрируют сильное влияние начального распределения скорости. Обнаруженное аномальное изменение теплообмена на пластине при низких числах Рейнольдса требует дальнейшего и более детального изучения.

Таким образом, в работе показано, что при взаимодействии круглой импактной струи воздуха, вытекающей из длинной трубки (l/d = 200), с плоской преградой зарегистрировано немонотонное поведение теплообмена в окрестности лобовой точки при низких числах Рейнольдса (Re < 4000). Для случая истечения из трубки получено существенное увеличение числа Нуссельта (на 200–500%) в лобовой точке по сравнению со случаем, когда струя вытекает из сопла. Для чисел Re > 4000 различие в теплоотдаче для двух вариантов формирования струи, асимптотически уменьшается.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ (грант ОНГ № 14-19-00402) и РФФИ (грант 14-08-00768-а).

Обозначения

d – начальный диаметр струи, м; h – расстояние от сопла до преграды, м²; Q, q – среднее и среднеквадратичное значение теплового потока, Вт/м²; T – температура, °C; u –

среднерасходная скорость, м/с; α , α' – среднее и среднеквадратичное значение коэффициента теплоотдачи, Вт/(м².°C); ν – кинематическая вязкость, м²/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м.°C).

Литература

1. Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. – 248 с.

2. Дыбан Е. П., Мазур А. И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982. – 303 с.

3. Jambunathan K., Lai E., Moss M. A., Button B. L. A review of heat transfer data for single circular jet impingement // Int. J. Heat Fluid Flow. 1992. Vol. 13, No. 2. Pp. 106–115.

4. Zuckerman N., Lior N. Jet impingement heat transfer: physics, correlations, and numerical modeling // Adv. Heat Transfer. 2006. Vol. 39. Pp. 565–631.

5. Huang G. C. Investigations of heat-transfer coefficients for air flow through round jets impinging normal to a heat-transfer surface // J. Heat Transfer. 1963. Vol. 85, No. 3. Pp. 237–243.

6. Gardon R., Akfirat J. C. Heat transfer characteristics of impinging two dimensional air jets // J. Heat Transfer. 1966. Vol. 88, No. 1. Pp. 101–108.

7. Chen Y. C., Ma C. F., Qin M., Li Y. X. Forced convective heat transfer with impinging slot jets of meso-scale // Int. J. Heat Mass Transfer. 2006. Vol. 49, No. 1-2. Pp. 406–410.

8. Lee D. H., Bae J. R., Park H. J., Lee J. S., Ligrani P. Confined, milliscale unsteady laminar impinging slot jets and surface Nusselt numbers // Int. J. Heat Mass Transfer. 2011. Vol. 54, No. 11-12. Pp. 2408–2418.

9. Chang C. J., Chen H. T., Gau C. Flow and heat transfer of a microjet impinging on a heated chip. Part II. Heat transfer // Nanoscale Microscale Thermophys. Eng. 2013. Vol. 17, No. 2. Pp. 92–111.

10. Сапожников С. З., Митяков В. Ю., Митяков А. В. Основы градиентной теплометрии. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. – 203 с.

11. Леманов В. В., Терехов В. В., Шаров К. А., Шумейко А. А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, № 9. С. 34–40.

УДК 533.6.011

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ СТЕНКИ ПРИ ВДУВЕ

А. И. Леонтьев, В. Г. Лущик, М. С. Макарова

Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

При расчете теплообмена для определения теплового потока в стенку при сверхзвуковых скоростях обтекания в инженерных методиках расчета, как правило, используется формула, предложенная в [1]:

$$q_w = \alpha (T_e - T_w),$$

где α – коэффициент теплоотдачи от газа к стенке с температурой T_w ; T_e – эффективная (равновесная) температура стенки, которая совпадает со значением температуры теплоизолированной (адиабатной) стенки T_{aw} и определяется из соотношения

$$T_{aw} = T_1 + r \frac{u_1^2}{2c_p} = T_1 \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right).$$
(1)

Здесь T_1 , u_1 , М – термодинамическая температура, скорость и число Маха набегающего потока соответственно, c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, γ – показатель адиабаты, r – коэффициент восстановления.

Величина T_{aw} зависит от коэффициента восстановления температуры r на стенке. Исследованию влияния параметров набегающего потока и свойств газа на значение коэффициента восстановления и температуры теплоизолированной стенки на непроницаемой поверхности посвящен ряд работ [2–4]. Было показано, что наибольшее влияние на коэффициент восстановления r и температуру стенки T_{aw} оказывает число Прандтля Pr и в гораздо меньшей степени – числа Маха M и Рейнольдса Re. Для воздуха значение r может быть принято равным $r \approx 0.89$, для газов со значением числа Pr, отличным от Pr = 0.7, в [4] предложена зависимость r = 0.94 Pr^{0.11}.

Для развитого турбулентного режима течения на проницаемой пластине результаты численного исследования, представленные в работах [2, 5], отличаются от полученных в [6]. При исследовании течений на проницаемых поверхностях с однородным вдувом газа на стенке появляются еще два расчетных параметра – температура и интенсивность вдуваемого газа. И здесь результаты будут зависеть от задания граничных условий для определения температуры теплоизолированной проницаемой стенки. В этой связи, для разных способов задания условия теплоизоляции исследовано влияние поперечного потока вещества на стенке на температуру теплоизолированной стенки и коэффициент восстановления температуры, определяемый из выражения (1) как $r = (T_{aw} - T_1)/(T_1^* - T_1)$.

Для расчета течения и теплообмена в сжимаемом турбулентном пограничном слое была использована система уравнений неразрывности, движения и энергии, дополненная трехпараметрической моделью турбулентности [7, 8]. Уравнения и константы для сжимаемого турбулентного пограничного слоя приведены в [8]. Начальные и граничные условия задавались, как и в [5]. Тепловое граничное условие задавалось в виде

$$q_{w} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{w} = c_{p} (\rho v)_{w} (T_{w} - T_{j}).$$
⁽²⁾

Ниже представлены рассмотренные в [5] два способа определения температуры теплоизолированной проницаемой стенки T_{aw} , обдуваемой потоком воздуха (Pr = 0.7) при числе Маха M = 3 и температуре торможения набегающего потока $T_1^* = 400K$. На расчетном участке пластины организован вдув воздуха с интенсивностью $j_w^o = (\rho v)_w / (\rho u)_1 = \text{const}$.

Первый способ определения температуры стенки представляет собой решение задачи с граничным условием (2) при равенстве нулю теплового потока в стенку $\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = c_p (\rho v)_w (T_w - T_j) = 0$, откуда следует равенство температуры стенки и температуры вдуваемого газа $T_w = T_j$ по всей длине пластины и сложная зависимость температуры стенки

вдуваемого газа $I_w = I_j$ по всеи длине пластины и сложная зависимость температуры стенки по длине (рис. 1). Из рисунка видно, что при высокой интенсивности вдува на некоторой

длине пластины реализуется режим критического вдува, при котором энергия турбулентности равна нулю. При этом относительный коэффициент трения не превосходит величины $C_f / C_{f0} \approx 10^{-4}$.



Рис. 1. Изменение по длине (Re_x) для Pr = 0.7 температуры теплоизолированной стенки T_{aw} для ряда значений интенсивности вдува: линии 1–6: j_w^o =0; 0.001; 0.002; 0.0025; 0.003; 0.004; точки 7 – критический вдув

Отметим, что реализация рассмотренного выше способа теплоизоляции стенки, который требует организации вдува охладителя с переменной по длине пористой пластины температурой, равной температуре стенки, очень сложна в экспериментальном плане [9].

Второй способ, представленный в [5], аналогичен экспериментальному способу (рис. 2), когда реализуется вдув газа с заданной температурой T_j = const и определяется сечение по длине пористой пластины, в котором температура стенки равна температуре вдуваемого газа (точки 4 на рис. 2). Величина T_j при этом также будет параметром задачи.



Рис. 2. Пример определения температуры теплоизолированной стенки в эксперименте по зависимости безразмерного параметра θ (пропорционального тепловому потоку) от температурного фактора T_j/T_1^* и различной интенсивности j_w^o вдуваемого газа с температурой T_j : 1–3 – экспериментальные точки, 4 – точки пересечения с линией $q_w = 0$ – теплоизолированная стенка

На рис. 3, *а* приведено изменение температуры стенки T_w по длине для ряда значений температуры вдуваемого газа T_j , которая варьировалась в широком диапазоне значений от 300 до 400 К. Температура теплоизолированной непроницаемой стенки $T_{w0} \approx 370 K$. В расчетах получено (рис. 3, *a*), что температура стенки T_w при некоторых значениях температуры вдуваемого газа T_j (линии 2–5) становится равной величине T_j в двух сечениях по длине пористой пластины Re_x (точки 10, 11). Это означает, что в этих сечениях выполняется условие теплоизоляции $(\lambda \partial T / \partial y)_w = 0$, следующее из граничного условия (2), и тепловой поток в стенку q_w меняет знак и становится равен нулю (точки 6 на рис. 3, *b*). Точки 10, соответствующие температуре теплоизолированной стенки, полученной при условии $T_w = T_j$, близки к результатам расчета с граничным условием $q_w = 0$ (штриховая линия на рис. 3, *a*, соответствующая линии 4 на рис. 1).

Для всех рассмотренных температур вдуваемого газа (линии 1–9 на рис. 3, *a*) на достаточно больших длинах ($\text{Re}_x = (4-8) \cdot 10^7$ для $j_w^0 = 0.0025$) температура стенки

становится равной температуре вдуваемого газа $T_w = T_j$ (точки 11), т. е. стенка является теплоизолированной. С ростом интенсивности вдува j_w^0 теплоизолированной стенка становится на меньшей длине (при меньшем числе Рейнольдса Re_x). Отметим, что даже при температуре вдуваемого газа T_j , равной температуре торможения набегающего потока $T_1^* = 400 K$ (рис. 3, *a*, линия 9), теплоизолированная стенка с коэффициентом восстановления r = 1 может быть реализована только при критическом вдуве (точка 11).



Рис. 3. Изменение по длине температуры стенки T_w (*a*) при $j_w^0 = 0.0025$ для ряда значений температуры вдуваемого газа (линии $1 - 9 - T_j = 300$ K; 315; 320; 330; 340; 350; 370; 380; 400; штриховая линия – теплоизолированная проницаемая стенка; точки $10 - T_w = T_j$; точки 11 -критический вдув) и безразмерного теплового потока \overline{q}_w (*б*) при $j_w^0 = 0.0025$ для ряда значений температуры вдуваемого газа (линии $1 - 5 - T_j = 300$ K; 320; 330; 340; 400; точки $6 - \overline{q}_w = 0$)

При этом для всех точек 11 выполняются условия критического вдува: в непосредственной близости к проницаемой стенке образуется область оттеснения пограничного слоя, в которой энергия турбулентности равна нулю, тепловой поток в стенку близок к нулевому, а относительный коэффициент трения не превосходит величины $C_f/C_{f0} \approx 10^{-4}$. Таким образом, при критическом вдуве всегда реализуется теплоизолированная стенка с температурой, равной температуре вдуваемого газа, а определение коэффициента восстановления в виде (1) теряет смысл, так как при $T_{aw} = T_j$ из (1) можно получить любое значение величины коэффициента восстановления, задавая соответствующую величину температуры вдуваемого газа.



Рис. 4. Изменение интенсивности вдува j_w^o по длине (Re_x) при Pr = 0.7, обеспечивающей условие теплоизоляции ($q_w = 0$) при постоянной температуре вдуваемого газа: линия 1 – T_j = 320 K, 2 – 330 K, 3 – 340 K

При необходимости обеспечения условия теплоизоляции ($q_w = 0$) по всей длине пластины при постоянной температуре вдуваемого газа ($T_j = \text{const}$) интенсивность вдува j_w^o должна изменяться по длине по заданному закону (см. рис. 4).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (№ 14-19-00699).

Литература

1. Shirokow M. The influence of the laminar boundary upon heat transfer at hight velocities // Technical Physics of the USSR. 1936. Vol. 3, No. 12. P. 1020.

2. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Коэффициент восстановления в сверхзвуковом потоке газа с малым числом Прандтля // ТВТ. 2006. Т. 44, № 2. С. 238.

3. Макаров М. С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковых потоках: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2007. – 154 с.

4. Макарова М. С. Численное исследование тепловых и динамических процессов в элементах устройств энергоразделения газов: Дис. ... канд. тех. наук. М., 2014. – 114 с.

5. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Температура теплоизолированной проницаемой стенки в потоке сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 5. С. 144–152.

6. Макаров М. С. Коэффициент восстановления температуры на проницаемой пластине в сверхзвуковом потоке газовой смеси с малым числом Прандтля // Труды XVII школысеминара «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в аэрокосмических технологиях». М.: Издательский дом МЭИ, 2009. Т. 1. С. 374–377.

7. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13.

8. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40.

9. Барышев Ю. В., Виноградов Ю. А., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. Коэффициенты восстановления на проницаемой поверхности и в области газовой завесы в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 131–136.

УДК 532.526.2, 536.24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ В ОДИНОЧНОЙ ТРУБЕ ЛЕОНТЬЕВА

М. С. Макаров^{1,2}, С. Н. Макарова¹, В. С. Наумкин¹, А. А. Шибаев^{1,2}

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

Известно несколько физических эффектов, приводящих к перераспределению тепла в газовых потоках без теплообмена с внешними источниками теплоты (к газодинамической температурной стратификации). Метод энергоразделения в вихревой трубе Ранка – Хилша наиболее известный из них [1–3]. На основе вихревого эффекта построены системы кондиционирования воздуха летательных аппаратов, вихревые холодильные установки [4, 5] и др. Метод газодинамического энергоразделения в трубе Леонтьева был предложен и теоретически проанализирован в работах [6, 7]. В этом методе энергоразделение

осуществляется за счёт переноса тепла через стенку, обтекаемую с одной стороны сверхзвуковой, а с другой стороны дозвуковой частью газового потока, истекающего из резервуара с известной температурой и давлением торможения. Теоретически показано, что эффективность энергоразделения определяется температурой восстановления со стороны сверхзвукового потока при его адиабатном истечении из резервуара. Для снижения этой температуры предлагается использовать газовые смеси с малым числом Прандтля (гелий-ксенон, водород-ксенон) [8–10], осуществлять отсос газа из одной части потока и вдув в другую часть [7, 11–14], наносить на поверхность стенки различный рельеф [15].

Экспериментальные исследования теплообмена в гладкой трубе Леонтьева с центральным цилиндрическим каналом, представленные в работах [16, 17], показали возможность энергоразделения воздушного потока. Получены данные о распределениях давления, температуры и числа Маха в проточных частях установки. Результаты исследований температурной стратификации в высокоскоростном потоке численными методами представлены в работе [18]. Исследования проведены для широкого класса газовых смесей с числами Прандтля от 0.2 до 0.8 и показателем адиабаты от 1.3 до 1.67. Для трансзвуковых течений в плоском канале показано, что адиабатный КПД трубы Леонтьева, работающей на гелий-ксеноновой смеси, выше адиабатного КПД трубы Ранка – Хилша, работающей на воздухе, при прочих равных условиях. Теоретически показано, что в трубе Леонтьева дозвуковая часть потока охлаждается наиболее интенсивно при числе Маха в сверхзвуковой части от 1.9 до 2.4. На сегодняшний день для данного диапазона скоростей получены только экспериментальные данные по энергоразделению воздуха.

В данной работе проведено исследование энергоразделения в трубе Леонтьева с центральным цилиндрическим каналом в потоке воздуха (Pr = 0.71) и гелий-ксеноновой смеси с массовой концентрацией гелия 5% (Pr = 0.2) при числах Маха в сверхзвуковой части потока около 2. На рис. 1. представлена схема течения, геометрия расчётной области и основные параметры задачи. Сверхзвуковой поток формировался в кольцевом сопле Лаваля с внешним диаметром на входе $-d_{ex1} = 30$ мм, критическим диаметром $-d_{\kappa p1} = 12.5$ мм и выходным диаметром $-d_{ebtx1} = 19$ мм. Внутренняя стенка кольца имела диаметр, равный диаметру цилиндрической трубки, расположенной на оси сопла, $-d_3 = 10.4$ мм. Расширяющаяся часть сопла имела коническую форму ($L_4 = 150$ мм) с плавным сопряжением в критическом сечении с сужающейся частью по кубической параболе ($L_3 = 50$ мм). Угол раскрытия конуса составлял 1.15°. Сужающаяся часть представляла собой половину периода синуса ($L_2 = 20$ мм). Прямолинейный входной участок канала имел длину $-L_1 = 30$ мм. Таким образом, полная длина трубы Леонтьева составляла 250 мм. В целом геометрия соответствует трубе, экспериментально исследованной в работах [16, 17].

Исследования проведены численными методами с использованием решателя ANSYS Fluent, генератора расчётных сеток и макросов обработки данных моделирования GGN собственной разработки. Динамика течения и теплообмен в газовой фазе анализировались на основе осреднённых по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса в стационарной двумерной осесимметричной постановке неявным методом. Турбулентность описывалась моделью Спаларта – Алмареса с модификацией для низких сеточных чисел Рейнольдса. Для турбулентного переноса тепла использовалась модель постоянного числа Прандтля – $Pr_t = 0.85$. На границах с теплопроводной стенкой задавались условия прилипания и сопряжения по температуре и тепловым потокам. Расчётные сетки имели степенное сжатие ко всем стенкам. Число узлов варьировалось от 90 до 300 тысяч. Обеспечивалась итерационная сходимость по всем переменным с точностью 10^{-5} . С той же точностью определялся массовый расход газа через сверхзвуковой и дозвуковой канал.

На рис. 2 чёрной линией представлено распределение статического давления на стенке сверхзвукового сопла при истечении воздуха из трубы Леонтьева, полученное в результате

моделирования, в сравнении с экспериментальными данными работы [16] для центрального канала из эбонита и меди. Давление на входе в трубу – $P_{00} = 7.5$ атм, температура торможения – $T_{00} = 21.8$ °C. Данные моделирования хорошо согласуются с экспериментом. Давление по длине сопла снижается до 0.3 атм. В конце сопла формируется система псевдоскачков уплотнения, на которых поток тормозится, повышая своё давление до внешнего атмосферного давления. Координата точки присоединения первого скачка уплотнения лежит на 10 мм ниже по течению по сравнению с данными эксперимента. Красной линией на рис. 2 представлены данные по изменению статического давления при энергоразделении гелий-ксеноновой смеси в канале с медной цилиндрической вставкой. Можно отметить, что тепловые процессы энергоразделения слабо влияют на динамику истечения из сопла Лаваля.



Рис. 1. Схема течения, геометрия расчётной области и основные параметры задачи



Рис. 2. Распределение статического давления по стенке (линии, точки) и по сечению (цветное поле) сверхзвуковой части канала: чёрная линия и цветное поле – истечение воздуха, красная линия – истечение гелий-ксеноновой смеси с массовой концентрацией гелия 5%

На рис. 3 представлено изменение температуры торможения по длине трубы Леонтьева для всех исследованных случаев. На рис. 3, ∂ приведены экспериментальные значения температуры на расстоянии 7 мм от среза сопла, полученные термозондом при истечении воздуха из канала. Как указано в работе [16], термозонд фиксировал значение температуры несколько меньшее, чем температура торможения потока. Значения температуры торможения, полученные в результате моделирования, действительно больше экспериментальных значений. Для сравнения с экспериментом на основе данных моделирования рассчитана температура восстановления с коэффициентом восстановления – r = 0.94. Как видно, данные моделирования в этом случае хорошо согласуются с опытными данными как по характеру распределения температуры по сечению кольцевого сопла, так и по влиянию теплопроводности стенки центрального канала. Процесс энергоразделения в трубе Леонтьева с медным цилиндрическим центральным каналом наглядно демонстрируют рис. 3, δ , c и e. Температура торможения по длине трубы в сверхзвуковом канале повышается, а в дозвуковом канале понижается. Существенное понижение температуры дозвуковом части

потока наблюдается при истечении гелий-ксеноновой смеси с числом Прандтля 0.2. Как видно из графика на рис. 3, *e*, в среднем температура торможения в центральном канале снижается на 15 градусов. Увеличение средней температуры торможения в сверхзвуковом кольцевом сопле составляет 2 градуса, что объясняется большим расходом смеси в этой части трубы Леонтьева. Расход смеси через сопло составил 91 г/с, что в 5.3 раза больше расхода смеси через центральный канал – 17 г/с.



Рис. 3. Распределение температуры торможения потока по сечению трубы Леонтьева с эбонитовым (a, e) и медным (δ, c) цилиндрическим центральным каналом при истечении воздуха (a, δ, d) и гелий-ксеноновой смеси (e, c, e): вертикальной линией на полях температуры показаны сечения для построения графиков (d, e) - 7 мм от конца сопла

Результаты исследований показали применимость рассмотренных численных методов и моделей для анализа процессов энергоразделения в трубе Леонтьева. Впервые получены данные о степени охлаждения гелий-ксеноновой смеси при сверхзвуковом истечении части газа через кольцевое сопло. Рассмотренная методика моделирования может быть применена для анализа энергоразделения в каналах более сложной конфигурации: каскадные трубы энергоразделения, трубы с оребрением стенок центрального канала.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-08-04203а.

Литература

1. Пиралишвили Ш. А., Поляев В. М., Сергеев М. Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Под ред. А. И. Леонтьева. М.: УНЦП "Энергомаш", 2000. – 412 с.

2. Леонтьев А. И. Газодинамические методы температурной стратификации // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 4. С. 6–26.

3. Дубнищев Ю. Н., Меледин В. Г., Павлов В. А., Яворский Н. И. Исследование структуры течения и энергоразделения в вихревой трубке квадратного сечения // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 4. С. 587–598.

4. Веретенников С. В. Повышение эффективности охлаждения лопаток газовых турбин за счет использования характерных особенностей закрученных течений // Вестник РГАТА. 2010. № 2 (17). С. 23–28.

5. Noskov A. S., Lovtsov A. V., Khait A. V. Simulation of gas flow in double-circuit Ranque-Hilsch vortex tube // Computational continuum mechanics. 2012. Vol. 5(3). Pp. 313–321.

6. Леонтьев А. И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35, № 1. С. 157–159.

7. Бурцев С. А., Леонтьев А. И. Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке газа // Изв. РАН. Энергетика. 2000. № 5. С. 101–113.

8. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Коэффициент восстановления в сверхзвуковом потоке газа с малым числом Прандтля // ТВТ. 2006. Т. 44, № 2. С. 238–245.

9. Виноградов Ю. А., Ермолаев И. К., Здитовец А. Г. и др. Измерение равновесной температуры стенки сверхзвукового сопла при течении смеси газов с низким значением числа Прандтля // Изв. РАН. Энергетика. 2005. № 4. С. 128–133.

10. Вигдорович И. И., Леонтьев А. И. К теории энергоразделения потока сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 3. С. 103–109.

11. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Коэффициент восстановления в области газовой завесы за проницаемой поверхностью // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 12–18.

12. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Влияние вдува (отсоса) на энергоразделение потоков сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 6. С. 110–117.

13. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. Температурная стратификация при отсосе пограничного слоя из сверхзвукового потока // ТВТ. 2012. Т. 50, № 6. С. 793–798.

14. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Сжимаемый турбулентный пограничный слой на проницаемой пластине при вдуве инородного газа // ТВТ. 2007. Т. 45, № 4. С. 543–551.

15. Здитовец А. Г., Титов А. А. Влияние формы поверхности теплоизолированного стержня, омываемого сверхзвуковым потоком, на коэффициент восстановления температуры // Изв. РАН. Энергетика. 2007. № 2. С. 111–117.

16. Виноградов Ю. А., Здитовец А. Г., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой проницаемой трубки // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 5. С. 134–145.

17. Zditovets A. G., Vinogradov Yu. A., Titov A. A. Experimental investigation of the heat transfer process at a gas-dynamic method of energy separation // Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference (IHTC15), August 10–15, 2014, Kyoto, Japan, IHTC15-8965. – 16 p.

18. Накоряков В. Е., Макаров М. С., Петухов Ю. И. и др. Тепловые процессы в потоках газовых смесей с малым числом Прандтля. Новосибирск: Академиздат, 2015. – 283 с.

УДК 532.5:536.24

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОТРЫВЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА В КАНАЛЕ

Н. И. Михеев, И. А. Давлетшин

Казанский научный центр РАН, г. Казань, Россия

Для повышения теплоотдачи в каналах часто применяется пристенная интенсификация теплообмена, которая заключаются в целенаправленном воздействии на область течения теплоносителя вблизи обтекаемой поверхности с целью турбулизации или разрушения пристеночного слоя, в котором сосредоточено основное термическое сопротивление. К перспективным способам повышения теплогидравлической эффективности теплообменников и систем охлаждения с пристенной интенсификацией теплоотдачи можно отнести использование наложенной нестационарности потока. Экспериментального материала по этому способу пока крайне мало.

турбулентных пульсирующих Имеющиеся результаты исследования течений относятся, главным образом, к кинематической структуре потока и теплообмену в гладких каналах. Гораздо меньше исследованы пульсирующие потоки с отрывом. В данной работе предпринята попытка экспериментального изучения конвективного теплообмена и гидравлического сопротивления дискретно-шероховатого канала (ДШК) в условиях вынужденных пульсаций потока. Дискретная шероховатость стенки выполнялась в виде поперечных выступов полукруглой формы. Закон изменения скорости потока *и* по времени *t* был близок к гармоническому: $u/U = 1 + \beta \sin(2\pi f t)$, где U, f – средняя скорость и частота вынужденных колебаний потока. В качестве чисел динамического подобия пульсаций потока использовалась относительная амплитуда $\beta = A_U/U$ и безразмерная частота наложенных пульсаций Sh = fX_R^{cT}/U , в которой в качестве характерной длины использовано расстояние до средней точки присоединения потока за выступом в стационарных условиях $X_R^{\text{ст}}$.

Эффект интенсификации теплоотдачи за одиночным поперечным выступом на стенке при пульсациях внешнего потока хорошо виден из рис. 1. Представленные экспериментальные данные получены в [1] при относительной амплитуде пульсаций скорости потока $\beta \approx 0.5$. Как видно, прирост теплоотдачи по отношению к стационарному режиму (на рис. 1 обозначен как Sh = 0) в основном сосредоточен в ближнем следе за выступом (на расстоянии *x* до 10 высот выступа *h*) и существенно зависит от относительной частоты пульсаций потока (числа Струхаля Sh).

Экспериментальные данные по теплоотдаче, полученные для дискретно-шероховатой стенки с относительным шагом выступов $\Delta x/h = 10$, представлены на рис. 2. На основе опытов с одиночным выступом (рис. 1) при таком шаге можно ожидать близкого к максимально возможному дополнительному эффекту интенсификации теплоотдачи, обусловленному нестационарностью потока. На рисунке представлена зависимость от параметров нестационарности потока коэффициента дополнительной интенсификации теплообмена в ДШК, под которым понималось отношение чисел Нуссельта в нестационарном и стационарном потоках при одинаковом среднем расходе теплоносителя через канал. Данные неплохо обобщаются при учете влияния нестационарности в виде произведения чисел $A_{-}f$

подобия β Sh, которое представляет собой число подобия $\frac{A_U f}{U^2 / X_R}$, имеющее физический

смысл отношения инерционных сил от наложенных пульсаций потока к центробежным силам в сдвиговом слое, формирующемся в следе за выступом.





Рис. 2. Зависимость коэффициента дополнительной интенсификации теплообмена в ДШК от параметров нестационарности потока при $\Delta x/h = 10$

Как видно из рис. 2, при $\frac{A_U f}{U^2 / X_R} > 0,1$ имеет место дополнительная интенсификация

теплообмена в ДШК за счет нестационарности потока. Этот эффект связан с перестройкой структуры течения в следе за выступом, обтекаемым пульсирующим потоком. При определенных условиях за выступом формируются мощные «разгонные» вихри (рис. 3), которые интенсифицируют процессы переноса теплоты между ядром потока и стенкой. Результаты исследования кинематической структуры течения при отрыве пульсирующего потока опубликованы в [1]. Там же приведена классификация таких течений и карта режимов, построенная на основе визуализации обтекания препятствий пульсирующим потоком. Интересно отметить, что в этой карте граница квазистационарных режимов в координатах Sh и β отделена линией, близкой к β Sh = 0,2.

В полученной зависимости (рис. 2) можно выделить четыре области. В окрестности $\frac{A_U f}{U^2 / X_R} \approx 0,01$ имеется небольшое (менее 5%) снижение теплообмена. В этой области еще

нет образования «разгонных» вихрей, и поток можно считать квазистационарным. Мгновенный теплообмен подчиняется зависимостям для стационарного потока, а снижение среднего по времени теплообмена происходит из-за нелинейности зависимости Nu(Re). Другими словами, при изменении Re в некотором диапазоне получаем осредненное по диапазону значение Nu ниже, чем значение этого числа подобия при среднем значении Re. И чем выше β , тем больше заметно это снижение. В области $\frac{A_U f}{U^2 / X_p} = 0,01-0,1$ происходит

компенсация упомянутого выше фактора началом формирования «разгонных» вихрей. В диапазоне числа подобия 0,1–1 эти вихри становятся все более мощными, и их роль в

интенсификации теплообмена повышается. При $\frac{A_U f}{U^2 / X_R} > 1$ зависимость Nu/Nu_{cr} $(\frac{A_U f}{U^2 / X_R})$

становится более крутой. Это связано, главным образом, с появлением в этой области обратных токов, и большая интенсификация теплообмена достигается средней кратностью прохождения теплоносителя через определенное сечение канала более 1.



Рис. 3. Дымовая визуализация вихревой структуры течения при обтекании поперечного выступа пульсирующим потоком (поток движется слева направо)

Разгонные вихри (рис. 3) не только интенсифицируют теплоотдачу в следе за выступом, но и способствуют увеличению разрежения за выступами и связанного с ним гидравлического сопротивления (рис. 4). Данные получены на основе экспериментов в круглой трубе при параметрах шероховатости d/D = 0,895 и t/D = 1 (в традиционных обозначениях). Значками показаны экспериментальные значения $\xi/\xi_{\rm CT}$, сгруппированные в относительно узком диапазоне относительных амплитуд пульсаций. Как видно из рис. 4, прирост сопротивления имеет выраженный максимум в окрестности Sh = 0,6 с быстрым снижением в обе стороны от экстремума.



Рис. 4. Зависимость относительного коэффициента гидравлического сопротивления ДШК от параметров нестационарности потока

При умеренных относительных амплитудах пульсаций $\beta < 0,5$ наиболее существенный эффект дополнительной интенсификации теплоотдачи от нестационарности потока наблюдается в области чисел Струхаля Sh > 1 (рис. 1), где прирост гидравлического сопротивления относительно невелик (рис. 4). В этой области чисел динамического подобия под влиянием пульсаций потока повышается теплогидравлическая эффективность интенсификации теплообмена с использованием дискретной шероховатости, а использование нестационарных эффектов можно рассматривать перспективным направлением улучшения характеристик теплообменников и систем охлаждения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФАНО (проект № 0217-2014-0001).

Литература

1. Давлетшин И. А., Михеев Н. И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // ТВТ. 2012. № 3. С. 442–449.

УДК 621.9

МЕХАНИЗМ ВИХРЕОБРАЗОВАНИЯ И ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООТДАЧИ ПОПЕРЕЧНОГО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ПОТОКА

В. М. Молочников^{1,2}, Н. И. Михеев^{1,2}, А. Н. Михеев¹, А. А. Паерелий¹

¹Казанский научный центр РАН, г. Казань, Россия ²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н.Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Теплоотдача от поперечно обтекаемого цилиндра является типичным явлением, часто наблюдаемым в различных технических устройствах: теплообменниках и системах охлаждения, элементах ядерных реакторов и т. д. По этой причине поперечному обтеканию цилиндра в литературе уделяется значительное внимание. Наиболее изученным является ставший каноническим случай обтекания цилиндра стационарным внешним потоком. Значительно меньше информации о гидродинамических и тепловых аспектах при обтекании колеблющегося цилиндра или цилиндра в пульсирующем внешнем потоке. Интерес к этой проблеме возник при изучении автоколебаний слабодемпфированных цилиндров [1]. На начальной стадии исследований основное внимание уделялось проблеме подстройки колебаний цилиндра под частоту вихреобразования. Дальнейшее развитие этого направления связано с изучением эффекта подстройки для случая воздействия на неподвижный цилиндр пульсирующего набегающего потока с ненулевой средней скоростью [2–4]. Важным техническим приложением этих исследований является разработка практических рекомендаций по выбору конструктивных и режимных параметров для проектирования теплообменных устройств.

В настоящей работе экспериментальные исследования структуры течения в следе кругового цилиндра и теплоотдачи с его поверхности проводились в специализированной экспериментальной установке, детальное описание которой представлено в [5]. Цилиндр диаметром 110 мм устанавливался в поперечном сечении рабочего участка установки сечением 400×400 мм на расстоянии 1000 мм от входа. Основным элементом установки является пульсатор, который позволяет независимо изменять среднюю скорость, частоту и амплитуду вынужденных пульсаций потока.

Средняя скорость потока в рабочем участке установки варьировалась от 0.5 до 1.4 м/с, что соответствует диапазону изменения числа Рейнольдса $\text{Re}_{d} = (1.9-10.6) \cdot 10^{3}$. Частота *f* вынужденных пульсаций скорости потока изменялась от 0 до 4 Гц (соответствующее число Струхаля Sh = 0–1.76), а относительная амплитуда пульсаций $\beta = 0-0.8$.

Эксперименты включали визуализацию обтекания цилиндра и измерение динамики мгновенных векторных полей скорости потока в следе за цилиндром, а также определение

локальных коэффициентов теплоотдачи на поверхности цилиндра в указанном диапазоне изменения параметров вынужденной нестационарности.

Визуализация течения выполнялась при помощи специальных трассеров (взвешенные капли глицерина). Картина течения фиксировалась скоростной камерой Fastec HiSpec в световом ноже, создаваемом лазером непрерывного действия KLM-532/5000. Частота видеосъемки составляла 100 кадров/с при разрешении кадров 1280×1024 пикселей. Динамика векторных полей скорости и завихренности потока определялась методом SIV (Smoke Image Velocimetry) по результатам покадровой обработки видеосъемок [6].

Для тепловых опытов цилиндр был препарирован 16 хромель-копелевыми термопарами, расположенными по полуокружности цилиндра в плоскости его симметрии с равным шагом. Цилиндр предварительно нагревался в термошкафу до температуры приблизительно 70 °C, затем устанавливался в рабочий участок установки. Термопары измеряли температуру стенки цилиндра относительно температуры набегающего потока. Коэффициент теплоотдачи с поверхности цилиндра определялся на основе метода регулярного режима по темпу изменения температуры (охлаждения) стенки цилиндра.

Анализ данных визуализации позволил выделить четыре основных режима обтекания цилиндра пульсирующим потоком. На первом режиме (рис. 1, *a*) картина формирования вихрей вблизи поверхности цилиндра практически не отличается от случая обтекания цилиндра стационарным внешним потоком. На втором режиме наблюдается преимущественно одновременное формирование пары крупномасштабных вихрей с противоположных сторон цилиндра в фазе ускорения внешнего потока (рис. 1, *б*). Третий режим (рис. 1, *в*) характерен тем, что в фазе ускорения потока жидкость безотрывно обтекает одну из сторон цилиндра до угловой координаты $\varphi = 180-250^\circ$, отсчитываемой от лобовой точки, и лишь затем отрывается от поверхности цилиндра с образованием вихря, который в фазе торможения сносится внешним потоком. На четвертом режиме наблюдается полная синхронизация процесса вихреобразования с вынужденными пульсациями потока: в фазе ускорения потока с обеих сторон цилиндра срываются два симметричных вихря (рис. 1, *г*).



Рис. 1. Визуализация обтекания цилиндра при $\text{Re}_{d} = 6800$, $\beta = 0.4$: $\text{Sh} \le 0.1$ (*a*), $0.153(\delta)$; 0.3 (*в*) и Sh >0.5 (*г*)

По результатам визуализации была построена карта режимов обтекания цилиндра пульсирующим потоком в пространстве относительной амплитуды пульсаций β и нового, предложенного авторами, критерия подобия βSh (рис. 2). Его физический смысл состоит в отношении инерционной силы, вызванной ускорением набегающего потока при его глобальном нестационарном движении, к центробежной силе, возникающей при обтекании цилиндра вследствие искривления линий тока. Как видно из рисунка, при использовании нового числа подобия βSh границы режимов обтекания цилиндра оказались хорошо определенными и удовлетворительно описываются прямыми линиями. На карте режимов нанесены также маркеры, соответствующие обтеканию цилиндра диаметром 50 мм. Как видно, изменение степени загромождения цилиндром рабочего участка в исследуемом диапазоне не оказывает влияния на границы режимов его обтекания пульсирующим потоком.



Рис. 2. Карта режимов обтекания цилиндра

Можно предположить, что формирование вихрей при поперечном обтекании цилиндра пульсирующим потоком определяется двумя механизмами. Первый соответствует образованию симметричных разгонных вихрей с противоположных сторон цилиндра в фазе ускорения потока. Второй – формированию попеременного срыва вихрей с поверхности цилиндра, соответствующему вихревой дорожке Кармана в квазистационарном внешнем потоке. Преобладание того или иного механизма зависит от параметров наложенной нестационарности. По данным визуализации течения на карте режимов можно выделить область, в которых вынужденные пульсации полностью подавляют формирование дорожки Кармана (область «сильного влияния» вынужденных пульсаций), и область, в которых характерная для данного режима течения картина формирования вихрей периодически сменяется дорожкой Кармана (область «слабого влияния»).

Справедливость действия описанных механизмов подтверждается результатами анализа динамики векторных полей скорости и завихренности потока, полученными по данным метода SIV. Анализ заключался в разделении полей на две составляющие: на частоте вынужденных пульсаций потока (нестационарная составляющая) и в диапазоне частот формирования дорожки Кармана $\Delta f_{\rm K} = \text{Sh}(U_{\rm max} - U_{\rm min})/d$. Здесь $U_{\rm max}$ и $U_{\rm min}$ – максимальные и минимальные значения скорости пульсирующего потока, Sh $\approx 0,21$ – безразмерная частота формирования дорожки Кармана в квазистационарном потоке; d – диаметр цилиндра. На рис. 3 представлены результаты такого разделения, выполненные для третьего режима обтекания цилиндра. На поле скорости и завихренности потока на частоте вынужденных пульсаций хорошо выделяются разгонные вихри (рис. 3, *a*, δ), образующиеся симметрично с обеих сторон цилиндра в фазе ускорения потока. В диапазоне $\Delta f_{\rm K}$ в следе за цилиндром можно различить крупномасштабные вихри, соответствующие дорожке Кармана (рис. 3, *в*, *г*).



Рис. 3. Поля скорости (*a*, *в*) и завихренности (*б*, *г*): *а*, *б* – нестационарная составляющая; *в*, *г* – диапазон частот дорожки Кармана

Исследования распределения локальных коэффициентов теплоотдачи с поверхности цилиндра в пульсирующем потоке проводились при всех описанных выше режимах обтекания цилиндра. Измерения на каждом из режимов выполнялись при относительной амплитуде вынужденных пульсаций $\beta = 0.2, 0.4$ и 0.6. Результаты измерений показаны на рис. 4. Число Рейнольдса в этих опытах поддерживалось приблизительно постоянным, однако некоторые небольшие отличия все же наблюдались. По этой причине по оси ординат откладывалось число Фресслинга Nu/Re^{0,5}. Кроме того, для сравнения на каждом рисунке приведено распределение Nu/Re^{0,5} для стационарного режима обтекания цилиндра.



Рис. 4. Влияние вынужденных пульсаций потока на распределение локального коэффициента теплоотдачи поверхности цилиндра: *a* – режим *II* (Sh = 0.16); δ – режим *III* (Sh = 0.42): *e* – режим *IV* (Sh = 0.68): *I* – β = 0 (стационар); *2* – 0.2; *3* – 0.4; *4* – 0.6

Как видно из рисунков, при $\beta > 0,2$ на всех режимах обтекания цилиндра имеет место интенсификация теплоотдачи в его кормовой области ($\varphi = 80-150^{\circ}$). Наибольший прирост среднего по поверхности цилиндра коэффициента теплоотдачи наблюдается на четвертом режиме обтекания цилиндра при $\beta = 0,6$: увеличение среднего числа Нуссельта на этом режиме составляет 17%.

Работа выполнена при поддержке программы № 25 Президиума РАН, грантов РФФИ №№ 13-08-00504, 15-01-06172 и 14-01-31067.

Литература

1. Ferguson N., Parkinson G. V. Surface and wake flow phenomena of vortex-excited oscillation of a circular cylinder // ASME J. Eng. Ind. 1967. No. 89. Pp. 831–838.

2. Barbi C., Favier D. P., Maresca C. A., Telionis D.P. Vortex shedding and lock-on of a cylinder in oscillatory flow // J. Fluid Mech. 1986. No. 170. Pp. 527–544.

3. Sung H. J., Hwang K. S., Hyun J. M. Experimental study on mass transfer from a circular cylinder in pulsating flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 1994. Vol. 37, No. 15. Pp. 2203–2210.

4. Kikuchi Y., Suzuki H., Kitagawa M., Ikeya K. Effect of Pulsating Strouhal Number on Heat Transfer around a Heated Cylinder in Pulsating Cross-Flow // JSME Int. J. Series B. 2000. Vol. 43, No. 2. Pp. 250–257.

5. Душин Н. С., Михеев А. Н., Михеев Н. И., Молочников В. М. Экспериментальная установка для исследования пульсирующих турбулентных течений // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 4. С. 120–123.

6. Михеев Н. И., Душин Н. С. Метод измерения векторных полей скорости по последовательности кадров видеосъемки дымовой визуализации потока // Тез. докл. VI Российской нац. конф. по теплообмену. 27–31 октября 2014 г. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. Т. 1. С. 77–78.

УДК 532.526.4:533.21

ТРЕХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

А. М. Молчанов, Л. В. Быков, П. В. Никитин, Д. С. Янышев

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Турбулентный режим течения достаточно часто является превалирующим во многих теплотехнических системах. Правильное определение турбулентных характеристик в потоке является основополагающим при расчете протекания процессов тепломассообмена. Турбулентные течения газа при больших скоростях характеризируются определенными особенностями возникновения, переноса и диссипации турбулентной энергии, связанными со сжимаемостью газа. Как правило, расчет турбулентных течений осуществляется несколькими методами, самый распространенный из которых – применение совместно с моделью турбулентности осредненных уравнений Рейнольдса (Фавра). На сегодняшний день создано достаточно много моделей турбулентности, однако все они имеют определенные ограничения в применимости. Одни из них лучше описывают струйные течения, другие – течения вблизи стенки.

В данной работе рассматривается модернизированная версия модели турбулентности $k - \varepsilon - V_n$, разработанной ранее авторами [1] для расчета струйных течений. В данной работе предлагается адаптация этой модели для применения при расчетах как струйных течений, так и течений в пограничных слоях.

Модель имеет следующие отличительные особенности:

1. Модель относится к классу моделей вихревой вязкости.

2. Вихревая вязкость пропорциональна турбулентному масштабу времени и масштабу турбулентных пульсаций, поперечных линиям тока. При этом масштаб турбулентных
пульсаций описывается отдельным уравнением переноса. Такой подход является более корректным математически, нежели формулы для вихревой вязкости, использующиеся в стандартных моделях $k - \varepsilon$ и $k - \omega$ [2].

3. Для определения временного масштаба пульсаций используется параметр диссипации (скорости диссипации) турбулентной энергии. В модели $k - \varepsilon - V_n$ [1] в качестве такого параметра применялась скалярная диссипация турбулентной энергии ε (соответственно, временной масштаб – k/ε).

Уравнение для є в своей классической формулировке (например [3]), дает хорошие результаты в области свободной турбулентности, но не позволяет корректно моделировать течение вблизи стенки. Этого недостатка лишен подход, использующий в качестве параметра, характеризующего диссипацию, скорость диссипации вихрей ω . Такой подход имеет свой недостаток – сильную зависимость получаемых результатов от параметров турбулентности вне пограничного слоя, что сужает применимость моделей группы $k - \omega$.

В данной работе применен подход, сочетающий преимущества ε- и ω-моделей, впервые предложенный Φ. Р. Ментером [4], в котором для областей вблизи стенки применяется уравнение для ω, а для внешнего потока – уравнение для ε. Переключение осуществляется с помощью специальных стыковочных функций, подобранных эмпирически.

4. Уравнение для ω имеет недостаток, связанный с определением граничных условий на стенке (на поверхности стенки $\omega \rightarrow \infty$, что создает известные трудности при численном решении). В данной работе уравнение для ω заменено на уравнение для новой переменной *g*, определяемой следующим образом:

$$g^2 = 1/(\beta^*\omega), \quad g^2 = k/\varepsilon.$$

Данная переменная представляет собой квадратный корень из временного масштаба турбулентности. Граничные условия для g получаются естественным образом (на стенке характерное время турбулентных пульсаций стремится к нулю, следовательно, на стенке g = 0). Такой подход был впервые предложен в работе [5].

5. Для учета влияния сжимаемости на турбулентные характеристики применены функции, разработанные авторами ранее [1].

Математическое выражение для описанной модели турбулентности выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho K) + \frac{\partial}{\partial x_{k}}(\rho u_{k}K) = \frac{\partial}{\partial x_{k}}\left[\left(\mu + \frac{\mu_{T}}{\sigma_{K}}\right)\frac{\partial K}{\partial x_{k}}\right] + P^{*} - \frac{\rho K}{g^{2}};$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho g) + \frac{\partial}{\partial x_{k}}(\rho u_{k}g) = \frac{\partial}{\partial x_{k}}\left[\left(\mu + \frac{\mu_{T}}{\sigma_{g}}\right)\frac{\partial g}{\partial x_{k}}\right] - \frac{\alpha}{2}\frac{g}{K}P^{*} + \frac{\beta\rho}{2\beta^{*}g} - \frac{3}{g}\left(\mu + \frac{\mu_{T}}{\sigma_{g}}\right)\frac{\partial g}{\partial x_{k}}\frac{\partial g}{\partial x_{k}} + \frac{(1 - F_{1})}{K}\left\{\frac{2\mu_{T}}{\sigma_{g}}\frac{\partial K}{\partial x_{k}}\frac{\partial g}{\partial x_{k}} + \frac{g}{2}\frac{\partial}{\partial x_{k}}\left[\mu_{T}\left(\frac{1}{\sigma_{K}} - \frac{1}{\sigma_{\varepsilon}}\right)\frac{\partial K}{\partial x_{k}}\right]\right\};$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{V_{n}^{\prime 2}}) + \frac{\partial}{\partial x_{k}}(\rho u_{k}\overline{V_{n}^{\prime 2}}) = \frac{\partial}{\partial x_{k}}\left[\left(\mu + \frac{\mu_{T}}{\sigma_{K}}\right)\frac{\partial \overline{V_{n}^{\prime 2}}}{\partial x_{k}}\right] + \frac{2}{3}C_{\Pi 1}C_{2}P - \left[C_{1}\frac{\overline{V_{n}^{\prime 2}}}{K} + \frac{2}{3}(1 - C_{1})\right]\frac{\rho K}{g^{2}};$$

$$\mu_{T} = \min\left(C_{D}\rho \overline{V_{n}^{\prime 2}}g^{2};\frac{\rho a_{1}K}{SF_{2}}\right),$$

где *a*₁ = 0.31 – константа Брэдшоу, а стыковочные функции определяются по аналогии с [4]:

$$F_{1} = \tanh\left(\arg_{1}^{4}\right); \ \arg_{1} = \min\left[\max\left(\frac{g^{2}\sqrt{K}}{y}, \frac{500\mu\beta^{*}g^{2}}{\rho y^{2}}\right), \frac{1}{CD_{K\omega}}\frac{4\rho K}{\sigma_{\varepsilon}y^{2}}\right];$$
$$CD_{K\omega} = \max\left(-\frac{4\rho}{\sigma_{\varepsilon}g}\frac{\partial K}{\partial x_{j}}\frac{dg}{dx_{j}}, 1.0\cdot10^{-10}\right); \ F_{2} = \tanh\left(\arg_{2}^{2}\right);$$
$$\arg_{2} = \max\left(2\frac{g^{2}\sqrt{K}}{y}, \frac{500\mu\beta^{*}g^{2}}{\rho y^{2}}\right).$$

Коэффициенты модели определяются следующим образом:

$$\beta^* = C_{\mu} = 0.09, \alpha_1 = 5/9, \beta_1 = 0.075, \sigma_{K1} = 1.176,$$

 $C_D = \frac{(1 - C_2)}{C_1}, C_1 = 1.8, C_2 = 0.6, \sigma_{g1} = 2.0, \sigma_{K2} = 1.0.$

Источниковый член

$$P^* = P \Big[1 - (1 - F_1) C_{\Pi 2} \Big].$$

Функции $C_{\Pi 1}$ и $C_{\Pi 2}$ представляют собой зависимости от турбулентного числа Маха M_T :

$$C_{\Pi\Pi}(M_{T}) = \begin{cases} 1, & M_{T} \leq \alpha_{\Pi\Pi}; \\ 1 - 3\zeta^{2} + 2\zeta^{3}, & \zeta = (M_{T} - \alpha_{\Pi\Pi}) / (\beta_{\Pi\Pi} - \alpha_{\Pi\Pi}), & \alpha_{\Pi\Pi} < M_{T} < \beta_{\Pi\Pi}; \\ 0, & M_{T} \geq \beta_{\Pi\Pi}; \end{cases}$$

$$C_{\Pi 2}(M_{T}) = \begin{cases} C_{\Pi 2,\max} \left(3\zeta^{2} + 2\zeta^{3} \right), \ \zeta = \left(M_{T} - \alpha_{\Pi 2} \right) / \left(\beta_{\Pi 2} - \alpha_{\Pi 2} \right), \ \alpha_{\Pi 2} < M_{T} \le \beta_{\Pi 2}; \\ C_{\Pi 2,\max} \left(1 - 3\zeta^{2} + 2\zeta^{3} \right), \ \zeta = \left(M_{T} - \beta_{\Pi 2} \right) / \left(\gamma_{\Pi 2} - \beta_{\Pi 2} \right), \ \beta_{\Pi 2} < M_{T} < \gamma_{\Pi 2}; \\ 0, \ M_{T} \le \alpha_{\Pi 2} \cup M_{T} \ge \gamma_{\Pi 2}; \end{cases}$$

$$\alpha_{\Pi 1} = 0.1; \quad \beta_{\Pi 1} = 0.27; \quad \beta_{\Pi 2} = 0.315; \quad \gamma_{\Pi 2} = 10; \quad C_{\Pi 2, \max} = 0.65.$$

С помощью модели были рассчитаны турбулентные характеристики свободных и пристеночных течений. Результаты сравнивались с экспериментальными данными [6, 7], а также с расчетными результатами, полученными с использованием модели SST.

Результаты расчета для свободных течений представлены на рис. 1, а для пристеночных течений сжимаемого газа для трех различных режимов на рис. 2. Основные параметры потоков для данных режимов представлены в табл. 1.

Таблица 1

параметры потоков							
Режим	а	b	c				
Число Маха набегающего потока, Ме	4.544	2.244	5.29				
Отношение температуры стенки к температуре восстановления, T_w/T_r	1.0	1.0	0.92				

Параметры потоков



Рис. 1. Поперечные безразмерные профили основных компонент тензора напряжений Рейнольдса для плоского смешения двух параллельных потоков: а – напряжения трения, b – поперечные пульсации, с – продольные пульсации. 1 – расчет с использованием модели SST, 2 – расчет с использованием представленной модели, 3 – эксперимент (режим 4) [6]. Диапазон чисел Маха в экспериментах: для первого потока $M_1 = 2,01-2,35$, для второго потока $M_2 = 0,27-1,39$.



Рис. 2. Поперечные профили $U^+(y^+)$ и температуры: 1 – расчет с использованием модели SST, 2 – расчет с использованием представленной модели, 3 – эксперимент [7]

Литература

1. Bykov L. V.; Molchanov A. M. Three-Equation K-epsilon-Vn Turbulence Model for High-Speed Flows // AIAA. 2013. P. 2013-3181.

2. Durbin P. A. Near-wall turbulence closure modeling without "damping functions" // Theoretical and Computational Fluid Dynamics. 1991. Vol. 3, Iss. 1. Pp. 1–13.

3. Wilcox David C. Turbulence modeling for CFD. La Canada, CA: DCW industries, 1998.

4. Menter F. R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA J. Vol. 32, No. 8. 5. Kalitzin G., Gould A. R. B., Benton J. J. Application of two-equation turbulence models in aircraft design // AIAA. P. 96-0327.

6. Goebel S. G., Dutton J. C. Experimental study of compressible turbulent mixing layers // AIAA J. 1991. Vol. 29, No. 4. Pp. 538–546.

7. Fernholz H. H., Finley P. J. A Critical Compilation of Compressible Turbulent Boundary Layer Data. AGARDograph. 1977. No. 223.

УДК 533, 536.24

РАСЧЕТ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ И НЕРАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СТРУИ В СВЕРХЗВУКОВОМ СНОСЯЩЕМ ПОТОКЕ

А. М. Молчанов, П. В. Никитин, Л. В. Быков

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Газовые смеси, характеризующиеся неравновесным возбуждением колебательных степеней свободы молекул, широко используются в различных областях науки и техники. В качестве примеров следует отметить газодинамические лазеры, течения за ударной волной, а также сверхзвуковые струи с большой степенью нерасчетности. В таких течениях проявляется ярко выраженное отклонение от равновесия между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы. Исследование переноса излучения в колебательно неравновесном газе представляет собой важную научную и прикладную проблему. Во многих случаях, радиационные процессы имеют существенное влияние на энергетический баланс таких систем. Измерение интенсивности излучения колебательно-вращательных линий в сочетании с теоретическим определением этих величин является практически единственным методом диагностики высокотемпературных и высокоскоростных течений колебательно неравновесного газа.

Математическая модель течения химически и термически неравновесной газовой смеси включает следующие основные уравнения: уравнение неразрывности, уравнение количества движения, уравнение полной энергии, уравнения колебательной энергии для каждой колебательной моды, уравнения сохранения массы химических компонентов. Предполагается, что: 1) вращательные энергетические моды находятся в равновесии с поступательными и определяются единой поступательно-вращательной температурой $T=T_{tr}$; 2) энергия возбужденных электронных состояний молекул пренебрежимо мала по сравнению с остальными энергетическими модами; 3) считается, что потери тепла на излучение в уравнении энергии обусловлены в основном высвечиванием (дезактивацией) колебательных мод; 4) не учитываются энергетические переходы электронов и ионов.

Для колебательной энергии используется подход, описывающий колебательное движение молекул на основе модели гармонического осциллятора. В этом случае среднее число колебательных квантов α_m , приходящихся на *m*-й колебательный уровень, определяется формулой

$$\alpha_m = r_m \frac{1}{\exp\left(\theta_m / T_{v,m}\right) - 1},\tag{1}$$

где $T_{v,m}$ – колебательная температура *m*-й колебательной моды; θ_m – характеристическая колебательная температура *m*-й колебательной моды, r_m – кратность вырождения *m*-й моды молекулы.

Для расчета турбулентных потоков энергии, массы и напряжений трения использовалась трехпараметрическая $K - \varepsilon - V_n$ модель турбулентности [1]. Для расчета скоростей образования компонентов использовались системы реакций из работ [2, 3].

В расчетах учитывались энергетические переходы [4–7], представленные в табл. 1–3. Для расчета скоростей энергетических переходов использовались модели из справочника [7].

V-Т процессы

Таблица 1

1.	$N_2(1) + M \rightleftharpoons N_2(0) + M$	8. $H_2O(100) + M \rightleftharpoons H_2O(000) + M$
2.	$CO_2(01^10) + M = CO_2(00^00) + M$	9. $H_2O(001) + M \rightleftharpoons H_2O(000) + M$
3.	$CO(1) + M \rightleftharpoons CO(0) + M$	10. $O_2(1) + M \rightleftharpoons O_2(0) + M$
4.	$H_2O(010) + M \rightleftharpoons H_2O(000) + M$	11. $OH(1) + M \rightleftharpoons OH(0) + M$
5.	$H_2(1) + M \rightleftharpoons H_2(0) + M$	12. $CO_2(00^01) + M = CO_2(00^00) + M$
6.	$HCl(1) + M \rightleftharpoons HCl(0) + M$	13. $Cl_2(1) + M \rightleftharpoons Cl_2(0) + M$
7.	$NO(1) + M \rightleftharpoons NO(0) + M$	

Таблица 2

Внутримолекулярные V-V процессы

14	$CO_{2}(00^{01}) + M = \left[CO_{2}(03^{1}0) + M\right]$	16. $H_2O(100) + M \rightleftharpoons H_2O(020) + M$
14.	$CO_2(00^{-1}) + M = CO_2(11^{1}0) + M$	17. $H_2O(001) + M \rightleftharpoons H_2O(020) + M$
15.	$CO_2(10^{\circ}0) + M = CO_2(02^{\circ}0) + M$	18. $H_2O(001) + M \rightleftharpoons H_2O(100) + M$

Таблица 3

Межмолекулярные	V-V' процессы	
-----------------	---------------	--

19.	$CO_2(00^01) + N_2(0) = CO_2(00^00) + N_2(1)$	27. $N_2(1) + O_2(0) = N_2(0) + O_2(1)$
20.	$CO_2(00^01) + CO(0) = CO_2(00^00) + CO(1)$	28. $CO_2(01^11) + N_2(0) = CO_2(01^10) + N_2(1)$
21.	$CO(1) + N_2(0) = CO(0) + N_2(1)$	29. $CO(1) + O_2(0) = CO(0) + O_2(1)$
22.	$N_2(1) + NO(0) = N_2(0) + NO(1)$	30. $CO_2(01^{1}1) + CO(0) = CO_2(01^{1}0) + CO(1)$
23.	CO(1) + NO(0) = CO(0) + NO(1)	31. $H_2(1) + H_2O(000) = H_2(0) + H_2O(001)$
24.	$CO_2(00^{\circ}1) + NO(0) = CO_2(00^{\circ}0) + NO(1)$	32. $H_2(1) + H_2O(000) = H_2(0) + H_2O(100)$
25	$CO_{1}(00^{0}0) + N_{1}(1) = \begin{cases} CO_{2}(03^{1}0) + N_{2}(0) \\ 0 \end{cases}$	33. $H_2(1) + OH(0) = H_2(0) + OH(1)$
25.	$CO_{2}(000) + N_{2}(1) - (CO_{2}(11^{1}0) + N_{2}(0))$	34. $H_2O(001) + OH(0) = H_2O(000) + OH(1)$
26	$CO(00^{0}0) + CO(1) = \int CO_2(03^{1}0) + CO(0)$	35. $H_2O(100) + OH(0) = H_2O(000) + OH(1)$
20.	$CO_2(000) + CO(1) = CO_2(11^{10}) + CO(0)$	

Уравнение переноса излучения (УПИ) для каждого излучающего газа при отсутствии рассеяния имеет вид

$$\frac{dI_{\eta}}{ds} = \kappa_{\eta} N \left(B_{\eta}^{ne} - I_{\eta} \right), \tag{2}$$

где N – число частиц излучающего компонента в единице объема, 1/см³; η – волновое число, 1/см; I_{η} – спектральная энергетическая яркость, Bt/(см²·ср·см⁻¹); κ_{η} – спектральный коэффициент поглощения, см².

В отличие от равновесного излучения в УПИ входит не яркость излучения абсолютно черного тела (АЧТ), а функция Планка для термически неравновесного излучения $B_{\eta}^{ne} = \frac{2hc^2\eta^3}{\left[\left(n_lg_u\right)/\left(n_ug_l\right)-1\right]}$, в которой g_u и g_l – кратности вырождения, h – постоянная Планка,

с – скорость света

Быстрый энергообмен в резонансных переходах внутри одной энергетической моды создает квазистационарное распределение Больцмана по соответствующим колебательным и вращательным температурам, поэтому для заселенности колебательно-вращательного уровня, характеризующегося колебательным уровнем V и *J*-м вращательным уровнем, справедлива следующая формула [5]: $n_{VJ} = NQ_V^{-1}Q_R^{-1}gX_RX_V$, где $g = g_Vg_J$; $g_J = 2J + 1 -$ статистический вес *J*-го вращательного уровня; g_V – статистический вес колебательная функция распределения; Q_V – колебательная функция распределения; T_R, X_V – определяют функции Больцмана по вращательной и колебательным температурам соответственно.

Функции X_{R}, X_{V} определяются следующим образом:

$$X_{R}(V,J,T_{R}) = \exp\left[-\frac{hc\omega_{R}(V,J)}{kT_{R}}\right], \quad X_{V}(V,T_{V}) = \exp\left[-\frac{hc\omega_{V}}{kT_{V}}\right], \quad (3)$$

где $\omega_R(V, J)$ – вращательная энергия молекулы для *J*-го вращательного уровня, 1/см; ω_V – колебательная энергия, соответствующая колебательному уровню *V*, 1/см. Для CO₂: $X_V(V, T_V) = \exp\left[-\frac{hc}{k}\left(\frac{\omega_{v_1v_2}t_{v_3} - \omega_{00^0v_3}}{T_{v,12}} + \frac{\omega_{00^0v_3}}{T_{v,3}}\right)\right]$, где $T_{v,12}$ – единая колебательная температура

симметричной и деформационной моды (резонанс Ферми); $T_{\nu,3}$ – колебательная температура асимметричной моды.

Для колебательных и вращательных энергий используются формулы Герцберга [5, 8].

Для решения УПИ применен метод k-распределения [9], который строго справедлив для термически равновесного газа, когда радиационные свойства газа определяются одной температурой. В термически неравновесном газе эти свойства зависят от нескольких температур, что потребовало создание базы данных для каждого компонента, в которой зависимость коэффициента поглощения k(g) получена для различных значений волновых чисел, температур всех мод и парциальных давлений газовых компонентов. При этом функция k-распределения использовалась с функцией Планка в качестве весового множителя.

Для тестирования описанной выше методики проведено сопоставление расчетов характеристик неравновесного излучения с экспериментальными данными и модельными результатами других авторов. Например, на рис. 1, 2 проведен анализ влияния температур различных энергетических мод CO₂ на интенсивность излучения. Рассматривался слой CO₂ толщиной 5 м при давлении 10² Па при различных соотношениях поступательной и колебательных температур.



Рис. 1. Спектральная энергетическая яркость слоя CO₂ толщиной 5 м при давлении 10^2 Па при различных соотношениях температур: *a* – диапазон 3400–3800 см⁻¹, *б* – диапазон 2000–2500 см⁻¹

Анализ результатов показывает, что увеличение поступательной температуры практически не влияет на интенсивность излучения (даже несколько снижает его). В районе 4.3 мкм температура $T_{CO2}(v2)$ слабо влияет на излучение. Это объясняется тем, что в этом диапазоне определяющее влияние имеет дезактивация асимметричной моды (v3). В районе 2.7 мкм излучение связано с переходами с верхних уровней $2v_2 + v_3$, $v_1 + v_3$, поэтому увеличение обеих колебательных температур приводит к росту излучения. Расчет с использованием равновесной температуры, равной 1500 К, завышает величину излучение по сравнению с неравновесными расчетами.



Рис. 2. Спектральная интенсивность излучения на высоте 110 км на длине факела 2 км: 1 – расчет равновесного излучения с использованием поступательной температуры; 2 – расчет неравновесного излучения

Для анализа влияния параметров внешнего потока на неравновесное излучение выполнен расчет сверхзвуковой струи горячих продуктов сгорания, истекающей из сопла с параметрами на срезе, представленными в работе [6].

Расхождение расчета излучения по неравновесной и равновесной методике, проведенное для сверхзвуковых струй на больших высотах, проявляется еще более сильно. Так, результаты расчетов интенсивности излучения на высоте 110 км в диапазоне 4.3 мкм (линии $CO_2(v3)$) отличаются более, чем на порядок (рис. 2).

Литература

1. Molchanov A. M., Bykov L. V. Three-Equation K-e-Vn Turbulence Model for High-Speed Flows // AIAA. 2013. Paper 2013-3181.

2. Connaire M. O., Curran H. J., Simmie J. M., Pitz W. J., Westbrook C. K. A Comprehensive Modeling Study of Hydrogen Oxidation // Int. J. of Chemical Kinetics. 2004. Vol. 36. Pp. 603–622.

3. Molchanov A. M. Numerical Simulation of Supersonic Chemically Reacting Turbulent Jets // AIAA. 2011. P. 2011-3211.

4. Blauer J. A., Nickerson G. R. A Survey of Vibrational Relaxation Rate Data for Processes Important to CO_2 -N₂-H₂O Infrared Plume Radiation // Ultrasystems, Incorporated. 1973. Report Number 0455177.

5. Ачасов О. В. Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах. Минск: Наука и техника, 1985. – 208 с.

6. Vitkin E. I., Karelin V. G., Kirillov A. A., et. al. Physico-Mathematical Model of Rocket Exhaust Plumes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1997. Vol. 40, No. 5. Pp. 1227–1241.

7. Физико-химические процессы в газовой динамике: Справочник. Т. 2: Физикохимическая кинетика и термодинамика / Под ред. Г. Г. Черного и С. А. Лосева. М.: Научноиздательский центр механики, 2002. – 368 с.

8. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М.: ИЛ, 1949. – 648 с.

9. Молчанов А. М., Никитин П. В. Узкополосная база данных для расчета излучения продуктов сгорания с использованием k-распределения // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6, № 10. С. 448–455.

УДК 536:621.793, 629.78.023.226

ЭНЕРГО- И МАССООБМЕН ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМИ ГЕТЕРОГЕННЫМИ ПОТОКАМИ

П. В. Никитин

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Математическая модель течения неизотермической гетерогенной смеси. Исследование процесса формирования покрытий низкотемпературным газодинамическим методом (НТГДМ-технология) сопрягается с решением как газодинамической задачи, так и задачи межфазного теплообмена. Такая задача решается, например, при течении неизотермической гетерогенной смеси в газодинамических ускорителях. Согласно предложенной академиком X. А. Рахматулиным концепции, процесс газодинамики течения гетерогенных потоков в таких каналах и в свободном пространстве описывается системой уравнений Навье – Стокса.

Согласно указанной концепции, соотношение массовых концентраций фаз в гетерогенной смеси должно изменяться в пределах: массовая концентрация частиц до 10%, массовая концентрация газовой фазы более 90%. При этом предполагается, что полидисперсность частиц порошка может варьироваться в пределах 2–20 мкм (субмикронный диапазон).

При таких соотношениях массовых концентраций фаз течение газа в ускорителе подчиняется основным положениям механики сплошной среды, а субмикронные частицы перемещаются в ускорителе по струйкам тока газового потока [1, 2].

Кроме того, в первом приближении при разработке математической модели принималось, что течение газовой фазы в ускорителе одномерное, невязкое, изоэнтропическое. Для такого течения размеры ускорителя и распределение скорости по его длине описываются уравнениями термо- и газодинамики для идеального газа:

- уравнение неразрывности газового потока в критическом сечении

$$m_{\rm ras} = \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} F_{\rm kp} \sqrt{\frac{k}{R}} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{(k+1)}{2(k-1)}},\tag{1}$$

– уравнение корреляции площади сечений ускорителя F(x) и скорости потока M(x) по продольной оси x:

$$\frac{F(x)}{F_{\rm kp}} = \frac{1}{M(x)} \left\{ \left(\frac{2}{k+1} \right) \left(1 + \frac{k-1}{2} \left[M(x) \right]^2 \right) \right\}^{\frac{k+1}{2(k-1)}}.$$
(2)

При расчете одномерного течения гетерогенной смеси в ускорителе с учётом вязкости газа-носителя использовалась математическая модель, составленная на базе уравнений Навье – Стокса. Уравнение для одномерного стационарного течения каждой из фаз решалось при следующих допущениях:

- фазы гетерогенной смеси локально однородные;

- межфазовые превращения отсутствуют;

- взаимодействие между частицами отсутствует;

- отсутствует дробление частиц или их коагуляция;

- на частицу действует только сила аэродинамического сопротивления газовой фазы.

В такой постановке уравнения сохранения для течения каждой *i*-й фазы с массовой концентрацией *c_i* могут быть представлены в следующем виде:

- уравнение неразрывности

$$\frac{\partial (c_i \rho_i u_i)}{\partial x} = 0, \qquad (3)$$

- уравнение движения

$$c_i \rho_i u_i \frac{du_i}{dx} = -\frac{d(c_i p)}{dx} + R_{iapp}, \qquad (4)$$

где для газовой фазы $u_i \equiv u(x)$, для твердой фазы $u_i \equiv V_p(x)$, $R_{i,app}$ – сила аэродинамического сопротивления межфазного взаимодействия:

$$R_{iasp} = C_{asp} \frac{\rho_i(x)_{ras} \left[u(x) - V_p(x) \right]^2}{2} f_{MH_A} n, \qquad (5)$$

где $\rho_i(x)_{ras}$ – изменение плотности газа по длине ускорителя; f_{MUZ} – площадь миделева сечения частицы; n – число частиц в единице объема:

$$n = \frac{6c_i}{d_p^3},$$

где d_p – диаметр частицы; u(x) – изменение скорости газовой фазы вдоль сопла; $V_p(x)$ – изменение скорости твердой фазы вдоль сопла; C_{asp} – коэффициент аэродинамического сопротивления сферы субмикронного диапазона (рассчитывается по соотношениям, предложенным в [3]): уравнение энергии

$$c_i \rho_i u_i \frac{d}{dx} \left(\frac{u_i^2}{2} \right) = -\frac{\partial (c_i p u_i)}{\partial x} + Q_{i_{\text{KOH}}}, \qquad (6)$$

где для газовой фазы $u_i = u_{ras}$, а для твердой фазы $u_i = V_p$; $Q_{iкон}$ – тепловой поток межфазного конвективного теплообмена в единице объема гетерогенной смеси, т. е. $Q_{iкон} = Q_{кон}$ представляется уравнением конвективного теплообмена Ньютона в виде

$$Q_{\rm KOH} = \alpha \left(x \right) \left[T \left(x \right)_{\rm Fa3} - T \left(x \right)_{\rm p} \right] f_{\rm p} n , \qquad (7)$$

где $\alpha(x)$ – изменение среднего коэффициента теплоотдачи между газовой и твердой фазами вдоль сопла, $T(x)_{ras}$ и $T(x)_p$ – изменение температуры газа и частицы вдоль сопла соответственно, $f_p = \pi d_p^2$ – площадь боковой поверхности частицы, как и ранее $n = 6c_i/d_p^3$.

Записанная система уравнений решается численным методом для соответствующих граничных условий.

Математическая модель процесса натекания сверхзвукового гетерогенного потока на плоскую преграду. Газодинамика течения сверхзвукового гетерогенного потока над поверхностью тел разной формы применительно НТГДМ-технологии можно дифференцировать на две несвязанные задачи. Первую из них можно классифицировать как задачу обтекания тел сферической формы безграничным по сравнению с телом сверхзвуковым потоком. Такая задача решена в работе [2].

При реализации НТГДМ-технологии, как правило, используются сверхзвуковые гетерогенные потоки малых размеров. В таком случае вторая задача газодинамики течения может быть классифицирована как задача натекания сверхзвуковой гетерогенной струи конечных размеров на преграду [3]. Ниже проведен анализ особенностей натекания на твердую стенку сверхзвукового гетерогенного потока.

Приближенная математическая модель расчета течения при натекании сверхзвукового гетерогенного потока на плоскую преграду. Схема такого течения представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема течения сверхзвукового гетерогенного потока на участке H от среза сопла до преграды: 1 – ударная волна, 2 – висячий скачок уплотнения, 3 – отраженный скачок уплотнения, 4 – граница поворота потока, 5 – внешняя граница потока, 6 – траектории частиц, 7 – ускоритель, 8 – преграда; h – толщина сжатого слоя, X_C – координата ударной волны от среза ускорителя, $\alpha_{\text{нач}}$ – начальная угловая координата отраженного скачка, φ – текущая угловая координата поворота потока

В общем случае задача двухмерная, так как при переходе через отошедшую ударную волну и сжатый слой вектора скоростей газовой и твердой фаз меняют свое направление. В работе предлагается приближенный подход к решению данной задачи. Это значит, что метод позволяет рассчитать параметры твердой фазы (частиц) непосредственно перед ударом о поверхность, т. е. на начальном участке свободного гетерогенного потока от среза сопла до ударной волны. Этот участок определяется координатой вдоль оси потока X = H - h (рис. 1).

На этом участке газодинамика течения гетерогенного потока у поверхности стенки описывается уравнениями Прандтля – Майера [4].

Система уравнений позволяет рассчитать угол поворота потока у в виде

$$\gamma = \alpha - \varphi - (\alpha_{\text{Hav}} + \varphi_{\text{Hav}}), \qquad (8)$$

где α – текущий угол распространения малых возмущений в потоке, ϕ – текущий угол наклона висячего скачка уплотнения, $\alpha_{\text{нач}}$ – угол распространения малых возмущений на срезе сопла, $\phi_{\text{нач}}$ – текущий угол наклона висячего скачка уплотнения на срезе сопла (рис. 1).

В свою очередь, из газовой динамики [5] следует:

$$\varphi_{\text{Hav}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \arcsin \sqrt{\frac{k-1}{2} \left(\lambda_{\text{cp}}^2 - 1\right)}, \qquad (9)$$

$$\alpha_{_{\rm Hay}} = \arcsin\frac{1}{M_{_{\rm cp}}},\tag{10}$$

$$\varphi = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \arccos\left[\sqrt{\frac{k+1}{2}} \left(\frac{P_n}{P_0}\right)^{\frac{k-1}{2k}}\right],\tag{11}$$

$$\alpha = \arcsin\frac{1}{M},\tag{12}$$

$$\lambda_{\rm cp} = \frac{M_{\rm cp}}{\left[\frac{2}{k+1}\left(1 + \frac{k-1}{2}M_{\rm cp}^2\right)\right]^{\frac{1}{2}}},\tag{13}$$

$$M = \frac{\left(\frac{2}{k+1}\lambda^{2}\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^{2}\right)^{\frac{1}{2}}},$$
(14)

$$\lambda(\varphi) = \left[1 + \frac{2}{k-1}\sin^2\left(\varphi\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}\right)\right],\tag{15}$$

где λ_{cp} и M_{cp} – газодинамические функции на срезе сопла.

Решение системы (9)–(15) осуществляется с использованием параметров гетерогенного потока на срезе сопла, полученных из расчета по алгоритму, изложенному выше. Расчет ведется методом итераций от среза сопла до сечения X_c (рис. 1), которое рассчитывается с использованием соотношения [2, 4]

$$X_{c} = 0.745 d_{cp} M_{cp} \sqrt{kn} - 0.83 d_{cp} M_{cp} \exp\left(-1.73 \frac{x_{p}}{d_{cp} M_{cp} \sqrt{kn}}\right),$$
 (16)

где d_{cp} и M_{cp} – диаметр и число Маха на срезе сопла, $n = P_{cp}/P_{H}$, P_{H} – давление окружающей среды.

Параметры газа за прямым скачком уплотнения, вследствие того, что параметры частиц при переходе через ударную волну не претерпевают разрыва, определяются соотношениями Ренкина – Гюгонио в виде

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2k}{k+1}M_1^2 - \frac{k-1}{k+1}; \quad \frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2}; \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)\frac{1}{M_1^2} + \frac{k-1}{k+1}, \tag{17}$$

где индексы «1» и «2» представляют параметры газа до и после скачка соответственно.

В докладе предложен общий алгоритм и проведен расчёт параметров частиц (скорости, температуры и их распределение) в сверхзвуковом гетерогенном потоке.

Литература

1. Лепешинский И.А. Газодинамика одно- и двухфазных течений в реактивных двигателях. М.: Изд-во МАИ, 2003. – 312 с.

2. Никитин П. В. Гетерогенные потоки в инновационных технологиях. М.: «Янус-К», 2010. – 245 с.

3. Стернин Л. Е., Шрайбер А. А. и др. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980. – 172 с.

4. Михатулин Д. С., Полежаев Ю. С. Моделирование процесса теплоэрозионного воздействия двухфазных сред // МЖГ. 1989. № 4. С. 92–98.

5. Стернин Л. Е., Шрайбер А. А. Многофазные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1994. – 320 с.

6. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. – 888 с.

УДК 621.565.952.78

К РАСЧЕТУ ТЕПЛООБМЕНА КОРИДОРНЫХ ПУЧКОВ ИЗ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ РЕБРИСТЫХ ТРУБ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УГЛАХ НАКЛОНА ТРУБ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

А. В. Новожилова, З. Г. Марьина, Е. А. Львов

Северный (Арктический) федеральный университет имени М. В. Ломоносова, г. Архангельск, Россия

Исследование процессов свободной конвекции имеет большое значение в связи с проблемой отвода тепловой энергии в различных технических приборах и технологических системах, в которых другие способы отвода теплоты невозможны, непригодны или неэкономичны. Теплообменные аппараты с ребристой поверхностью теплообмена широко применяются в различных областях промышленности. Для обоснования выбора поверхности теплообмена требуется надежная оценка коэффициентов теплоотдачи от оребренных поверхностей. При установке пучков под некоторым наклоном к горизонтальной плоскости изменяется режим аэродинамического обтекания труб потоком газов. Это позволяет получить более высокие коэффициенты теплоотдачи, не ухудшая аэродинамических свойств пучка. Теоретические методы расчетов теплоотдачи сложны, громоздки и трудноосуществимы. Поэтому для расчета свободно-конвективной теплоотдачи оребренных поверхностей принято использовать критериальные уравнения, полученные экспериментально. В основу метода положено условие подобия тепловых процессов. В научно-технической литературе в достаточном объеме рассмотрены вопросы, связанные с теплоотдачей одиночных оребренных труб и горизонтальных пучков из оребренных труб. Предложенные критериальные уравнения охватывают необходимый диапазон изменения геометрических параметров труб и пучков. Обобщающие уравнения для наклонных коридорных пучков оребренных труб представлены единичными работами [1–4].

Цель работы – получение обобщающего критериального уравнения для расчетов теплоотдачи с поверхности нагрева теплообменных аппаратов с коридорными пучками из БРТ при различных углах наклона в условиях естественной конвекции воздуха на основе экспериментальных данных.

Экспериментальные исследования выполнены на промышленных биметаллических трубах с накатными алюминиевыми ребрами следующих параметров: $d \times d_0 \times h \times s \times \Delta \times l = 55,6 \times 26,5 \times 14,55 \times 2,91 \times 0,75 \times 300$ мм, $\varphi = 16,8$. Материал ребристой оболочки – алюминиевый сплав АД1М, материал несущей трубы – латунь Л68. Диаметр несущей трубы $d_{\rm H} = 25$ мм, толщина стенки $\delta = 2$ мм. Опыты проводились на установке, описание которой приведено в [2]. Во время экспериментов электрическая мощность, подводимая к каждому калориметру, изменялась в пределах $W_i = 8$ –202 Вт, температура стенки у основания ребер калориметра составляла $t_{\rm ct} = 26$ –231 °C; температура окружающего воздуха в камере $t_0 = 10$ –25 °C.

Было исследовано два варианта компоновки коридорных пучков: с шагами расположения труб в вертикальной решетке $S_1 = 70$ и 76 мм, которым соответствовали шаги расположения труб в горизонтальной решетке $S_2 = 61$ и 64 мм (относительные шаги составили $\sigma_1 = 1,258$ и 1,366 и $\sigma_2 = 1,096$ и 1,150 соответственно). Горизонтальные коридорные пучки (рис. 1, *a*) устанавливались под различными углами наклона к горизонтальной плоскости с помощью специальной системы растяжек. Угол γ – это угол, образованный осями труб коридорного пучка и горизонтальной поверхностью (рис. 1, *b*); угол ω – это угол, образованный продольной осью наклонного пучка и горизонталью (рис. 1, *b*). На двух моделях двух-, трех- и четырехрядных пучков с шагами $S_1 = 70$ мм, $S_2 = 61$ мм и $S_1 = 76$ мм, $S_2 = 64$ мм были проведены опыты с наклоном осей труб под углом $\gamma = 0^\circ$; 15° ; 30° ; 45° ; 60° к горизонтальной плоскости. На двух- и трехрядных пучках с шагами $S_1 = 70$ мм, $S_2 = 61$ мм $\omega = 0^\circ$; 15° ; 30° ; 45° ; 60° .



Рис. 1. Трехрядные коридорные пучки: *a* – горизонтальные; *б* – при угле наклона осей труб γ к горизонтальной плоскости; *в* – при угле наклона оси пучка ω; 1 – калориметры

Результаты опытов обрабатывались и представлялись в числах подобия Нуссельта Nu = $\frac{\alpha_{\kappa} d_0}{\lambda}$ и Релея Ra = Gr Pr = $\frac{g\beta d_0^3 (t_{cr} - t_0)}{va}$. За определяющий размер был принят диаметр трубы по основанию ребер d_0 . В качестве определяющей температуры при обработке опытных данных по средней свободно-конвективной теплоотдаче пучка была принята температура стенки t_{cr} для v, a, λ и температура окружающего воздуха t_0 для β . Результаты экспериментальных исследований с отклонением опытных данных ±5 % аппроксимированы степенной зависимостью вида

$$Nu = ARa^{n}.$$
 (1)

Значения постоянных A и n при различных углах наклона приведены для пучков с шагами $S_1 = 70$ мм, $S_2 = 61$ мм в табл. 1, с шагами $S_1 = 76$ мм, $S_2 = 64$ мм – в табл. 2.

Таблица 1

Значения постоянных A и n в формуле (1) при углах наклона γ и ω для пучков с шагами $S_1 = 70$ мм, $S_2 = 61$ мм

Постоян-	ү, град					ω, Ι	трад		
ные	0	15	30	45	60	15	30	45	60
			ДЛЯ	двухрядн	ых пучко)B			
$A \cdot 10^3$	1,95	1,27	1,2	1,1	0,95	1,8	1,95	1,85	1,63
п	0,59	0,63	0,63	0,63	0,63	0,61	0,61	0,61	0,61
			для	трехрядн	ых пучкс	B			
$A \cdot 10^3$	2,8	2,3	2,25	2,11	1,93	1,35	1,52	1,43	1,25
п	0,5	0,56	0,56	0,56	0,56	0,63	0,63	0,63	0,63
	для четырехрядных пучков								
$A \cdot 10^3$	4,8	5,3	5,3	5,0	4,4	2,38	3,0	2,7	2,35
n	0,48	0,47	0,47	0,47	0,47	0,56	0,56	0,56	0,56

Таблица 2

Значения постоянных A и n в формуле (1) при углах наклона γ для пучков с шагами $S_1 = 76$ мм, $S_2 = 64$ мм

Постоян-	ү, град							
ные	0	15	30	45	60			
	для двухрядных пучков							
$A \cdot 10^3$	2,2	3,1	3,15	2,9	2,6			
п	0,58	0,55	0,55	0,55	0,55			
	для трехрядных пучков							
$A \cdot 10^3$	2,25	2,2	2,3	2,18	1,95			
n	0,57	0,57	0,57	0,57	0,57			

Как показали опытные данные, при углах наклона больше 60° происходило резкое снижение теплосъема с поверхности труб, что объясняется тем, что режим обтекания таких пучков труб приближался к режиму обтекания вертикальных пучков труб, механизм теплоотдачи с поверхности которых имеет совершенно иной характер: при вертикальном расположении трубы в межреберном пространстве практически отсутствует циркуляция воздуха, и весь конвективный тепловой поток отводится с торцевой поверхности ребер.

Теплоотдача двухрядных коридорных пучков имеет максимум при углах наклона $\gamma = 15^{\circ}$, четырехрядных – при $\gamma = 30^{\circ}$, при этом угол наклона осей труб по отношению к горизонтальной плоскости γ практически не влияет на теплоотдачу трехрядных пучков.

Для всех моделей исследованных пучков характерен ярко выраженный максимум теплоотдачи при угле наклона продольной оси пучка $\omega = 30^{\circ}$. Теплоотдача пучков при $\omega = 15^{\circ}$ и $\omega = 45^{\circ}$ практически не отличается.

С увеличением числа рядов в пучке его средняя теплоотдача снижается. Вследствие особенностей расположения первого ряда во всех моделях пучков при любых пространственных положениях он имеет наибольшее значение коэффициента теплоотдачи.

Из изложенного выше можно сделать следующие выводы. Свободно-конвективный теплообмен имеет сложную картину течения. Подобрать единое критериальное уравнение вида (1) затруднительно.

Обобщенное критериальное уравнение учитывает все геометрические параметры пучка, его пространственное положение и теплофизические параметры среды:

$$Nu = f(Ra, \gamma, \omega, z, \sigma_1, \sigma_2).$$
⁽²⁾

Анализ проведенных исследований по обобщению экспериментальных данных по свободно-конвективному теплообмену показал, что зависимость числа Nu от числа Ra имеет степенной характер. Эксперименты показали, что зависимость теплоотдачи от угла γ имеет косинусоидально-степенную зависимость, а от угла ω – синусоидально-степенную.

Коэффициенты в обобщающем уравнении определялись с помощью среды Excel (функция «поиск решения»). Основным критерием в определении коэффициентов является минимум средней погрешности (между опытным значением числа Nu и расчетным).

В результате было получено следующее уравнение

$$Nu = 1.9 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma_1^{-30.55} \sigma_2^{54.3} z^{-0.34} Ra^{0.55} \left[\sin^{3.44} \left(56 + \omega \right) + \cos^{0.45} \gamma \right].$$
(3)

Максимальная погрешность для (3) составляет 12,8%, при этом средняя относительная погрешность по всем опытам не превышает 3,72%, что позволяет использовать данную формулу для технических расчётов. Анализ формулы (3) показывает, что теплоотдача пучка возрастает при увеличении относительного шага в вертикальной решетке σ_1 , при увеличении числа Рэлея и при углах наклона пучка $\gamma = 30-40^\circ$ и $\omega = 0^\circ$. Снижение теплоотдачи пучка наблюдается при увеличении числа вертикальных рядов *z* и при возрастании относительного шага в горизонтальной решетке σ_2 .

Область применения полученной зависимости следующий: 1) относительный шаг в вертикальной решетке: $\sigma_1 = 1,258$ и 1,366; 2) относительный шаг в горизонтальной решетке: $\sigma_2 = 1,096$ и 1,150; 3) число вертикальных рядов в пучке z = 2, 3, 4; 4) диапазон чисел Рэлея: Ra = 20 000–76 000; 5) угол наклона осей труб пучка $\gamma = 0-60^\circ$; 6) изменение угла наклона продольной оси пучка $\omega = 0-60^\circ$.

На рис. 2 сравниваются экспериментальные и расчётные значения чисел Nu при значениях относительной погрешности ±10%.



Как видно из графика, в рабочем диапазоне числа Nu = 0,6-1,4 погрешность составляет менее 8%, менее 10% опытных точек выходят за эти пределы. Это позволяет использовать полученную обобщающую зависимость для проектирования широкого круга теплообменных аппаратов с различной конфигурацией пучков.

Литература

1. Мартыненко О. Г., Соковишин Ю. А. Свободно-конвективный теплообмен: Справочник. Минск: Наука и техника, 1982. – 400 с.

2. Позднякова А. В. Совершенствование характеристик и разработка методики расчета промежуточных калориферов лесосушильных камер. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Архангельск: Арханг. гос. техн. ун-т, 2003.

3. Новожилова А. В. Свободно-конвективный теплообмен коридорных наклонных пучков из ребристых труб // Наука и технологии. Материалы XXXII Всерос. конф. по проблемам науки и технологий. 12–14 июня 2012. Миасс: МСНТ, 2012. С. 116–118.

4. Новожилова А. В., Марьина З. Г., Верещагин А. Ю., Кунтыш В. Б. Исследование свободно-конвективного теплообмена коридорных ребристых пучков при различных углах наклона труб // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 24–28 сентября 2012 г. Минск, 2012. С. 221–224.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА СИСТЕМ ПОРИСТОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ ВЛИЯНИИ ПУЛЬСАЦИЙ ГАЗА-ОХЛАДИТЕЛЯ

В. А. Овчинников, А. С. Якимов

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Вибрационные и колебательные процессы сопровождают некоторые явления природы и могут быть как вредны, так и полезны. Колебательное движение газа и жидкости служат причиной интенсификации широкого круга процессов тепломассообмена и приводит к усилению теплообмена тел, сушки, диффузии, электроосаждения и т. д.

Системы пористого охлаждения широко применяются в технике: испарительные системы, фильтры, элементы тепловой защиты летательных аппаратов [1]. Эксплуатация таких систем может сопровождаться возмущениями, акустическими колебаниями, вибрациями стенок, пульсациями давлений, турбулентными шумами. В зависимости от типа возмущений, амплитуды и частоты колебаний тепловые и фильтрационные характеристики пористых материалов могут искажаться [1].

Целью данной работы является теоретическое исследование систем пористого охлаждения в присутствии малых энергетических возмущений, а также сравнение полученных результатов с известными.

Считается, что в зоне l (рис. 1) задан переменный конвективный тепловой поток $q_w(v, t)$, действующий на теплозащитный материал определенное время, тогда, согласно [2], для нахождения теплового потока на проницаемой пластине, обтекаемой турбулентным потоком газа, имеем

$$q_{w}^{(1)} = \frac{(\rho v)_{w} (h_{e} - h_{w}^{(1)}) \exp\left(\frac{1 - \Pr}{1 + \Pr}b\right)}{1 + \frac{2b}{\Pr} \exp\left(\frac{b}{1 + \Pr}\right) - \exp\left(\frac{1 - \Pr}{1 + \Pr}b\right)},$$

$$b = \frac{(\rho v)_{w}}{(\alpha / c_{p})_{0}}, \quad \left(\frac{\alpha}{c_{p}}\right)_{0} = \left(\frac{\alpha}{c_{p}}\right)_{in} \left[1 + \frac{A\cos(ft)}{(\alpha / c_{p})_{in}}\right], \quad f = 2\pi v, \quad h_{w}^{(1)} = c_{p2}T_{1w}, \quad c_{p2} = a_{1} + 2a_{2}T_{2w},$$

где $\Pr = (c_p \mu / \lambda)_e, a_1, a_2$ – постоянные.

В завесной зоне 2 (для задания граничных условий) воспользуемся формулой из [1], в которой учитывается влияние вдува на тепловой поток в виде модификации В. П. Мугалева:

$$q_{w}^{(2)} = \left(\frac{\alpha}{c_{p}}\right)_{in} (1 - k_{1}b^{k_{2}})(h_{e} - h_{w}^{(2)}), \quad h_{w}^{(2)} = c_{p2}T_{w}, \quad b = \frac{(\rho v)_{w}(y=0)}{(\alpha/c_{p})_{in}(\pi/2 - z)},$$

где $z = y/L_3$ $1 \le z \le 1 + L_4/L_3$, k_1 , k_2 – постоянные.



Рис. 1. Схема обтекания тела

Считается, что коэффициент теплопроводности λ_1 каркаса теплозащитного материала известен из [1]

$$\lambda_1 = \lambda_1(T_1) + \lambda', \quad \lambda' = \frac{\pi c_{p2} \rho_2 \varphi B^2 \nu}{\sqrt{2}}$$

Выражение для эффективной вязкости $\mu_{e\!f\!f}$ в законе Дарси возьмем в виде модификации Эйнштейна:

$$\mu_{eff} = \mu [1 + C \cos(tf)], \quad 0 < C \le 0.2.$$

Задача расчета характеристик теплообмена сводится к решению системы уравнений сохранения [1]:

в области 1 (рис. 1) -

$$\frac{\partial(\rho_2 v \varphi)}{\partial x} = 0, \qquad (1)$$

$$\rho_1 c_{p1} (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial y} \right] - A_v (T_1 - T_2), \qquad (2)$$

$$c_{p2}\left(\rho_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial t}+\rho_{2}\nu\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial y}\right)+A_{\nu}(T_{1}-T_{2}),\qquad(3)$$

$$\alpha_{\mu}\mu_{ef}\nu + \beta_{\nu}\rho_{2}\varphi\nu|\nu| = -\frac{\partial P}{\partial x}, \qquad (4)$$

$$P = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, \quad \lambda_2 = \lambda_{2in} \sqrt{\frac{T_2}{T_{in}}}, \quad \mu = \mu_{in} \sqrt{\frac{T_2}{T_{in}}},$$

в области 2 (сплошная стальная окантовка на рис. 1) –

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right).$$
(5)

Система уравнений (1)–(5) решалась с учетом начальных и граничных условий, описанных в [1]. Расход газа-охладителя будем определять из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [3]. Давление на внутренней «холодной» поверхности пластины определялось в виде

$$P_{L_1} = k P_{e0}. \tag{6}$$

Постоянная k задавалась так, чтобы обеспечить необходимый расход охладителя (в частности, не достигалась температура плавления стальной оболочки 1600 К [3]) на участке теплового воздействия от t = 0 до $t = t_k$. Для численного решения системы уравнений (2), (3), (5) использовалась неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема [4].

Теплофизические и структурные характеристики пористого материала для образца из спеченного порошка нержавеющей стали приведены в [5], а для воздуха – в [6]. Теплофизические коэффициенты сплошной стали (окантовки) $\lambda(T)$, $c_p(T)$ в зависимости от температуры взяты из [7], а величины α_{μ} и β_{ν} – из [8]. Приводимые ниже результаты получены при $T_{in} = 293$ K, $(\alpha/c_p)_{in} = 0.2$ кг/(с·м²), A = 0.03 кг/(с·м²), $h_e = 1.449 \cdot 10^7$ Дж/кг, $L_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $L_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $L_3 = 9.5 \cdot 10^{-3}$ м, $L_4 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\lambda_1(T_1) = 2.92 + 4.510^{-3} \cdot T_1$ Вт/(м·К), $\rho_1 c_{p1}(T_1) = (1252 + 0.544 \cdot T_1) \cdot 10^3$ Дж/(К·м³), $B = 10^{-3}$ м, $t_k = 10$ с, $\varphi = 0.36$ –0.67, $a_1 = 965.5$, $a_2 = 0.0735$, C = 0.2.

В табл. 1 приведена зависимость экспериментальной $T_w(0)$ [8] и расчетной $T_{1w}(0)$ температур внешней поверхности проницаемой стали от величины расхода газа-охладителя, параметра *k* в формуле (6) и пористости $\varphi = 0.36$ в отсутствие периодических возмущений газа-охладителя ($\nu = 0$). Как видно из табл. 1, отличие относительной погрешности (Δ) расчетной температуры поверхности от экспериментальной составляет не более 11.9%.

В табл. 2 приведены зависимости внешней поверхности каркаса пористой стали T_{1w} от расхода газа-охладителя при $\varphi = 0.4$, v = 0 и v = 5.2 с⁻¹. Расчету отвечают значения $T_{1w}(0)$ при x = y = 0, экспериментальному результату $T_w(0)$, взятые из [9]. Отличие относительной погрешности численного решения от эксперимента составляет не более 18.2% при v = 0 и 17.1% при v = 5.2 с⁻¹.

Таблица 1

k	$(\rho v)_{w}(0), \kappa r/(c \cdot m^{2})$	<i>T_w</i> (0), K	$T_{1w}(0), K$	Δ, %
1.072	0.2	1224	1370	11.9
1.092	0.4	1044	968	7.2
1.105	0.6	792	763	3.7
1.122	0.8	648	589	9.1

Зависимость относительной погрешности температуры поверхности Δ от расхода газа-охладителя $(\rho v)_w$ и параметра k

Таблица 2

Относительная погрешность расчетной температуры внешней поверхности каркаса в зависимости от расхода газа-охладителя при отсутствии и влиянии пульсаций

Параметри	v, c^{-1}							
Парамстры	0				5.2			
$(\rho v)_{w}(0), \kappa r/(c \cdot m^{2})$	0.4	0.8	1.2	1.4	0.4	0.8	1.2	1.4
$T_{w}(0), K$	1080	666	504	450	900	594	450	360
$T_{1w}(0), K$	933	578	412	373	752	492	375	339
Δ, %	13.6	13.2	18.2	17.1	16.4	17.1	16.6	5.8

Работа выполнена по гос. заданию № 9.1024.2014/к Минобрнауки РФ.

Обозначения

х и у – пространственные координаты, м; Р – давление, Па; v – скорость фильтрации газа-охладителя в области 1, м/с; р – плотность, кг/м³; A_v – коэффициент объемного теплообмена между газом и каркасом, Вт/(К·м³); R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); α_{μ} – вязкостный коэффициент в нелинейном законе Дарси, м⁻²; β_{ν} – инерционный коэффициент в законе Дарси, м⁻¹; *М* – молекулярная масса воздуха, кг/моль; L_i , i = 1, 2, 3, 4 – толщины и длины оболочек l и 2 на рис. 1, м; $(\rho v)_w$ – расход газа-охладителя в порах теплозащитного материала, кг/(M^2 ·c); h – энтальпия, M^2/c^2 , λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); c_p – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); µ – динамическая вязкость, Па·с; (α/c_p) – коэффициент теплообмена, кг/(м²·с); φ – пористость; *B* – амплитуда пульсаций стенки каркаса теплозащитного материала, м; А – амплитуда пульсаций газового потока, кг/(с·м²); v – частота периодических возмущений, с⁻¹; t – время, с; T – температура, К. Индексы: k – момент окончания теплового воздействия; штрих – пульсация характеристик теплообмена; eff - эффективное значение; e - внешняя граница пограничного слоя, w внешняя нагреваемая поверхность обтекаемого тела, 0 – отсутствие вдува с поверхности; *in* – начальное значение (отсутствие пульсаций), 1 и 2 внизу – каркас и газ в области *l*; (1) и (2) вверху – область 1 и 2 на рис. 1; L₁ – внутренняя сторона обтекаемого тела.

Литература

1. Гришин А. М., Голованов А. Н., Зинченко В. И., Ефимов Е. К., Якимов А. С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. – 358 с.

2. Совершенный В. Д. Инженерные формулы для расчета трения на проницаемой поверхности в турбулентном потоке газа // ИФЖ. 1967. Т. 12, № 4. С. 538–539.

3. Андриевский Р. А. Пористые металлокерамические материалы. М.: Металлургия, 1964. – 187 с.

4. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. – 552 с.

5. Алифанов О. М., Трянин А. П., Ложкин А. Л. Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи // ИФЖ. 1987. Т. 52, № 3. С. 461–469.

6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физико-математическое государственное издание, 1963. – 670 с.

7. Зиновьев В. Ф. Родионов В. И. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справочник. М.: Металлургия, 1989. – 383 с.

8. Голованов А. Н., Рулева Е. В., Якимов А. С. Моделирование процесса тепломассообмена систем пористого охлаждения при наличии малых энергетических возмущений // ТВТ. 2011. Т. 49, № 6. С. 914–921.

9. Голованов А. Н., Рулева Е. В. О влиянии периодических пульсаций газа-охладителя на характеристики теплообмена в системе пористого охлаждения // Вестник ТГУ. Математика и механика. 2011. № 2 (14). С. 85–90.

УДК 621.039

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ НА ТЕПЛООБМЕН В ПОТОКЕ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В КРУГЛОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРУБЕ

Д. А. Огнерубов¹, Я. И. Листратов^{1,2}, В. Г. Свиридов^{1,2}, О. Ю. Зиканов³

¹Национальный исследовательский университет "Московский энергетический институт" (НИУ "МЭИ"), г. Москва, Россия yaroslav.listratov@gmail.com ²Объединенный институт высоких температур (ОИВТ) РАН, г. Москва, Россия ³University of Michigan – Dearborn, ит. Мичиган, США

Введение. В данной работе исследуется влияние свободной конвекции на теплообмен в потоке жидкого металла в круглой горизонтальной трубе. Как правило, свободная конвекция приводит к увеличению усредненного коэффициента теплоотдачи, увеличению неравномерности поля скорости и температуры по поперечному сечению потока, в том числе и по периметру стенки канала. В некоторых режимах неравномерность температуры стенки по периметру достигает существенных значений, что приводит к появлению существенных термических напряжений в материале стенки канала, которые могут быть сопоставимы с пределом прочности материала трубы [1]. По этой причине, важно знать границы начала влияния свободной конвекции на коэффициент теплоотдачи и неравномерность температуры по периметру стенки. Эти вопросы актуальны для систем охлаждения, использующих жидкие металлы в качестве теплоносителя, например, для системы охлаждения бланкета термоядерных реакторов.

Вопрос влияния свободной конвекции на теплообмен уже ранее исследовался авторами и был представлен в [2]. В данной работе представлены материалы, которые уточняют и дополняют приведенные ранее результаты.

Постановка задачи. Для решения поставленных вопросов использовался численный метод моделирования гидродинамики и теплообмена методом прямого численного моделирования (DNS) [3]. Использовалась расчетная область длиной 5 калибров, схематичное изображение которой с отображением граничных условий представлено на рис. 1.



Рис. 1. Схема расчетной области рассматриваемой задачи

В расчетах учитывалось вынужденное течение теплоносителя с заданным расходом, теплообмен, а также воздействие свободной конвекции в приближении Буссинеска. Задача решалась в периодической постановке на входе/выходе для поля скорости, давления и температуры. На стенке было задано граничное условие второго рода (постоянный тепловой поток) с условиями прилипания на стенке (скорость на стенке равна нулю).

Исследуемые диапазоны и значения режимных параметров (числа Re, Gr и Pr):

000

$$Re = \frac{vd}{v}$$

$$Gr = \frac{g\beta qd^{4}}{\lambda v^{2}}$$

$$I.0-(2.0 \cdot 10^{8})$$

$$O.025$$

Задача рассчитывалась в безразмерной постановке. Использовались: безразмерные температура – $\tilde{T} = \frac{T - \tilde{T}}{qd/\lambda}$, скорость – $\tilde{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{v}}{\overline{\mathbf{v}}}$, давление – $p = \frac{P}{\rho \tilde{\mathbf{v}}^2}$, радиус – r = 2R/d, продольная координата – z = Z/d, где q – тепловой поток на стенке, d – внутренний диаметр трубы, λ – теплопроводность жидкости, ρ – плотность жидкости.

Расчетная область была построена в цилиндрической системе координат. Разрешающая способность расчетной сетки была выше, чем требовалось по колмагоровскому масштабу длины. Максимальный размер расчетной сетки при Re = 20 000 составил 256х256х256 по длине, углу и радиусу. Вблизи стенки использовалось сгущение расчетной сетки.

Расчеты проводились на вычислительном кластере на базе операционной системы Scientific Linux. Условиями сходимости задачи были выход на стационар кинетической энергии турбулентности, тепловой энергии, числа Nu и коэффициента гидравлического сопротивления.

Современное состояние вопроса. Граница влияния свободной конвекции на теплообмен для потока жидкого металла в круглой горизонтальной трубе была исследована экспериментально и представлена в работе [4]. При этом диапазон исследуемых чисел Рейнольдса был в пределах Re = 35 000–100 000. Исследовать более низкие числа Рейнольдса не позволяла экспериментальная установка.

Автор работы [4] привел критерий и зависимость начала влияния свободной конвекции на теплообмен, которая хорошо описывала экспериментальные данные:

$$Gr_{\rm cr} = 4.7 \cdot 10^{-5} \, \mathrm{Pr}^{0.5} \, \mathrm{Re}^{2.75} \Big[1 + 2.4 \Big(\mathrm{Pr}^{2/3} - 1 \Big) \mathrm{Re}^{-1/8} \Big]. \tag{1}$$

Формула (1) была получена при использовании критерия 10% отклонения безразмерной температуры стенки от среднего значения (далее – первый критерий):

$$d\tilde{T}_{\max} = \frac{\tilde{T}_{\max} - \tilde{T}_{perim}}{\tilde{T}_{perim}} \cdot 100\% = 10\%.$$
⁽²⁾

где \tilde{T}_{max} – максимальное значение безразмерной температуры стенки; \tilde{T}_{perim} – среднее значение безразмерной температуры стенки.

В данной работе представлены еще два разных критерия границы начала влияния свободной конвекции на теплообмен. Первый из них – 10% отклонение среднего коэффициента теплоотдачи, когда свободной конвекцией можно пренебречь (Gr = 0) (3). Данный критерий будет полезен инженерам, рассчитывающим теплообменное оборудование (далее – второй критерий):

$$dNu = \frac{Nu_{AVE} - Nu_{WNC}}{Nu_{WNC}} \cdot 100\% = 10\%,$$
(3)

где Nu_{AVE} – среднее значение числа Nu; Nu_{WNC} – среднее число Nu при отсутствии влияния свободной конвекции (Gr=0).

Третий критерий определяет точку скачка производной при аппроксимации данных Nu(Gr,Re), полученных методом DNS. Граница начала влияния свободной конвекции на теплообмен по третьему критерию определяется путем решения уравнения (4), полученного из аппроксимирующей зависимости:

$$\log Gr - \left(5.8 + \frac{Re}{10^4 + 950 \log Gr}\right) = 0.$$
 (4)

Еще одной важной задачей теплообмена является исследование влияния свободной конвекции на усредненное значение коэффициента теплоотдачи. В современной литературе отсутствует информация о влиянии свободной конвекции на коэффициент теплоотдачи в круглых горизонтальных трубах для жидких металлов. Как правило, конвекцией пренебрегают и коэффициент теплоотдачи определяют, например, по зависимости Субботина:

Результаты DNS расчета. Зависимость Nu (Re, Gr). На рис. 2 представлены результаты расчетов методом прямого численного моделирования для определения зависимости безразмерного коэффициента теплоотдачи от чисел Рейнольдса и Грасгофа. Полученные расчетные данные отлично согласуются с зависимостью (5) при низких числах Gr. Также наблюдается существенное увеличение безразмерного коэффициента теплоотдачи при больших числах Gr относительно варианта со слабым обогревом канала.

Результаты DNS расчета. Граница начала влияния свободной конвекции на теплообмен. На основе серии расчетов методом прямого численного моделирования была получена граница начала влияния свободной конвекции на теплообмен при течении жидкого металла (ртути) в круглой горизонтальной трубе при низких числах Рейнольдса. При этом данная граница получена для трех разных критериев, описанных выше. Результаты приведены на рис. 3. Видно, что результаты DNS расчета обеспечивают схожий угол наклона графика с экспериментальными данными при высоких числах Рейнольса (Re = 20 000) при использовании одинаковых критериев границы начала влияния свободной конвекции на теплообмен.



Рис.2. Зависимость числа Nu от чисел Re и Gr при Pr = 0.025, полученная методом DNS. 1-5 - результаты DNS расчетов при Re = 2000, 5000, 10 000, 15 000 и 20 000 соответственно; 6 – теоретическое значение коэффициента теплоотдачи для ламинарного течения (Nu = 4.36); 7–10 – число Nu при Re = 5000, 10 000, 15 000 и 20 000 соответственно (с нижней части графика к верхней), рассчитанное по зависимости (5); 11-14 – аппроксимация результатов DNS расчетов



Рис. 3. Граница начала влияния свободной конвекции на теплообмен, рассчитанная методом DNS. На график дополнительно наложены экспериментальные данные и полуэмпирическая зависимость (1). 1 – зависимость (1); 2 – результаты DNS расчетов по критерию (3); 3 – результаты DNS расчетов по критерию (2); 4 – результаты экспериментов, полученные по критерию (2) [4]; 5 – аппроксимация результатов DNS расчетов, рассчитанных по критерию (3); 6 – аппроксимация результатов DNS расчетов, рассчитанных по критерию (2); 7 – аппроксимация результатов DNS расчетов, рассчитанных по критерию (2); 7 – аппроксимация результатов DNS расчетов, рассчитанных по критерию (2); 7 – аппроксимация результатов DNS расчетов, рассчитанных по критерию (4)

Заключение. В результате серии расчетов методом DNS гидродинамики и теплообмена в потоке жидкого металла в круглой горизонтальной трубе с учетом влияния свободной конвекции были получены следующие результаты:

1. Найдена зависимость числа Nu от чисел Gr и Re при фиксированном Pr = 0.025 (соответствует ртути).

2. Определена граница начала влияния свободной конвекции на теплообмен при использовании трёх разных критериев начала влияния свободной конвекции на теплообмен.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-04390).

Литература

1. Belyaev I. A., Genin L. G., Listratov Ya. I., Melnikov I. A., Sviridov V. G., Sviridov E. V., Ivochkin Yu. P., Razuvanov N. G., Shpanskiy Yu. S. Liquid metal heat transfer specific in a tokamak reactor // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, No. 1-2. Pp. 177–190.

2. Listratov Ya., Ognerubov D., Sviridov E., Zikanov O., Sviridov V. Direct numerical simulation of heat transfer and convection in MHD liquid metal flow in a pipe // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, No. 1. Pp. 87–99.

3. Zikanov O., Listratov Ya., Sviridov V. Natural convection in horizontal pipe flow with strong transverse magnetic field // J. of Fluid Mechanics. 2013. Vol. 720. Pp. 486–516.

4. Листратов Я. И. Экспериментальное исследование теплообмена жидкометаллического теплоносителя в поперечном магнитном поле применительно к перспективной энергетике: Дис. ... канд. техн. наук. М., 2004.

УДК 535.31.681.7

ЛАЗЕРНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКОСТИ ПРИ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСЕ

И. Н. Павлов, И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс, М. В. Сапронов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия rinkevbs@mail.ru

Описаны компьютерно-лазерные системы для количественной и качественной визуализации динамических процессов в жидких средах. Приведены схемы лазерных рефракционных систем для визуализации движения солитона в воде, изменения диффузионного слоя в воде, испарения капли жидкости с плоской поверхности. Приведены схемы экспериментальных установок. Рассмотрена методика проведения экспериментов.

1. Визуализация движения солитона в водном канале. Теория и примеры практического применения метода лазерной рефрактографии для визуализации динамических процессов при теплопереносе достаточно полно описаны в монографии [1], учебном пособии [2] и статьях [3–10]. Здесь рассматривается более сложная рефракционная система, предназначенная для визуализации движения солитона в канале с жидкостью. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1, *а*. Из рис. 1, *б* можно получить информацию о параметрах солитона – скорости и его форме.



Рис. 1. Схема установки для визуализации движения солитона в воде – a (1 – шлюзовая камера, 2 – основной канал с водой, 3 – заслонка, 4 – поворотное зеркало, 5 – плоский лазерный пучок, 6 – оптическая система для получения широкого лазерного пучка, 7 – лазер, 8, 17 – диффузный экран, 9 – цифровая фотокамера, 10, 19 – ПК, 11 – полупроводниковый лазер, 12 – ДОЭ, 13 – полупрозрачное зеркало, 14 – зеркало, 15, 16 – плоские лазерные пучки, 18 – цифровая фотокамера) и рефрактограммы лазерных плоскостей, разнесенных на расстояние d = 85 мм при движении солитона – δ

2. Визуализация диффузионного слоя жидкости с помощью цилиндрических пучков. Визуализация диффузионного слоя жидкости с помощью плоских лазерных пучков проводилась в работах [8, 10]. В данной работе исследована рефракция цилиндрических лазерных пучков в диффузионном слое жидкости. Получена математическая модель описания плоскослоистой среды. Разработан алгоритм расчета рефракции цилиндрического пучка в плоскослоистой среде. Визуализирована динамика изменения моделей рефрактограмм в зависимости от различных параметров. Приведено описание экспериментальной установки и типичные рефракционные изображения. Получены расчетные рефрактограммы, хорошо совпадающие с экспериментальными. На рис. 2 приведена схема рефракционной установки для исследования диффузионного слоя, а на рис. 3 – рассчитанные рефрактограммы цилиндрических пучков в диффузионном слое.



Рис. 3. 2D-рефрактограммы цилиндрического СЛИ для различных радиусов пучка (1 – *r* = 5 мм, 2 – 10, 3 – 12,5, 4 – 15, 5 – 17,5, 6 – 20): *a* – x0 = 40 мм, *б* – x0 = 60 мм

3. Визуализация замерзания капли жидкости. Другим методом исследования теплофизических процессов в жидкости является метод нарушенного полного внутреннего отражения широкого коллимированного лазерного пучка [11], который позволяет исследовать тонкие (несколько сотен нанометров) пристеночные слои жидкости. Данный метод был успешно применен авторами для визуализации и количественной диагностики процессов испарения [12], кристаллизации [13] и перемешивания [14] капель жидкости на горизонтальной стеклянной подложке. На рис. 4 показана схема одной из созданных для этого экспериментальных установок.



Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – расширитель пучка; 3 – призма; 4 – капля; 5 – экран; 6 – цифровая камера; 7 – компьютер; 8 – элемент Пельтье

На рис. 5 показаны примеры полученных на этой установке изображений динамики процесса кристаллизации капли дистиллированной воды, расположенной между стенкой измерительной призмы и охлаждающей поверхностью элемента Пельтье. Видно, что в пристеночном слое замерзающей капли образуются пузырьки газа (вероятнее всего, воздуха), которые на изображениях выглядят как светлые радиально вытянутые эллипсы. По результатам обработки полученных изображений можно восстановить динамику изменения температуры пристеночного слоя жидкости.



Рис. 5. Примеры изображений контактного слоя кристаллизующейся капли с призмой для разных моментов времени (от начала охлаждения), полученные с помощью метода НПВО

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-08-00948-а.

Литература

1. Евтихиева О. А., Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С. Лазерная рефрактография / Под ред. Б. С. Ринкевичюса. М.: Физматлит, 2008.

2. Евтихиева О. А., Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С. Основы лазерной рефрактографии / Под ред. Б. С. Ринкевичюса. М.: Изд-во МЭИ, 2012.

3. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С., Фомин Н. А. Новые методы лазерной анемометрии в исследованиях сложных газодинамических течений // ИФЖ. 2003. Т.76, № 6. С. 3–12.

4. Rinkevichyus B. S. Optical refractography: principles and applications //J. of Beijing Institute of Technology. 2013. Vol. 22, suppl. 1. Pp. 54–58.

5. Кузмичева М. С., Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С. Экспериментальное исследование и компьютерная визуализация рефракции плоского лазерного пучка в оптически неоднородных средах // Научная визуализация. 2013. Т. 5, № 3. С. 17–39.

6. Rinkevichyus B. S., Pavlov I. N., Raskovskaya I. L., Tolkachev A. V. Laser Refractography: Principles and Applications in Studies of Thermophysical Processes in Liquids // Recent Advances in Fluid Mechanics and Thermal Engineering. Geneva, Switzerland. December 29–31. 2014. Pp. 98–104. 7. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В., Ширинская Е. С. Рефракция цилиндрического лазерного пучка в температурном пограничном слое // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 106, № 6. С. 1016–1022.

8. Крикунов А. В., Ринкевичюс Б. С., Ширинская Е. С. Исследование рефракции плоского лазерного пучка в переходном слое стратифицированной жидкости // Вестн. МЭИ. 2011. № 4. С. 97–102.

9. Амосов А. А., Дубинский Ю. А., Копченова Н. В. Вычислительные методы для инженеров. М.: Высшая школа, 1994.

10. Суровцев П. Ю., Ринкевичюс Б. С. Восстановление профиля показателя преломления в диффузионном слое жидкости // XX МНТКСиА Радиоэлектроника, электроника и энергетика: Тезисы докл. М., 2014. Т. 1.

11. Павлов И. Н., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Лазерный визуализатор неоднородности пристеночных слоев жидкости // ИТ. 2010. № 10. С. 33–35.

12. Павлов И. Н., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Установка для визуализации испарения капли жидкости методом нарушенного полного внутреннего отражения лазерного пучка // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 2. С. 130–135.

13. Павлов И. Н., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Визуализация процессов кристаллизации в поверхностном слое капли воды // Метрология. 2013. № 3. С. 11–17.

14. Павлов И. Н., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Экспериментальная визуализация физических процессов в каплях прозрачных жидкостей // Научная визуализация. 2014. Т. 6, № 3. С. 1–13.

УДК 532.529.5:536.24

ВЛИЯНИЕ ПУЗЫРЬКОВ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПОЛИДИСПЕРСНОМ ВОСХОДЯЩЕМ ДВУХФАЗНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ЗА ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ТРУБЫ

М. А. Пахомов, В. И. Терехов

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

Введение. Пузырьковые потоки широко распространены в химической технологии, в энергетике и других областях техники. Как правило, такие течения являются турбулентными со значительным межфазным взаимодействием между жидкостью и пузырьками. Они могут быть осложнены отрывом потока, полидисперсностью, дроблением и коалесценцией пузырьков и межфазным теплообменом. Известно [1–3], что рециркуляционное течение, образующееся при отрыве течения на острой кромке во многом определяет структуру турбулентного потока и оказывает значительное влияние на интенсивность процессов переноса импульса, массы и теплоты. Корректное моделирование распределения пузырьков по сечению канала имеет большое значение для безопасной эксплуатации и предсказания развития различных сценариев аварийных ситуаций в теплогенераторах ТЭС и АЭС.

Подробное теоретическое и экспериментальное исследование восходящего отрывного пузырькового потока за внезапным расширением трубы выполнено в [4]. Были измерены аксиальные осредненные и пульсационные скорости пузырьков, локальное газосодержание и изменение размера дисперсной фазы, изменение градиента давления и трение на стенке. Экспериментальное исследование влияния пузырьков размером $d_{m1} = 0.3-4.5$ мм и их

объемного расходного газосодержания $\beta = V_b/(V_b+V) = 0-10\%$ на структуру турбулентного течения выполнены в [5], где V_b и V – объемный расход газа и жидкости соответственно. Измерения проведены в вертикальном восходящем газожидкостном потоке воды и пузырьков CO₂. Мелкие пузырьки вовлекаются в отрывное течение и имеют отрицательную величину скорости в зоне отрыва потока. Они присутствуют практически по всему сечению трубы, тогда как крупные проходят в основном только через ядро течения и сдвиговый слой смешения. Единственной работой, посвященной моделированию пузырьковых течений за внезапным расширением трубы при отсутствии теплообмена двухфазного потока со стенкой канала, является [6]. Основной целью авторов данной работы была разработка модели для описании газожидкостных течений при наличии отрывных областей и проверка ее работоспособности путем сопоставления с собственными измерениями. В работе представлена математическая модель полидисперсного вертикального потока в трубе.

Целью настоящего исследования является проведение численного исследования влияния размера и концентрации газовой фазы на турбулентную структуру течения жидкости и интенсификацию теплопереноса в двухфазном пузырьковом потоке за внезапным расширением трубы. Данная работа представляет собой развития подхода [7] для описания гидродинамики и теплообмена отрывного пузырькового течения при наличии дробления и коалесценции.

Математическая модель. Для описания газожидкостных турбулентных потоков в работе используется эйлерово двухжидкостное описание. В работе применяются осесимметричные RANS уравнения с учетом обратного влияния пузырьков на осредненные и пульсационные характеристики течения [7]. Турбулентность жидкой фазы описывается с использованием модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [8] с учетом дополнительной генерации турбулентности жидкости при обтекании пузырьков [9]. Расчеты были проведены на сетке, содержащей 256×100 контрольных объемов. Направление течения восходящее. Изменение количества пузырьков описывается с использованием модели среднего объема пузырька с учетом их дробления, коалесценции и расширения при изменении температуры газа [10]. Для расчета эффектов коалесценции и дробления пузырьков применяется модель [11].

Результаты численного моделирования и их анализ. Все расчеты были проведены для полидисперсной смеси воды и пузырьков воздуха при атмосферном давлении. Число Рейнольдса потока $\text{Re} = U_{m1}2R_1/v = 1.12 \cdot 10^4$, его среднемассовая скорость перед сечением отрыва $U_{m1} = 0.75$ м/с. Внутренний диаметр вертикальной трубы $2R_1 = 15$ мм, высота ступеньки H = 12.5 мм, диаметр канала после отрыва $2R_2 = 40$ мм, степень расширения $\text{ER} = (R_2/R_1)^2 = 7.1$, температура стенки $T_W = \text{const} = 313$ K, начальные температуры жидкости и пузырьков газа $T_1 = T_{b1} = 293$ K. Начальное распределение газовой фазы задано в виде равномерного профиля параметров по сечению трубы. Объемное расходное газосодержание варьировалось в диапазоне $\beta = 0-10\%$. Расчеты были проведены при условии отсутствия на ограничивающих стенках фазовых переходов.

Радиальные распределения осредненной аксиальной скоростей жидкой (линии 1 и 2) и газовой (3) фаз в двухфазном потоке в нескольких сечениях за положением отрыва показаны на рис. 1. За сечением отрыва наблюдается резкое снижение величины скорости жидкости за счет внезапного расширения трубы. При этом видно, что скорость газа имеет отрицательную величину, что говорит о вовлечении пузырьков в осредненное отрывное движение. Скорость воздушных пузырьков (3) несколько выше соответствующего значения скорости жидкости при наличии воздушных пузырьков (2).

Поперечные профили локального газосодержания а приведены на рис. 2 при вариации начального диаметра пузырьков газа. В полидисперсных восходящих не- и изотермических пузырьковых течениях в трубах происходит перераспределение дисперсной фазы по

поперечному сечению под действием радиальных сил (сила Сэффмена, турбофорез, турбулентная дисперсия и пристенная сила): крупные пузырьки располагаются в основном в ядре течения, а мелкие аккумулируются в пристенной зоне. Подобная картина наблюдается и в вертикальных газожидкостных отрывных потоках в трубах. Практически во всех сечениях (кроме первого при x/H = 2) характерным является концентрация мелких газовых включений в пристенной области трубы. За сечением присоединения двухфазного потока происходит более выраженное, чем в отрывной области накопление пузырьков около стенки трубы и профиль α имеет ярко выраженный максимум. Для профилей локального газосодержания характерно практически нулевое значение локального газосодержания в непосредственной близости от стенки трубы.



Рис. 1. Профили распределения осредненных аксиальных скоростей жидкой (1 и 2) и газовой (3) фаз по сечению трубы в отрывном полидисперсном газожидкостном течении. Re = $1.12 \cdot 10^4$, $U_{m1} = 0.75$ м/с, $2R_1 = 15$ мм, $2R_2 = 40$ мм, ER = $(R_1/R_2)^2 = 7.1$, H = 12.5 мм, $T_W = 313$ K, $T_1 = T_{b1} = 293$ K, $d_1 = 1.6$ мм, $\beta = 5\%$. 1 -однофазный поток жидкости при $\beta = 0\%$, 2 -жидкость при $\beta = 5\%$, 3 -газовая фаза при $\beta = 5\%$

Рис. 2. Профили локального газосодержания α при вариации размера воздушных пузырьков. $\beta = 5\%$. $1 - d_1 = 1$ мм, 2 - 1.6, 3 - 3

На рис. З показано изменение максимальной величины теплообмена при добавлении пузырьков. Результаты расчетов Nu_{max} в двухфазном потоке подтверждают данные рисунка. Первоначально (линии l и 2) увеличение начального диаметра пузырьков приводит к значительному росту теплоотдачи (до 70%), что связано с увеличением степени турбулентности течения в пристенной части трубы при проникновении в нее мелких газовых пузырьков. Наибольшее увеличение теплообмена (около 75%) характерно для пузырьков размером в 3 мм (3). Добавление пузырьков, наибольшего исследованного в работе размера, диаметром 5 мм (4) приводит к снижению теплообмена за счет того, что крупные пузырьки практически не попадают в отрывную область, они проходят через сдвиговый слой с высоким уровнем турбулентности. Часть крупных пузырьков дробится в этой области и более мелкие частицы вовлекаются в область рециркуляции. За счет этого и происходит интенсификация теплообмена в пузырьковом потоке (до 25%).



Рис. 3. Влияние объемного расходного газосодержания β на значение максимального числа Нуссельта в пузырьковом отрывном потоке. $1 - d_{m1} = 1$ мм, 2 - 1.6, 3 - 3, 4 - 5

Профили осредненной аксиальной скорости пузырьков CO_2 по сечению трубы в зависимости от размера газовой фазы представлены на рис. 4 для двух сечений при $x/(2R_2) = 0.58$ и 2 вниз от положения отрыва двухфазного потока. Для проведения сопоставлений с данными измерений [5] расчеты были выполнены для изотермического случая без нагрева стенки трубы. Также не принималась во внимание возможность растворения газовых пузырьков CO_2 в воде. Увеличение размера газовых пузырьков вызывает увеличение скорости газа особенно в пристенной части трубы. Одной из причин этого является действие подъемной силы. В то же время маленькие пузырьки вовлекаются в отрывное течение и имеют отрицательную величину скорости. Они присутствуют практически по всему сечению канала, тогда как крупные частицы проходят в основном только через ядро течения и сдвиговый слой смешения. Это характерно как для экспериментов [5], так и для наших расчетов. При продвижении вверх по потоку скорость пузырьков уменьшается за счет расширения потока и действия силы трения.





Заключение. Представлены результаты численного моделирования структуры полидисперсного неизотермического пузырькового турбулентного течения и теплообмена за внезапным расширением трубы с учетом дробления и коалесценции. Математическая модель основана на использовании эйлерова описания с учетом обратного влияния пузырьков на осредненные характеристики и турбулентность несущей фазы. Турбулентность несущей фазы рассчитывается с применением уравнений переноса рейнольдсовых напряжений. Динамика пузырьков описывается с учетом изменения среднего объема пузырьков за счет расширения при изменении их плотности, дробления и коалесценции. Исследование выполнено при изменении начального диаметра воздушных пузырьков в диапазоне $d_{m1} = 1-3$ мм и их объемного расходного газосодержания $\beta = 0-10\%$.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ 14-08-00520).

Литература

1. Чжен П. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979. – 552 с.

2. Алемасов В. Е., Глебов Г. А., Козлов А. П. Термоанемометрические методы исследования отрывных течений. Казань: Изд-во Казанск. ф-ла АН СССР, 1989. – 178 с.

3. Ota T. A Survey of heat transfer in separated and reattached flows // Appl. Mech. Rev. 2000. Vol. 53. Pp. 219–235.

4. Aloui F., Doubliez L., Legarand J., Souhar M. Bubbly flow in an axisymmetric sudden expansion: pressure drop, void fraction, wall shear stress, bubble velocities and sizes // Exp. Therm. Fluid Sci. 1999. Vol. 19. Pp. 118–130.

5. Voutsinas A., Shakouchi T., Tsujimoto K., Ando T. Investigation of bubble size effect on vertical upward bubbly two-phase pipe flow consisted with an abrupt expansion // J. Fluid Sci. Tech. 2009. Vol. 4. Pp. 442–453.

6. Krepper E., Beyer M., Frank T., Lucas D., Prasser H.-M. CFD modelling of polydispersed bubbly two-phase flow around an obstacle // Nucl. Eng. Des. 2009. Vol. 239. Pp. 2372–2381.

7. Пахомов М. А., Терехов В. И. Моделирование турбулентной структуры течения и теплопереноса в восходящем полидисперсном пузырьковом потоке // ЖТФ. 2015. Т. 85, вып. 9. С. 8–16.

8. Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // Flow, Turbulence and Combust. 2008. Vol. 81. Pp. 395–410.

9. Lopez de Bertodano M., Lee S. J., Lahey R. T., Jr., Drew D .A. The prediction of twophase turbulence and phase distribution using a Reynolds stress model // ASME J. Fluids Eng. 1990. Vol. 112. Pp. 107–113.

10. Lehr F., Mewes D. A transport equation for the interfacial area density applied to bubble columns // Chem. Eng. Sci. 2001. Vol. 56. Pp. 1159–1166.

11. Nguyen V. T., Song C.-H., Bae B. U., Euh D. J. Modeling of bubble coalescence and break-up considering turbulent suppression phenomena in bubbly two-phase flow // Int. J. Multiphase Flow. 2013. Vol. 54. Pp. 31–42.

УДК 004.94, 533.6.011

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕРМОГАЗОДИНАМИКИ И ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

О. А. Пашков, П. В. Никитин, Л. В. Быков

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Одной из важнейших проблем при проектировании гиперзвукового летательного аппарата (ГЛА) является достоверное предсказание параметров тепломассообмена на его поверхности. Правильное решение этой задачи позволяет уже на стадии проектирования перспективного аппарата оптимизировать его геометрические, траекторные, весовые и прочие

параметры, а также определить потребную толщину и материалы в составе тепловой защиты. Для перспективных ГЛА особенно важно определить тепловые режимы таких наиболее теплонапряженных участков поверхности аппарата, как носок фюзеляжа, передние кромки крыльев, кромки входных устройств и др. В гиперзвуковых летательных аппаратах указанные элементы, как правило, имеют форму затупленных тел (сфера или цилиндр).

Процесс обтекания притупленного тела гиперзвуковым потоком на больших высотах полёта (H > 60 км) в связи с большим разрежением атмосферы имеет ряд специфических особенностей, которые необходимо учитывать при разработке математической модели термогазодинамических процессов, сопутствующих полёту с гиперзвуковой скоростью. В частности, в таких условиях полёта необходимо проводить анализ на достоверность применимости модели сплошной среды и системы уравнений Навье – Стокса в качестве математической модели газодинамики обтекания тела. Кроме того, газ набегающего потока за отошедшей ударной волной (в сжатом и пограничном слоях) теряет свойства идеального. Это значит, что его параметры определяются не только уровнем температуры, но и зависят от давления. При этом, с особой корректностью необходимо подходить к моделированию объёмных химически неравновесных реакций диссоциации, рекомбинации и частичной ионизации, которые протекают в сжатом и химически активном пограничном слое. Задача ещё более осложняется тем, что в условиях гиперзвукового полёта на процесс теплообмена значительное влияние оказывает каталитическая активность поверхности ГЛА. Кроме того, при скоростях полёта, превышающих 10 км/сек., важную роль в теплообмене на поверхности ГЛА начинают играть процессы спектрального неравновесного излучения ударной волны и сжатого слоя. Таким образом, задача обтекания затупленных тел гиперзвуковым потоком сводится к сложной многопараметрической задаче.

Математическая модель процессов термогазодинамики и тепломассообмена на поверхности затупленного тела включает следующие основные уравнения: количества движения, неразрывности, энергии, переноса каждого компонента газовой смеси, модели турбулентности, модели лучистого теплообмена.

Исходим из условия, что воздух – многокомпонентная смесь (N₂, O₂, NO, N, O, NO+, N₂+, O₂+, N+, O+, e). Удельная теплоёмкость $c_{p,i}$ каждой *i*-й компоненты задается по кусочнолинейному закону в виде функции от температуры [1]. Средняя удельная теплоёмкость газовой смеси вычисляется с использованием соотношения:

$$c_{p,CM} = \sum_{i=1}^{n} C_i \cdot c_{p,i}, \qquad (1)$$

где C_i – массовая концентрация каждого компонента; $c_{p,i}$ – удельная изобарная теплоёмкость каждого компонента.

Вязкость каждого компонента газовой смеси определяется в соответствии с корреляцией Блоттнера [2] как функция статической температуры:

$$\mu_i = 0.1 \exp\left[\left(\left(A_i \ln T + B_i\right) \ln T + C_i\right)\right],\tag{2}$$

где *A_i*, *B_i* и *C_i* константы модели для каждого компонента по данным работы [3].

Динамическая вязкость газовой смеси вычисляется следующим образом:

$$\mu_{CM} = \sum_{i=1}^{n} \frac{X_{i} \mu_{i}}{\sum_{j=1}^{m} X_{j} \cdot \varphi_{ij}},$$
(3)

где X_i – мольная концентрация компонента *i*; µ_i – вязкость компонента *i*.

Удельная теплопроводность λ_i каждой компоненты газовой смеси за исключением электронного газа определяется из соотношений кинетической теории газов. Для электронного газа удельная теплопроводность задавалась постоянной и равной удельной теплопроводности при нормальных условиях 0,0454 Вт/(м·К), так в ходе исследований было установлено, что при использовании соотношения из кинетической теории газов значение теплопроводности получается нефизично завышенным. Мольные массы всех компонентов смеси газов задаются по данным работы [3]. Для каждого компонента смеси значения энтропии и энтальпии при нормальных условиях ($P = 101 325 \ {\rm Пa}, T = 298.15 \ {\rm K}$) задаются по данным работы [1].

Константы модели Блоттнера, мольные массы всех компонентов газовой смеси, а также значения их энтропии и энтальпии при нормальных условиях приведены в табл. 1.

Таблица 1

Компонента	<i>М</i> і [кг/кмоль]	$h^{ heta}_{~i}$ [Дж/кмоль]	<i>S⁰_i</i> [Дж/кмоль·К]	A_i	B_i	C_i
N ₂	28.0	0.0	191610.0	2.68E-02	3.18E-01	-1.13E+01
O ₂	32.0	0.0	205149.0	4.49E-02	-8.26E-02	-9.20E+00
NO	30.0	9.1271e+07	210748.0	4.36E-02	-3.36E-02	-9.58E+00
Ν	14.0	4.7268e+08	153302.0	1.16E-02	6.03E-01	-1.24E+01
0	16.0	2.49175e+08	161060.0	2.03E-02	4.29E-01	-1.16E+01
NO+	29.9994514	9.9081e+08	198234.0	3.02E-01	-3.5039791	-3.74E+00
N ₂ +	27.9994514	1.509508e+09	191610.0	2.68E-02	3.18E-01	-1.13E+01
O_2 +	31.9994514	1.171828e+09	205392.0	4.49E-02	-8.26E-02	-9.20E+00
N+	13.9994514	1.882128e+09	159799.0	1.16E-02	6.03E-01	-1.24E+01
O+	15.9994514	1.568787e+09	154961.0	2.03E-02	4.29E-01	-1.16E+01
e	0.0005486	0.0	20979.0	0.0	0.0	-1.20E+01

Свойства компонентов газовой среды

Так как при гиперзвуковых скоростях потока характерный временной масштаб потока подобен временному масштабу протекания химических процессов, то применяется модель неравновесной химии. Представленная математическая модель включает в себя 11 химических реакций. Для всех химических реакций эмпирические коэффициенты, участвующие в выражении Аррениуса, задаются по данным работы [3]. Параметры всех химических реакций представлены в табл. 2.

Параметры химических реакций.

Таблица 2

	1	-	-	
Номер реакции	Реакция	<i>А_{f,r}</i> [м ³ /(кмоль∙с)]	$eta_{f,r}$	<i>Е_{f,r}</i> [Дж/кмоль]
1	O ₂ +M⇔2O+M	2,0e+18	-1,5	4,9471e+08
2	$N_2+M \Leftrightarrow 2N+M$	7,0e+18	-1,6	9,4120e+08
3	NO+M⇔N+O+M	5,0e+12	0,0	6,2774e+08
4	N ₂ +O⇔NO+N	6,4e+14	-1,0	3,1928e+08
5	NO+O⇔O ₂ +N	8,4e+09	0,0	1,6172e+08
6	$N_2 + e \Leftrightarrow 2N + e$	3,0e+21	-1,6	9,4120e+08
7	$N+e \Leftrightarrow N^++2e$	2,5e+31	-3,82	1,4018e+09
8	$O+e \Leftrightarrow O^++2e$	3,9e+30	-3,78	1,3178e+09
9	$N+O \Leftrightarrow NO^++e$	5,3e+09	0,0	2,6523e+08
10	$2N \Leftrightarrow N_2^+ + e$	2,0e+10	0,0	5,6123e+08
11	$20 \Leftrightarrow O_2^+ + e$	1,1e+10	0,0	6,7015e+08

Константа скорости обратной реакции вычисляется через константу скорости прямой реакции, используя следующее соотношение:

$$k_{b,r} = \frac{k_{f,r}}{K_r},\tag{4}$$

где K_r – константа равновесия для каждой реакции с номером r, которая вычисляется следующим образом:

$$K_r = \exp\left(\frac{\Delta S_r}{R} - \frac{\Delta H_r}{RT}\right) \left(\frac{p_{atm}}{RT}\right)^{\sum_{i=1}^{i} \left(v_{i,r}^- - v_{i,r}^-\right)},$$
(5)

где *p_{atm}* – статическое давление невозмущённого потока. Член внутри экспоненциальной функции представляет собой изменение свободной энергии Гиббса. Компоненты этого изменения вычисляются следующим образом:

$$\frac{\Delta S_r}{R} = \sum_{i=1}^{N} \left(v_{i,r}^{"} - v_{i,r}^{'} \right) \frac{S_i}{R},$$
(6)

$$\frac{\Delta H_r}{RT} = \sum_{i=1}^{N} \left(v_{i,r}^{"} - v_{i,r}^{'} \right) \frac{h_i}{RT},$$
(7)

где S_i и h_i – энтропия и энтальпия каждого *i*-го компонента при температуре T и давлении невозмущённого потока соответственно.

Для верификации описанной выше математической модели было проведено исследование процессов термогазодинамики и теплообмена при обтекании затупленных тел гиперзвуковым потоком.

Например, на рис. 1 представлено распределение теплового потока по лобовой и тыльной поверхностям планетарного зонда [4] при его обтекании потоком воздуха при числе Маха набегающего потока $M_{\infty} = 7,9$.

Из рис. 1, *а* видно, что значения теплового потока на лобовой поверхности модели зонда, полученные в ходе расчета, хорошо согласуются как с экспериментальными, так и с расчетными данными других авторов. Рис. 1, δ показывает, что значения теплового потока на тыльной поверхности модели зонда, полученные в ходе расчета, качественно хорошо согласуются с результатами эксперимента, а также с расчетными данными, однако наблюдается некоторое завышение значений теплового потока по сравнению с экспериментом. На этом рисунке видно также, что расчетные значения теплового потока, представленные в работах [3, 4], несколько ниже экспериментальных значений.

Отметим, что максимальные количественные расхождения наблюдаются в области хвостовой державки и в целом не представляют интереса с точки зрения проектирования тепловой защиты ГЛА. В области же тыльной поверхности зонда (1,05 < S/R < 1,93) полученные результаты хорошо совпадают с экспериментальными и расчетными данными.

На рис. 2 представлено поле статической температуры и положение головной ударной волны, полученные при обтекании азотом модели спускаемого космического аппарата [5] при числе Маха набегающего потока $M_{\infty} = 19,8$. На рис. 2, δ показана форма головной ударной волны перед моделью ($M_{\infty} = 19,8$) в сравнении с ее формой, восстановленной по теневым фотографиям обтекания [5]. Видно, что полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными в плане покоординатного расположения головной ударной волны.



Рис. 1. Распределения теплового потока по поверхности модели планетарного зонда: *а* – лобовая поверхность; *б* – тыльная поверхность



Рис. 2. Картина обтекания модели спускаемого аппарата азотом ($M_{\infty} = 19,8$): *а* – поле статической температуры [K]; *б* – положение головной ударной волны

Отметим, что головная ударная волна, полученная в экспериментах, расположена несколько несимметрично относительно продольной оси исследуемой модели. Это явление заметно на рис. 2, б и, вероятно, связано с интерференцией между корпусом модели и боковой державкой.

Представленные результаты по верификации математической модели позволяют утверждать, что данная модель вполне пригодна для определения параметров процессов тепломасообмена на поверхности ГЛА.

Литература

1. Bonnie J. McBride, Michael J. Zehe, and Sanford Gordon. NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species. NASA/TP-2002-211556.

2. Blottner, F. G., Johnson, M., and Ellis, M. Chemically reacting viscous flow program for multi-component gas mixtures. SC-RR-70-754, Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1971.

3. Scalabrin L. C. Numerical simulation of weakly ionized hypersonic flow over reentry capsules. A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (Aerospace Engineering). University of Michigan, 2007.

4. Hollis B. R., Perkins J. N. Comparison of experimental and computational aerothermodynamics of a 70-deg sphere-cone // AIAA. Paper 1996-1867.

5. Borovoi V. Ya., Skuratov A. S., Surzhikov S. T. Study of convective heating of segmentalconical Martian descent vehicle in shock wind tunnel // AIAA. Paper 2004-2634. 2004.

УДК 621.1.016.4

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕПЛОУТИЛИЗАТОРЫ ИЗ ПЛОСКООВАЛЬНЫХ ТРУБ С НЕПОЛНЫМ ОРЕБРЕНИЕМ

Е. Н. Письменный, П. И. Багрий, М. М. Вознюк

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», г. Киев, Украина

Введение. Без совершенствования развитых теплообменных поверхностей невозможно произвести освоение огромного потенциала энергосбережения за счет утилизации теплоты уходящих газов промышленных, энергетических и технологических топливоиспользующих установок. Проблема состоит в том, что часто утилизаторы теплоты приходится устанавливать в пределах действующих котельных в крайне стесненных условиях без замены тягодутьевых машин. Это требует применения высококомпактных теплообменных аппаратов со значительно более низким аэродинамическим сопротивлением.

Представлен новый тип утилизаторов теплоты уходящих дымовых газов топливоиспользующего оборудования на базе плоскоовальных труб с неполным оребрением. Приведены технико-экономические показатели работы котельных установок с теплоутилизационным оборудованием.

Конструкция теплоутилизаторов из плоскоовальных труб с неполным оребрением. Благодаря разработкам НТУУ «КПИ», ООО «НПФ «Ганза» и ОКТБ ИЭС им. Е.О Патона стало возможным производство нового вида ключевого элемента теплообменной поверхности утилизатора – плоскоовальной трубы с неполным оребрением (рис. 1). Результаты исследований теплоаэродинамической эффективности поверхностей нагрева, выполненных в виде шахматных пучков таких труб, приведены в [1, 2].

Новая теплообменная поверхность позволяет создавать теплоутилизаторы мощностью от 50 до 4000 кВт. Теплоутилизаторами на базе плоскоовальных труб с неполным оребрением может оснащаться практически любой водогрейный котел из парка стран СНГ. Установка утилизаторов нового типа возможна также за котлами европейского производства, в том числе паровыми, а также за газопоршневыми машинами и газовыми турбинами. Данные утилизаторы позволяют повысить КПД котлоагрегатов от 2 до 6% в сухом режиме, отличаются простотой, высокой надежностью, низким аэродинамическим сопротивлением, малой металлоемкостью и высокой компактностью. Описание их конструкции и принципа работы представлено в [3].

Важно отметить, что технология производства ребристых труб нового типа позволяет использовать в качестве материала ребер и несущей трубы как углеродистые, так и
нержавеющие стали. Это дает возможность создавать на их основе установки глубокой утилизации теплоты уходящих газов, работающих в условиях конденсации на поверхности нагрева водяных паров.



Рис. 1. Плоскоовальная труба с неполным оребрением

Результаты внедрения теплоутилизаторов. В течение последних трех лет теплоутилизаторами на базе плоскоовальных труб с неполным оребрением было оснащено более 30 котельных установок в различных областях Украины (рис. 2). Технические характеристики установленных утилизаторов представлены в табл. 1.



Рис. 2. Теплоутилизационные установки для котлов: *a* – ТВГ-8М; *б* – Standardkessel HD 0101-11

Работа котлов после установки утилизаторов является стабильной, дополнительные затраты при эксплуатации экономайзеров отсутствуют, что подтверждено актами внедрения. При установке утилизаторов теплоты не потребовалось производить замену или установку дополнительных тягодутьевых машин.

Общая экономия природного газа за счет внедренных теплоутилизаторов на базе плоскоовальных труб с неполным оребрением доходит до 3 млн м³ за отопительный сезон. Опыт внедрения утилизаторов теплоты показал, что срок окупаемости инвестиций в такое оборудование составляет до одного года.

Таблица 1

Тип котла	Тепловая мощность, кВт	Аэродинам. сопротивле- ние, Па	Экономия природ- ного газа, м ³ /ч	Повыше- ние КПД, %	Глубина х высота х ширина, м	Macca, кг
КСВ-2,0	62	45	7	3,5	0,6x1x1,1	250
ТГ-3	75	70	10	2,1	0,7x1,0x1,0	300
КВ-2/95	140	55	16	6	0,6x1,1x1,2	300
ДЕ-14-ГМ	180	60	27	2,5	0,8x1,4x1,9	700
КОЛВИ-3000	180	100	21	4,5	1,3x1,5x1,0	350
КВГ-7,56-150	290	120	33,4	3,5	1,0x1,2x1,7	700
КВГ-6,5	335	140	39	3,5	1,3x1,6x1,2	760
Standardkessel HD 0101-11	410	74	51	6	1,7x1,8x1,6	700
ДКВР-10М	440	60	38,5	3,24	0,8x1,7x1,9	650
ТВГ-8М	490	135	57	4,03	1,2x1,7x1,4	800
ПТВМ-30М	1400	300	157	3,5	1,3x1,5x3,2	1500

Технические характеристики установленных утилизаторов

Заключение. При существующем в СНГ потенциале энергосбережения за счет утилизации теплоты дымовых газов экономически целесообразно производить оснащение котлов высокоэффективными утилизаторами теплоты. Опыт внедрения показывает, что срок окупаемости такого оборудования составляет до одного года.

За счет простоты конструкции, малой металлоемкости и низкого аэродинамического сопротивления утилизаторов на базе плоскоовальных труб с неполным оребрением их установка возможна практически за всеми котлами, используемыми в коммунальной энергетике СНГ, а также за водогрейными и паровыми котлами европейского производства, газотурбинными и газопоршневыми установками.

Литература

1. Письменный Е. Н. Эффективные теплообменные поверхности из плоскоовальных труб с неполным оребрением // Теплоэнергетика. 2011. № 4. С. 7–12.

2. Письменный Е. Н., Багрий П. И., Терех А. М., Семеняко А. В. Оптимизация оребрения новой теплообменной поверхности на основе плоскоовальных труб // ИФЖ. 2013. Т. 86, № 5. С. 1002–1007.

3. Пат. на полезную модель UA № 96194. Теплоутилизатор / Письменный Е. Н., Багрий П. И., Вознюк М. М. 2015. Бюл. № 2.

УДК 536.24:533.6.011

ТЕПЛООБМЕН И АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ШАХМАТНЫХ ПАКЕТОВ ПЛОСКООВАЛЬНЫХ ТРУБ С ЛУНКАМИ

Е. Н. Письменный, В. А. Кондратюк, А. М. Терех

Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт" г. Киев, Украина

Важным направлением повышения эффективности газотурбинных установок с простым регенеративным циклом является совершенствование регенератороввоздухонагревателей за счет увеличения степени регенерации теплоты и улучшения их теплоаэродинамических характеристик. Эту проблему можно решить одновременно с помощью двух мер. Первая связана с использованием в конструкциях теплообменников поверхностей нагрева из плоскоовальных труб [1]. Замена круглых труб на плоскоовальные позволяет повысить коэффициент теплопередачи в 1,3-1,8 раза при приемлемых потерях давления в газовом и воздушном трактах воздухонагревателя. Вторая связана с интенсификацией внешнего теплообмена за счет нанесения на поверхность труб различных турбулизаторов потока, например углублений в виде массива лунок, в результате чего интенсивность теплообмена может увеличиться на 30-70% [2, 3].

С целью получения данных о возможной интенсификации теплообмена путем использования лунок в НТУУ "КПИ" проведены экспериментальные исследования конвективного теплообмена и аэродинамического сопротивления шахматных пакетов плоскоовальных труб с цилиндрическими лунками и без них в диапазоне чисел Рейнольдса $1150 < \text{Re}_{\text{H}} < 13500$, соответствующие скоростям набегающего потока воздуха $W_H = 1,2-14$ м/с.

Экспериментальные исследования теплообмена и аэродинамического сопротивления шахматных пакетов плоскоовальных труб с луночным покрытием боковых прямых стенок и без них (рис. 1, 2) выполнены в аэродинамической трубе разомкнутого типа прямоугольного сечения по методикам, которые подробно изложены в [4, 5].

Для исследований отобраны плоскоовальные трубы с поперечным размером труб $d_1 = 15$ мм и продольным $d_2 = 51$ мм ($d_2/d_1 = 3,4$) (рис. 2), которые показали высокую интенсивность теплообмена по сравнению с трубами другого отношения d_2/d_1 ($d_2/d_1 = 2, 2,5, 5,0$) [6]. Массив цилиндрических лунок диаметром $d_L = 4$ мм и глубиной $h_L = 1$ мм ($h_L/d_L = 0,25$) наносился на боковые поверхности труб с помощью фрезерования (рис. 2). Лунки располагались на поверхностях в шахматном порядке с поперечным и продольным шагами a = 7,2 мм, b = 3,6 мм (a/b = 2,0) соответственно. Коэффициент заполнения лунками боковой поверхности труб составлял $K_{3an} = 41,6\%$. Площадь внешней поверхности теплообмена за счет нанесения лунок увеличилась на 25%. Геометрические характеристики лунок и их расположение на поверхности выбраны по рекомендациям [2, 3].

Анализ данных [4] показал, что наибольшего коэффициента теплопередачи можно достичь при реализации максимально плотных компоновок труб в пакетах. Минимальные значения поперечного S_1 и продольного S_2 шагов труб определяются конструктивными и технологическими соображениями. Так, один из вариантов конструктивного исполнения регенератора из труб, которые имеют $d_1 = 15$ мм и $d_2 = 51$ мм, разработанного в НТУУ «КПИ», позволяет реализовать компоновки с $S_1 = 42$ мм ($\sigma_1 = S_1/d_1 = 2,8$) и $S_2 = 36,5$ мм ($\sigma_2 = S_2/d_1 = 2,43$). При этом минимальные расстояния между трубами в поперечном по отношению к направлению потока теплоносителя сечении достигают значения ($S_1 - 2d_1$)/2 = 6 мм, поскольку трубы каждого поперечного ряда пакета частично размещаются в межтрубных

промежутках соседних рядов (рис. 1). Очевидно, что ускорение потока в таких узких каналах приводит к "подавлению" турбулентности, генерируемой в межтрубном пространстве вследствие отрывных процессов, имеющих место при поперечном обтекании труб в пакетах. Поэтому возникает желание "включить" фактор интенсификации теплообмена, связанный с применением турбулизаторов на плоских боковых поверхностях труб пакета. При этом складывалось мнение, что в случае данного вида теплообменников, когда очень важно дополнительную интенсификацию теплообмена не сопровождать существенным ростом аэродинамического сопротивления, в условиях течения в узких межтрубных зазорах могут наилучшим образом проявить себя декларируемые в большом количестве работ свойства "луночных" интенсификаторов.





Рис. 1. Шахматный пакет с "плотным" расположением труб: $d_2/d_1 = 3,4$; $\sigma_1 = S_1/d_1 = 2,8$; $\sigma_2 = S_2/d_1 = 1,86$

Рис. 2. Плоскоовальная труба с лунками: *а* – фотография трубы с лунками; *б* – конструкция трубы с лунками

Исследования теплообмена и аэродинамического сопротивления пакетов плоскоовальных труб проведены для четырех шестирядных пакетов с постоянным поперечным шагом труб $\sigma_1 = S_1/d_1 = 2,8$ и четырьмя разными продольными шагами $\sigma_2 = S_2/d_1 = 1,86$; 2,43; 3,0; 3,7. Результаты исследований представлены в логарифмических координатах в виде Nu = $f(\text{Re}_H)$, E u = $f(\text{Re}_H)$ на рис. 3.



Рис. 3. Результаты исследования теплообмена и аэродинамического сопротивления пакетов гладких плоскоовальных труб и с лунками при $\sigma_1 = 2,8$: $1 - \sigma_2 = 1,86$; 2 - 2,43; 3 - 3,0; 4 - 3,7; 5 - 1,86; 6 - 2,43; 7 - 3,0; 8 - 3,7 (5-8 – лунки)

Представленные на рис. 3, *а* результаты показывают, что плотный пакет труб $\sigma_2 = 2,43$ имеет самую высокую интенсивность теплообмена по сравнению с пакетами труб, имеющими другие значение σ_2 . Интенсивность теплообмена плотного пакета труб примерно на 10% больше, чем для максимально плотного пакета с $\sigma_2 = 1,86$, на 23% больше, чем для пакета с $\sigma_2 = 3,0$ и на 65% больше, чем для пакета с $\sigma_2 = 3,7$. Но, если посмотреть на результаты по аэродинамическому сопротивлению пакетов (рис. 3, δ), то можно увидеть, что сопротивление пакета труб с $\sigma_2 = 2,43$ гораздо больше аэродинамического сопротивления пакетов труб с $\sigma_2 = 1,86$, $\sigma_2 = 3,0$ и $\sigma_2 = 3,7$ в 1,5, в 2 и 6, 5 раз соответственно.

Сравнение представленных на рис. 3, *a* и 4, *a* результатов исследований теплообмена пакетов облуненных и гладких плоскоовальных труб показывает, что для пакетов труб с лунками, имеющими $\sigma_1 = S_1/d_1 = 2,8$ и $\sigma_2 = S_2/d_1 = 2,43; 3,0; 3,7$, во всем исследованном диапазоне изменения чисел Рейнольдса интенсивность теплообмена ниже на 5–15%, за исключением максимально плотной компоновки ($\sigma_2 = S_2/d_1 = 1,86$), где интенсивность выше на 3–5% для области Re_H > 5000, чем для пакетов, которые не имеют луночного покрытия. Результаты исследований аэродинамического сопротивления (рис. 3, *б* и 4, *б*) показывают, что для пакетов труб с лунками всех рассмотренных компоновок во всем исследованном диапазоне чисел Рейнольдса сопротивление выше на 13–18%, чем для пакетов, которые не имеют луночного покрытия.



Рис. 4. Сопоставление данных по теплообмену и аэродинамическому сопротивлению пакетов гладких и «облуненных» плоскоовальных труб при $\sigma_1 = 2,8$: $1 - \sigma_2 = 1,86$; 2 - 2,43; 3 - 3,0; 4 - 3,7

Таким образом, применение луночных интенсификаторов рассмотренных геометрических размеров, расположенных на боковых поверхностях плоскоовальных труб, не приводит в данных условиях к ожидаемому результату.

Литература

1. Pis'mennyi E. N. Ways for Improving the Tubular Heaters Used in Gas Turbine Units // Thermal Engineering. 2012. Vol. 59, No. 6. Pp. 485–490.

2. Isaev S., Chudnovsky Ja., Leontiev A., Kornev N., Hassel E. Vortex heat transfer enhancement in narrow channel by oval dimples arrangement // Proceedings of the 2013 ASME Summer Heat Transfer Conference SHTC-2013, July 14–19, 2013. Minneapolis, Minnesota, USA, HT2013-17596. 2013.

3. Leontiev A., Isaev S., Kornev N., Chudnovsky Ja., Hassel E. Numerical modeling and physical simulation of vortex heat transfer enhancement mechanisms over dimpled relief // Proceedings of the 14 Int. Heat Transfer Conf. IHTC 14, IHTC14-22334. 2010.

4. Письменный Е. Н., Кондратюк В. А., Жукова Ю. В., Терех А. М. Конвективный теплообмен поперечно-омываемых шахматных пакетов плоскоовальных труб // Восточно-европейский журнал передовых технологий. 2011. № 2/8 (50). С. 4–8.

5. Кондратюк В. А., Туз В. Е., Терех А. М., Жукова Ю. В., Мейрис А. Ж. Аэродинамическое сопротивление поперечно-омываемых шахматных пакетов плоско-овальных труб // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. 2012. № 3/8(57). С. 39–42.

6. Кондратюк В. А., Терех О. М., Баранюк О. В., Письменний Є. М. Теплообмін шахових пакетів плоскоовальних труб в поперечному потоці // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. 2015. № 1/8(73). С. 43–48.

УДК 534.231:532.517

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ИМПАКТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА

И. Г. Поздеева, О. В. Митрофанова

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

Исследованы механизмы генерации устойчивых вихревых структур при истечении Проведены экспериментальные исследования импактного закрученного потока. ПО взаимосвязи крупномасштабного вихревого движения с акустическими выявлению эффектами гидромеханических системах. Сопоставление амплитудно-частотных В характеристик звуковых колебаний с картинами визуализации вихревой структуры потоков и результатами численного моделирования позволили выявить топологические особенности импактного закрученного течения и установить связь между генерацией звуковых колебаний и геометрическими и режимными параметрами гидромеханической системы.

В серии экспериментов, проведенных для обоснования разработанного метода [1–4], был выявлен эффект саморегулирования акустических колебаний. Данное явление заключается в резонансном усилении акустических колебаний, генерируемых вихревой структурой потока за счет поглощения энергии собственных колебаний гидромеханической системы. В элементах теплоэнергетического оборудования ЯЭУ подобное может привести к резкому увеличению уровня вибраций и, как следствие, к разрушению.

Механизм эффекта саморегулирования выглядит следующим образом: при достижении предельного расхода рабочего тела энергии потока достаточно для сворачивания истекающего потока в вихревую структуру, характеризующуюся двумя частотами вращения (рис. 1): частотой $f_1 = 28$ Гц вокруг оси z и частотой $f_2 = 273$ Гц вокруг «оси» φ (рис. 1, ∂). Закрученная струя, выходя из отверстия вихревой камеры в области поворота и радиального растекания потока над кромкой отверстия, разбивается на тонкие спиральные вихри, что подтверждается картиной визуализации вихревого следа (рис. 1, c). Если энергия отдельного вихря оказывается недостаточной, то, доходя до края преграды и встречая сопротивление атмосферного давления внешней среды, спиральный вихрь не может покинуть систему и возвращается к центру преграды, где вновь подхватывается выходящим потоком. Так как вытекающий поток закручен, то струя, разбившись на тонкие спиральные вихри, распространяясь в радиальном направлении, смещается с каждым колебанием на некоторый угол.



Рис. 1. Докритический режим истечения для преграды диаметром D = 70 мм при $d_0 = 5$ мм и $G = 1.15 \cdot 10^{-3}$ м³/с: a – временная развертка акустической волны, δ – результат сложения гармонических колебаний с частотами $f_1 = 28$ Гц и $f_2 = 273$ Гц, e – амплитудно-частотная характеристика, e – картина вихревого следа на нижней поверхности преграды, ∂ – фигура Лиссажу с частотами $f_1 = 28$ Гц и $f_2 = 273$ Гц в цилиндрической системе координат (r, φ , z)

Частотой второго основного гармонического колебания f_1 является частота вращения группы тонких спиральных вихрей вокруг оси вихревой камеры. Поток может совершить несколько колебательных циклов, пока его энергия не станет достаточной для выхода во внешнюю среду. На экспериментальной диаграмме (рис. 1, *a*) наблюдаются соответствующие постепенные нарастание и спад уровня звукового давления. Сопротивление атмосферного давления зависит от площади выходного сечения щели, поэтому число циклов, за которые происходит накопление энергии, необходимой для выхода потока из-под преграды, зависит от размера преграды *D*. В этом случае частота f_2 также должна зависеть от диаметра преграды.

Формирующаяся таким образом вихревая система, как правило, оказывается неустойчивой и стремиться перестроиться. Источником дополнительной энергии выступают собственные колебания элементов конструкции вихревой камеры.

Вихревая камера, из которой происходит истечение воздушного потока, представляет собой жесткую металлическую конструкцию с вклеенной верхней торцевой плексигласовой поверхностью, через отверстие в которой вытекает закрученный поток воздуха. В рассматриваемом случае возбуждения собственных колебаний при истечении закрученного потока воздуха из вихревой камеры ее верхняя торцевая поверхность подвергается асимметричному силовому воздействию, приводящему к возникновению изгибных колебаний на частоте f_{11} , которая может быть оценена по формулам для круглой пластины согласно рекомендациям [5]:

$$f_{11} = 2.09 \cdot f_{01}, \tag{1}$$

$$f_{01} = 0.9342 \frac{b}{2R^2} \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-\nu^2)}},$$
(2)

где *R* – радиус пластины, *b* – толщина пластины, Е, р, v – модуль Юнга, плотность, коэффициент Пуассона материала пластины соответственно.

В этом случае (как проиллюстрировано на рис. V.2.1. в [5]) неподвижной окружностью является закрепленный край круглой пластины, а узловым диаметром – линия, соединяющая области, где в текущий момент времени происходит компенсация расхода втекающего под преграду и истекающий из-под нее потока воздуха.

Рассчитанная по формулам (1), (2) частота изгибных колебаний плексигласовой пластины радиусом R = 45 мм и толщиной b = 5 мм при значениях $E = 41 \cdot 10^8$ Па, v = 0.394, $\rho = 1.18 \cdot 10^3$ кг/м³ составляет $f_{11} = 2824$ Гц, что хорошо согласуется с экспериментальными значениями частоты f_3 и отвечает условию резонанса.

Предложена физическая модель, объясняющая механизм перераспределения энергии в открытой системе при резонансе. Экспериментальные наблюдения показали, что сложная топология вихреобразования при истечении импактного потока связана с притоком воздуха из внешней среды (рис. 2).



Рис. 2. Двойная вихревая структура

Обладающий большой кинетической энергией поток, вытекающий из вихревой камеры, возбуждает колебания упругой поверхности, сопровождающиеся колебаниями объема воздуха под преградой. Совпадение частоты одного из обертонов воздушных колебаний с собственной частотой верхней торцевой поверхности камеры f_{11} приводит к возникновению резонанса, благодаря чему становится возможным образование тонкой структуры – возникает вращение с частотой $f_3 = 2796$ Гц вокруг оси r (рис. 2 и рис. 3, d). Вытекающий поток покидает пространство под преградой за один цикл колебаний, не возвращаясь к центру преграды. На фото (рис. 3, c) в этом случае наблюдаются тонкие струйки. На рис. 3, aпредставлена соответствующая экспериментальная зависимость звукового давления от времени, показывающая, что при резонансном режиме истечения накопление и сброс энергии происходит за один колебательный цикл.



Рис. 3. Критический режим истечения для преграды диаметром D = 70 мм при $d_0 = 5$ мм и $G = 1.15 \cdot 10^{-3}$ м³/с: a – временная развертка акустической волны, δ – результат сложения гармонических колебаний с частотами $f_2 = 273$ Гц и $f_3 = 2796$ Гц, e – амплитудно-частотная характеристика, c – картина вихревого следа на нижней границе выходной щели, ∂ – фигура Лиссажу с частотами $f_2 = 273$ Гц и $f_3 = 2796$ Гц в цилиндрической системе координат (r, φ , z)

Таким образом, можно сделать вывод, что формирование вихревой структуры импактного закрученного потока способствует усилению упругих изгибных деформаций верхней плексигласовой поверхности вихревой камеры, определяющих частоту собственных акустических колебаний, что связано с переходом к резонансному режиму и может провоцировать начало вибрационного процесса.

В результате исследования процессов генерации звуковых колебаний при истечении импактного закрученного потока предложен способ мониторинга крупномасштабных вихреобразований на основе использования акустического метода. Метод акустических резонансов позволяет своевременно диагностировать появление нежелательных вихревых структур и выявлять опасные гидродинамические режимы, так как основные собственные частоты, характерные для ядерных реакторов, находятся в звуковом и инфразвуковом диапазоне.

Литература

1. Митрофанова О. В., Егорцов П. П., Кокорев Л. С., Круглов В. Б., Чернов А. И. Исследование механизма акустических колебаний в закрученных течениях // ТВТ. 2010. Т. 48, № 2. С. 241–249.

2. Митрофанова О. В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: Физматлит, 2010. – 288 с.

3. Митрофанова О. В., Круглов А. Б., Круглов В. Б., Поздеева И. Г. Исследование топологических особенностей импактных закрученных течений // Тепловые процессы в технике. 2010. № 10. С. 434–441.

4. Митрофанова О. В., Поздеева И. Г., Круглов А. Б., Круглов В. Б. Комплексные исследования эффектов генерации крупномасштабных вихреобразований в теплоносителях ядерных реакторов. Часть II. Экспериментальные исследования импактных закрученных течений // Ядерная физика и инжиниринг. 2012. Т. 3, № 2. С. 112–119.

5. Лепендин Л. Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978. – 448 с.

УДК 536.27

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕПЛООТДАЧИ ТРУБ С ВИНТОВОЙ НАКАТКОЙ, ПОЛУЧЕННОЙ МЕТОДОМ ДЕФОРМИРУЮЩЕГО РЕЗАНИЯ

И. А. Попов¹, А. В. Щелчков¹, А. Н. Скрыпник¹, Ю. В. Жукова², Н. Н. Зубков³

¹Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия ²Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь ³Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Перспективным способом повышения эффективности теплообменных устройств является использование поверхностных интенсификаторов теплоотдачи, позволяющих периодически разрушать ламинарный пограничный слой или вязкостный подслой турбулентного пограничного слоя, не затрагивая основной поток, что обеспечивает высокую теплогидравлическую эффективность интенсификации данного вида. Наиболее распространенная реализация этого способа – дискретно-шероховатые трубы и плоское оребрение с луночным рельефом на поверхности. Среди дискретно-шероховатых труб выделяют трубы с кольцевой и спиральной накаткой, системами выступов и выемок различной формы и с разной плотностью расположения. Устройства, производящие завихрение в движущейся

жидкости, являются наиболее привлекательными средствами интенсификации теплообмена в системах с вынужденной конвекцией. В связи с этим большой интерес вызывают вопросы гидродинамики в каналах с закруткой потока [1, 2].

Объект исследования представляет трубу круглого сечения (рис. 1), на внутренней поверхности которой методом деформирующего резания нанесена винтовая накатка. Параметры винтовой накатки представлены в табл. 1. Метод исследования – численное моделирование с привлечением результатов физического эксперимента, проведенного в Казанском национальном исследовательском техническом университете им. А. Н. Туполева. Рассматривалось нестационарное турбулентное движение несжимаемой среды. Решались стационарные уравнения Навье – Стокса, осредненные по Рейнольдсу, уравнение неразрывности и уравнение энергии. Замыкание уравнений Навье – Стокса осуществлялось с помощью к–ю-модели сдвиговых напряжений Ментера в стандартной формулировке [3]. На входе в расчетную область задавался массовый расход; внутренняя поверхность труб предполагалась гладкой, на ней были реализованы условия прилипания. Ускорение свободного падения было направлено перпендикулярно набегающему потоку.



Рис. 1. Поперечное сечение трубы (а), вид внутренней поверхности (б)

Таблица 1

Угол наклона канавки к оси трубы, град	Осевой шаг, м	Срез профиля гребня- канавки в нормальном к нему сечении	Длина трубы, мм	Относительная высота выступа, <i>d/D</i>
14	0.198		0.8	0.825
32	80		800	0.925
46	48		800	0.9125

Геометрические характеристики винтовой накатки

Экспериментальные исследования проводились на установке, схема которой представлена на рис. 2.



Рис. 2. Принципиальная схема экспериментального стенда: 1 – сборный резервуар, 2 – водяной фильтр, 3, 5 – водяные насосы, 6 – накопительный бак, 7 – датчик температуры, 8, 9 – датчики давления, 10 – рабочий участок, 11, 12 – расходомеры, 13, 14 – регулируемые дроссельные краны, 4, 15 – дроссельные краны

В результате проведенных экспериментов получены зависимости коэффициента гидравлического сопротивления для труб с винтовой накаткой от числа Re в сравнении с гладкими трубами. Коэффициент трения рассчитывался по формуле

$$\xi = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho U^2} \frac{D}{L},$$

где ΔP – перепад давления между входом и выходом исследуемой трубы; ρ – плотность воды при 293 К; U – скорость на входе в трубу; отношение D/L – поправка на конечную длину трубы. Для тестирования и экспериментальные данные, и результаты численного моделирования сопоставлялись с законом Блазиуса $\xi_0 = 0.3164 \, \text{Re}^{-0.25}$. В исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса от $3 \cdot 10^3$ до $2.5 \cdot 10^5$ рассчитанное по измеренным значениям перепада давления и скорости значение коэффициента трения отклоняется на 10% от соотношения Блазиуса. Результаты численного моделирования расходятся с соотношением Блазиуса на 8–12%.



Рис. 3. Структура течения в трубах: *а* – гладкая труба, *б* – труба с углом закрутки 14°

Экспериментальные исследования показали, что трубы с рассматриваемой винтовой нарезкой обладают более высоким коэффициентом трения. Самым низким коэффициентом трения обладают трубы с углом закрутки 14°. Структура течения в такой трубе представлена на рис. 3 в сравнении с гладкой трубой (результаты численного моделирования).

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту Т14Р-095 и при государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах по гранту Правительства России № 14.Z50.31.000.

Литература

1. Гортышов Ю. Ф., Попов И. А., Олимпиев В. В., Щелчков А. В., Каськов С. И. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 531 с.

2. Попов И. А., Махянов Х. М., Гуреев В. М. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 560 с.

3. Ansys Fluent. Pensylvania: Ansys Inc., 2011. – 11 p. (http://www.ansys.com).

УДК 53.091;620.93;621.5.09

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ВЛИЯНИЯ ГЕНЕРАЦИИ УДАРНЫХ ВОЛН НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПЕРЕПАД В УСТРОЙСТВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

С. С. Попович, Ю. А. Виноградов, А. Г. Здитовец, М. М. Стронгин

НИИ механики МГУ, г. Москва, Россия

Температурная стратификация (безмашинное энергоразделение) предполагает перераспределение полного теплосодержания в потоке газа без совершения им внешней работы или теплообмена с окружающей средой. Газовый поток с температурой T_0^* , пройдя через такое устройство, разделяется на два потока с температурами $T_1^* > T_0^*$ и $T_2^* < T_0^*$ [1]. Среди известных эффектов температурной стратификации можно отметить: вихревые, резонансные, эжекция с отрицательным коэффициентом эжекции, энергоразделение в двухфазных потоках, пульсационные трубы, стратификация в потоках газа при обтекании различных преград, а также стратификация в свободно истекающей струе [2, 3].

Академиком А. И. Леонтьевым был предложен метод температурной стратификации газового потока [4], основанный на известном газодинамическом эффекте: температура адиабатной стенки, обтекаемой потоком сжимаемого газа, может существенно отличаться от температуры торможения потока за счет диссипативных процессов в пограничном слое. В результате взаимодействия дозвукового и сверхзвукового потока воздуха через теплопроводную стенку (рис. 1) на выходе из устройства получаем два потоков – нагретый сверхзвуковой и охлажденный дозвуковой.

Эффективность устройства газодинамической температурной стратификации (ГТС) определяется прежде всего количеством теплоты, передаваемой через разделяющую потоки

стенку [5–8]. Тепловой поток, в свою очередь, зависит от теплоотдачи со стороны сверхзвукового α_1 и дозвукового потоков α_2 (коэффициента теплопередачи *K*), начальной температуры торможения потока T_0^* и адиабатной температуры стенки T_w^* , обтекаемой сверхзвуковым потоком (коэффициента восстановления температуры *r*):

$$q = K \left(T_w^* - T_0^* \right) = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} T_0^* (1 - r).$$
(1)

Как следует из (1), эффективность температурной стратификации существенным образом зависит от коэффициентов восстановления температуры r и теплоотдачи α . Причем режим максимальной эффективности температурной стратификации соответствует минимальному значению г и максимальному значению α .

Для повышения количества передаваемого тепла в устройстве необходимо повысить наименьший из коэффициентов теплоотдачи (1), в данном случае – со стороны сверхзвукового канала устройства [9–11]. Любое внесение конструктивных изменений в сверхзвуковой канал с целью интенсификации теплоотдачи сопровождается образованием ударных волн и локальных отрывных зон. Данная работа посвящена исследованию влияния искусственно генерируемых ударных волн на температурный перепад в устройстве ГТС.

Экспериментальные исследования проводились на прототипе устройства газодинамической температурной стратификации [12]. Длина рабочей части установки – 700 мм. Измеренное число Маха на входе в рабочий участок сверхзвукового канала составляло 1,9 (критический диаметр сопла – 4,6 мм). Сверхзвуковой канал – конический, расширяющийся с углом раскрытия 1,2°, начальный диаметр – 6 мм. Температура в форкамере установки и на входе в дозвуковой канал поддерживалась равной 40 °C. Давление торможения составляло 12 атм. Расход через сверхзвуковой канал составлял около 45 г/с. Расход через дозвуковой канал варьировался относительно расхода по сверхзвуковому каналу в диапазоне от 0 до 1. Материал, разделяющей потоки стенки, – латунь. Конические вставки (генераторы ударных волн) устанавливались в сверхзвуковом канале на длине 100, 200 и 300 мм от среза сопла. Ширина каждой вставки – 1 мм. Угол полураствора вставки – 22° – соответствовал геометрии предыдущих исследований [9].



Рис. 1. Принцип действия устройства газодинамической температурной стратификации (трубы Леонтьева)

Исследовались две конфигурации устройства: «гладкая стенка» – режим безотрывного обтекания сверхзвукового канала, «ударная волна» – установка конических вставок в сверхзвуковом канале устройства. Также исследовались режимы одинаково направленного движения дозвукового и сверхзвукового потоков («прямоток») и разнонаправленные движения потоков («противоток»). На первом этапе исследований измерялось распределение статического давления и температуры стенки сверхзвукового канала устройства при отсутствии дозвукового потока (рис. 2, 3). После этого по дозвуковому каналу запускался поток воздуха и измерялся суммарный эффект температурной стратификации по показаниям

датчиков на входе и выходе из соответствующих каналов устройства. Расход воздуха по дозвуковому каналу варьировался, что позволило построить график зависимости температурного перепада на выходе из устройства ГТС от соотношения расходов (рис. 4).



Рис. 2. Распределение статического давления по длине сверхзвукового канала устройства ГТС для двух конфигураций устройства: «гладкая стенка» (безотрывное обтекание) и «ударная волна» (канал с тремя коническими вставками по длине)

Основной гипотезой исследования было то, что в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем коэффициент теплоотдачи возрастет многократно при незначительном увеличении адиабатной температуры стенки (коэффициента восстановления температуры). Об этом свидетельствовали данные предыдущих исследований по влиянию скачков уплотнения и отрывного течения за ребром на коэффициент восстановления температуры в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа [9–11]. В результате настоящего исследования подтверждено [12–14], что режим противотока оказывается эффективнее, чем прямоток (рис. 4). В то же время генерация ударных волн практически не сказывается на температурном перепаде в устройстве стратификации (рис. 4). Этот эффект можно объяснить уменьшением теплового потока через стенку в конце рабочего участка. Как видно из рис. 3, температура стенки сверхзвукового канала на длине от 400 до 700 мм значительно увеличивается в результате уменьшения скорости в канале. Если исключить неэффективно работающую выходную часть устройства, то с помощью таких конических вставок в сверхзвуковом канале можно добиться уменьшения длины устройства ГТС при сохранении того же температурного перепада на выходе.



Рис. 3. Распределение температуры наружной поверхности стенки сверхзвукового канала устройства ГТС (получено с помощью тепловизора) для двух конфигураций устройства: «гладкая стенка» (безотрывное обтекание) и «ударная волна» (канал с тремя коническими вставками по длине)



Рис. 4. Температурный перепад между потоками на выходе из устройства ГТС в зависимости от соотношения расходов в сверхзвуковом и дозвуковом каналах для трех конфигураций устройства: «ударная волна – прямоток», «ударная волна – противоток», «гладкая стенка»

Также отсутствие влияния ударных волн на эффект температурной стратификации можно объяснить незначительным уровнем интенсификации теплоотдачи: генерируемые ударные волны не достигают пограничного слоя, пересекаясь в центральной части канала и теряя при этом свою интенсивность. Возможным направлением дальнейших исследований является установка конических генераторов ударных волн в центральной части канала. Такая конфигурация позволит избежать пересечения ударных волн и добиться более существенной интенсификации теплоотдачи в области взаимодействия волны сжатия с пограничным слоем.

Работа выполняется за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00699).

Обозначения

q – удельный тепловой поток, Вт/м²; K – коэффициент теплопередачи; T_w^* – температура адиабатной стенки, К; T_0^* – температура торможения, К; P_0^* – давление торможения, Па; α_1 , α_2 – коэффициенты теплоотдачи по горячей и холодной сторонам теплообменного устройства, Вт/(м²·K); δ – толщина теплопередающей стенки, м; λ – коэффициент теплопроводности материала стенки, Вт/(м·K); r – коэффициент восстановления температуры; М – число Маха.

Литература

1. Eckert E. R. G. Energy separation in fluid streams // Intern. Commun. in Heat and Mass Transfer. 1986. Vol. 13, No. 2. Pp. 127–143.

2. Леонтьев А. И. Газодинамические методы температурной стратификации (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 4. С. 6–26.

3. Бурцев С. А., Леонтьев А. И. Исследование влияния диссипативных эффектов на температурную стратификацию в потоках газа (обзор) // ТВТ. 2014. Т. 52, № 2. С. 297–307.

4. Пат. на изобр. РФ № 2106581. Кл. МПК-6: F25B9/02.10.03.1998 / А. И. Леонтьев. Способ температурной стратификации газа и устройство для его осуществления (труба Леонтьева).

5. Макаров М. С., Макарова С. Н. Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 777–787.

6. Бурцев С. А. Исследование путей повышения эффективности газодинамического энергоразделения // ТВТ. 2014. Т. 52, № 1. С. 14.

7. Волчков Э. П., Макаров М. С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 19–31.

8. Бурцев С. А. Методика расчета устройств газодинамической температурной стратификации при течении реального газа // Тепловые процессы в технике. 2013. № 9. С. 386–390.

9. Попович С. С. Экспериментальное исследование влияния падающего скачка уплотнения на адиабатную температуру стенки в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6, № 3. С. 98–104.

10. Popovich S. S., Egorov K. S., Vinogradov Yu. A. Experimental research of adiabatic wall temperature influenced by separated supersonic flow // Proceedings of 15th Intern. Heat Transfer conf. IHTC-15-8962, 2014.

11. Попович С. С., Виноградов Ю. А., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование возможности интенсификации теплообмена в устройстве безмашинного энергоразделения потоков // Вестник Самарского государственного аэрокосмического ун-та им. академика С. П. Королева. 2015. Т. 14, № 2. С. 159–169.

12. Zditovets A. G., Vinogradov Yu. A., Titov A. A. Experimental investigation of the heat transfer process at a gas-dynamic method of energy separation // Proceedings of 15th Intern. Heat Transfer conf. IHTC-15-8965, 2014.

13. Здитовец А. Г., Титов А. А. Влияние формы поверхности теплоизолированного стержня, омываемого сверхзвуковым потоком, на коэффициент восстановления температуры // Изв. РАН. Энергетика. 2007. № 2. С. 111–117.

14. Виноградов Ю. А., Здитовец А. Г., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой трубки // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 5. С. 134–145.

УДК532.59

НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Л. А. Прокудина

Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет), г. Челябинск, Россия

Исследование тонких слоев вязких жидкостей (жидких пленок), сочетающих малую толщину и большую поверхность контакта, связано с реализацией их течения в тепломассообменных аппаратах, например, теплоэнергетической, химической, пищевой, фармацевтической промышленности [1, 2]. На режимы течения жидких пленок влияют различные физико-химические факторы. Применение добавок поверхностно-активных веществ (ПАВ) качественно меняет характер течения жидких пленок. Градиенты температуры и концентрации вызывают неоднородность поверхностного натяжения и появление градиентов поверхностного натяжения, в результате чего на межфазовой поверхности возникают силы (термокапиллярные, концетрационнокапиллярные), природа которых определяется реальным физическим процессом.

Рассмотрено течение тонкого слоя вязкой несжимаемой жидкости (жидкой пленки) толщиной б под действием силы тяжести по твердой наклонной плоскости в прямоугольной системе координат *OXYZ*. Математическая модель течения трехмерной неизотермической

жидкой пленки толщиной б представляет собой систему уравнений Навье – Стокса и уравнения неразрывности с граничными условиями, учитывающими влияние процессов тепломассопереноса [3, 4]. Для расчета волновых характеристик жидких пленок выведено дисперсионное уравнение

$$\omega (a_7 k_x + a_9 k_z + i) + a_1 k_x^4 + a_2 k_x^2 k_z^2 + a_3 k_z^4 - a_4 i k_x^3 - a_5 i k_z^3 - a_6 k_x^2 - a_8 k_x k_z - a_{10} k_z^2 + a_{11} i k_x + a_{12} i k_z - \frac{1}{\text{Re Pr Ku}} = 0,$$

где $\omega = \omega_r + i\omega_i$, ω_r – частота, ω_i – инкремент.

Коэффициенты дисперсионного уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} a_{1} &= -\frac{\operatorname{Re}\sigma}{3}, \ a_{2} = 2a_{1}, \ a_{3} = a_{1}, \ a_{4} = -\frac{\operatorname{Re}^{2}F_{x}N}{2}, \ a_{5} = -\frac{\operatorname{Re}^{2}F_{z}N}{2}, \ a_{6} = a_{6}^{*} + a_{6}^{1}, \\ a_{6}^{*} &= -\frac{\operatorname{Re}F_{y}}{3} - \frac{\operatorname{Re}M}{2} + \frac{3}{40}\operatorname{Re}^{3}F_{x}(\tau_{x} + F_{x}), \ a_{6}^{1} &= \frac{2}{3}\operatorname{Re}\operatorname{sign}\Delta T \frac{C}{\left(\operatorname{Re}\operatorname{Pr}\operatorname{Ku}\right)^{2}}, \\ a_{7} &= \frac{5}{24}\operatorname{Re}^{2}F_{x}, \ a_{8} = \frac{3}{20}\operatorname{Re}^{3}F_{x}F_{z} + \frac{3}{40}\operatorname{Re}^{3}\left(F_{z}\tau_{x} + F_{x}\tau_{z}\right), \ a_{9} &= \frac{5}{24}\operatorname{Re}^{2}F_{z}, \\ a_{10} &= a_{10}^{*} + a_{10}^{1}, \ a_{10}^{*} &= -\frac{\operatorname{Re}F_{y}}{3} - \frac{\operatorname{Re}M}{2} + \frac{3}{40}\operatorname{Re}^{3}F_{z}(\tau_{z} + F_{z}), \\ a_{10}^{1} &= \frac{2}{3}\operatorname{Re}\operatorname{sign}\Delta T \frac{C}{\left(\operatorname{Re}\operatorname{Pr}\operatorname{Ku}\right)^{2}}, \ a_{11} &= -\operatorname{Re}F_{x} - \operatorname{Re}\tau_{x}, \ a_{12} &= -\operatorname{Re}F_{z} - \operatorname{Re}\tau_{z}. \end{aligned}$$

Численно исследованы неустойчивые режимы течения неизотермических жидких пленок для чисел Рейнольдса Re ≤15. Волновые характеристики вертикальной жидкой пленки представлены на рис. 1, определены области неустойчивости (рис. 2).

Под влиянием градиентов температуры течение пленки сопровождается увеличением скорости роста возмущений и расширением области неустойчивости. При больших градиентах температуры термокапиллярные силы способны разрушить жидкую пленку, что может привести к местному перегреву охлаждаемой пленкой стенки и создать аварийную ситуацию при работе тепломассообменного аппарата. Разрушение жидких пленок наступает при достижении параметром Марангони М критического значения, равного

$$M_{k} = -\frac{2}{3}F_{y} + \frac{4}{3}\operatorname{sign}\Delta T \frac{C}{\left(\operatorname{Re}\operatorname{Pr}\operatorname{Ku}\right)^{2}} + \frac{3}{20}\frac{\operatorname{Re}^{2}}{k_{x}^{2} + k_{z}^{2}}\left(F_{x}\left(\tau_{x} + F_{x}\right)k_{x}^{2} + F_{z}\left(\tau_{z} + F_{z}\right)k_{z}^{2}\right) - \frac{2}{\operatorname{Re}\left(k_{x}^{2} + k_{z}^{2}\right)}\left(b_{0} - \frac{b_{1}}{b_{2}}\right),$$

где

$$b_0 = a_1 k_x^4 + a_2 k_x^2 k_z^2 + a_3 k_z^4 - a_8 k_x k_z - (\text{Re Pr Ku})^{-1};$$

$$b_1 = a_4 k_x^3 + a_5 k_z^3 - a_{11} k_x - a_{12} k_z; \quad b_2 = a_7 k_x + a_9 k_z.$$



Рис. 1. Зависимость инкремента (*a*) и фазовой скорости (б) от волнового числа для Re = 5: 1 - M = 0; 2 - 0.3; 3 - 1



Рис. 2. Области неустойчивости пленки (*a*) и положение кривых максимального инкремента (δ): 1 - M = 0; 2 - 0.3; 3 - 1

Процесс развития возмущений во времени, моделирующий разрушение пленки при значительных градиентах температуры (параметр M > 0), представлен на рис. 3.



Рис. 3. Состояние поверхности вертикальной жидкой пленки для Re = 5, M = 1: 1 – t = 0; 2 – 0.0125; 3 – 0.025; 4 – 0.0375; 5 – 0.05

Численное моделирование неустойчивых режимов жидкой пленки с учетом различных физико-химических факторов способствует изучению влияния этих факторов на волновые характеристики, а также разработке методик контроля и управления различными режимами течения жидких пленок.

Обозначения

Re – число Рейнольдса, F_x , F_y , F_z – проекции числа Фруда на соответствующие оси координат, N – параметр поверхностной вязкости, τ_x , τ_z – проекции касательного напряжения, M – параметр Марангони, Pr – число Прандтля; Ku – число фазового перехода; σ – параметр поверхностного натяжения. В процессе конденсации sign $\Delta T = 1$, а в процессе испарения sign $\Delta T = -1$.

Литература

1. Холпанов Л. П., Шкадов В. Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела. М.: Наука, 1990. – 271 с.

2. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. М.: Наука, 1992. – 256 с.

3. Прокудина Л. А., Вяткин Г. П. Неустойчивость неизотермической жидкой пленки // Докл. РАН. 1998. Т. 362, № 6. С. 770–772.

4. Prokudina L. A. Nonlinear evolution of perturbations in a thin fluid layer during wave formation // J. Exp. And Theor. Physics. 2014. Vol. 118, No. 3. Pp. 480–488.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

СFD МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ СТЕНДЕ С УЧЁТОМ ТЕРМИЧЕСКОГО КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

К. М. Сергеенко, Д. А. Афремов, А. В. Тутукин, Д. А. Огнерубов, Д. В. Фомичёв, А. И. Вороной

АО НИКИЭТ, г. Москва, Россия

Тяжёлые жидкометаллические теплоносители (ТЖМТ) являются перспективными для реакторных установок (РУ) нового поколения. Наряду с целым набором преимуществ, они обладают рядом недостатков. Так, свинец и эвтектика свинец-висмут оказывают относительно высокое коррозионное воздействие на конструкционные материалы (КМ). Для защиты поверхностей КМ в технологии ТЖМТ предусмотрено формирование на них оксидного покрытия [1]. Оксидное покрытие, обладающее слабой теплопроводящей способностью, а также пристенный слой свинца, насыщенный примесями [2, 3], служат причиной термического контактного сопротивления (ТКС) на поверхностях КМ и таким образом снижают эффективность теплоотдачи.

Для проведения экспериментальных исследований режимов работы парогенератора РУ со свинцовым теплоносителем, в АО "ГНЦ РФ-ФЭИ" создан экспериментальный стенд, моделирующий поперечное обтекание свинцом трубного пучка [4]. Экспериментальный стенд, общий вид которого показан на рис. 1, представляет собой пучок из 20 теплообменных труб коридорного расположения. По тракту течения теплоносителя в экспериментальном стенде размещено шесть рядов труб. Первый ряд – не обогреваемый – предназначен для формирования профиля скорости свинца. Остальные 5 рядов – обогреваемые. Теплоноситель второго контура – вода на линии насыщения. Свинцовый теплоноситель находится в состоянии насыщения кислородом.

Коэффициенты теплообмена со стороны свинца, полученные в результате экспериментов, разнятся как со справочными данными [5]:

$$Nu_{ref_{-1}} = Pe_{y_{3\kappa}}^{0.5} \pm 30\%, \qquad (1)$$

так и с данными [6]:

$$Nu_{ref_{2}} = 2Pe_{\mu a \delta}^{0.5} \pm 30\%.$$
 (2)

В данной работе представлено CFD моделирование экспериментального стенда. Для учёта влияния ТКС в CFD модель была встроена модель формирования оксидной плёнки:

$$h_{\rm film} = 1.45 \cdot 10^{-4} (V_{visk} + 1)^{-0.44} \sqrt{C_0 t \exp(-8463/T)} , \qquad (3)$$

полученная на основе модели [7]:

$$h_{\text{film}} = 7 \cdot 10^{-9} \cdot (2 - \alpha) \sqrt{V_{visk}^{-0.875} P_0^{0.125} C_0 t \exp(-E_a / RT)} , \qquad (4)$$

и модель формирования отложений оксида свинца:

$$h_{\rm PbO}({\rm max}) = 0.066 \cdot (T - 273.15)^{-0.94} \tau_w^{-3/7},$$
 (5)

полученная на основе модели [8]:

$$K_{\max} \frac{\lambda}{d} = \frac{200}{\operatorname{Re}^{0.75}}.$$
(6)

Численное моделирование показало, что в случае насыщения кислородом свинцового теплоносителя число Нуссельта в экспериментальном стенде при рассмотренном режиме работы может уменьшиться с 7.6 до 4.3. При этом основной вклад в ТКС вносят оксиды свинца. Расчётный диапазон чисел Nu согласуется с экспериментальными данными: Nu_{clean}(max) = 7.6, Nu_{PbO}(min) = 4.3, Nu_{PbO,film} = 4.0, Nu_{exp} = 6.0, Nu_{ref_1} = 15.4 ± 4.6, Nu_{ref_2} = 20.8 ± 6.3 .



Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки

Рис. 2. Расчётная толщина оксидного покрытия

В результате расчетов было получено (рис. 2), что средний перепад температуры на оксидной плёнке составляет 2.7 °С, средняя толщина оксидной плёнки на теплообменных трубках – 45 мкм. Средний перепад температуры на отложениях оксида свинца составляет 20.4 °С, а средняя толщина слоя отложений оксида свинца – 0.18 мм.

Причина несогласованности расчётно-экспериментальных и справочных данных может быть выяснена путём проведения дополнительных исследований.

Обозначения

Ре_{узк} – число Пекле, определённое по скорости в узком сечении; h_{film} – толщина оксидной плёнки, м; h_{PbO} – толщина слоя оксида свинца, м; Ре_{наб} – число Пекле, определённое по скорости набегающего потока; C_0 – концентрация кислорода, вес. %; α – константа окисления; d – гидравлический диаметр, м; E_a – энергия активации процесса окисления, Дж/моль; K – термическое контактное сопротивление, м^{2.} °C/Вт; P_0 – парциальное давление кислорода, доли атм; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); T – температура, K; τ_w – касательное напряжение, Па; t – длительность процесса окисления, с; V_{visk} – скорость на внешней границе вязкого подслоя, м/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); Nu_{clean} – число Нуссельта без учёта ТКС; Nu_{PbO} – число Нуссельта с учётом отложений оксида свинца; Nu_{pbO,film} – число Нуссельта с учётом отложений оксида свинца и оксидной плёнки; Nu_{exp} – число Нуссельта, определённое в результате экспериментальных исследований, Re – число Рейнольдса.

Литература

1. Мартынов П. Н., Асхадуллин Р. Ш., Симаков А. А. и др. Твердофазная технология регулирования кислорода в тяжелых жидкометаллических теплоносителях // Новые промышленные технологии. ЦНИЛОТ. 2004. № 3. С. 30–34.

2. Орлов Ю. И. Обобщение данных по теплообмену в среде жидкометаллических теплоносителей с учетом термического сопротивления в пристенных зонах // Исследования в области теплофизики ядерных энергетических установок. Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 2014. – 365 с.

3. Fenglei Niu, Robert Candalino, Ning Li. Effect of oxygen on fouling behavior in leadbismuth coolant systems // J. of Nuclear Materials. 2007. Vol. 366. Pp. 216–222.

4. Парфенов А. С., Михеев А. С., Грабежная В. А., Щербаков С. И. Экспериментальное исследование теплообмена при поперечном обтекании свинцом пучка пар генерирующих труб // Теплофизика реакторов на быстрых нейтронах. Теплофизика–2013: Сб. тез. конф. Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 2013. С. 110–112.

5. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П. Справочник по теплогидравлическим расчетам. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 360 с.

6. Субботин В. И., Мишанин В. Е., Денискин Е. И. Теплоотдача при поперечном обтекании пучков труб жидким металлом // ТВТ. Т. 1, № 2. С. 238–246.

7. Варсеев Е. В., Алексеев В. В., Орлова Е. А. Моделирование оксидирования стали в свинце с учетом термодинамических характеристик оксидных соединений // Изв. ВУЗов. Физика. 2013. Т. 56, № 4/2. С. 79–87.

8. Кириллов П. Л., Жуков А. В. и др. Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике. М.: ИздАТ, 2013. Т. 2. С. 351–352.

УДК 532.516; 532.517.4

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ТРУБЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ ПРИ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Т. В. Сидорович

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

Совершенствование теплообменных аппаратов, связанное с тенденцией миниатюризации промышленного оборудования, направлено на выбор теплоносителя и организацию наиболее эффективного режима его течения, усложнение конфигурации каналов путем создания пережатий, лунок, выступов [1–5]. Каналы с пережатиями, выступами и другими изменениями проходного сечения при стационарном режиме течения вязкого теплоносителя создают условия для отрыва пограничного слоя и ухудшения в области отрыва теплообменных параметров.

Исследование теплообмена при наличии ламинарного отрыва потока тесно связано с определением границ переходного от ламинарного к турбулентному режиму течения под влиянием сильных возмущений, источником которых являются как пережатия, так и пульсации скорости. Отрыв потока, который реализуется в каналах с изменяющимся проходным сечением, стимулирует возникновение и распад вихрей в пристеночной зоне за пережатием. Для определения возможности образования за пережатиями зон обратного циркуляционного течения следует использовать значение числа Рейнольдса, определенного по высоте выступа или пережатия, средней расходной скорости в сечении над пережатием и кинематической вязкости при температуре стенки. Вихревые зоны образовываются всегда при выполнении условия $Re_L > 10$ (число Рейнольдса Re_L определяется по характерной высоте выступа, скорости над пережатием и вязкости при температуре стенки).

Теоретико-экспериментальным путем для граничных условий первого рода установлено [3–5], что пульсационный ламинарный режим течения вязкого теплоносителя в каналах с пережатиями хорошо обтекаемой формы является средством интенсификации процесса теплообмена только при соблюдении следующих условий: 1) процесс протекает в условиях развивающегося теплового пограничного слоя (короткий канал); 2) при стационарном режиме течения за пережатиями образовываются зоны возвратно-вихревого течения; 3) величина амплитуды пульсаций скорости соизмерима со стационарной составляющей скорости жидкости во входном сечении; 4) частота пульсаций скорости (давления) должна принадлежать диапазону оптимальных частот, в случае охлаждения протекающей жидкости, определяемому из выражения $1 < \sqrt{Re_{\omega}} = \sqrt{h_{nep}^2 \omega / v_{cm}} < 2$; 5) динамическая вязкость жидкости в сильной степени зависит от температуры.

Вычислительный эксперимент показал, что при граничных условиях первого рода применение пульсационного ламинарного режима течения теплоносителя является целесообразным в теплообменниках с волнообразной стенкой или пережатиями хорошо обтекаемой формы, расположенных несимметрично на удалении друг от друга. Для каналов в виде труб переменного сечения требуются дополнительные исследования.

Определение эффективности пульсационного режима течения для граничных условий второго рода (постоянный тепловой поток) является более сложной по сравнению с граничными условиями первого рода, особенно для рекуперативных теплообменных аппаратов проточного типа. Во многих случаях при проведении экспериментальных работ принимается допущение достаточно большой скорости течения в охлаждающем контуре теплообменника, что позволяет считать, что разделяющая потоки стенка поддерживается при постоянной температуре [6]. Речь идет о течениях, интенсивность турбулентных пульсаций в которых достаточно высока. Выполнено численное исследование в сопряженной постановке, которое подтверждает данный эмпирический вывод: корректное использование известных расчетных соотношений для вычисления теплообменных параметров (коэффициент конвективного теплообмена, коэффициент гидравлического сопротивления) вязкой жидкости, текущей по внутреннему каналу рекуперативного теплообменного аппарата, выведенных для граничных условий первого рода, возможно при организации турбулентного режима течения во внешнем канале. В этом случае для внутренних каналов, в которых теплообмен протекает на участке развивающегося теплового пограничного слоя, обеспечивается практически постоянная температура стенки.

Изложенные выше выводы и рекомендации применены для оценки средствами вычислительного эксперимента целесообразности применения пульсационного режима течения для интенсификации теплообмена в каналах с поперечным сечением вида конфузор– диффузор (рис. 1).

Известно, что при движении жидкости в конфузоре скорость потока вдоль трубы возрастает, а давление уменьшается. Отрыв потока от стенки с небольшим сжатием возможен на выходе из конфузора в месте соединения с диффузором, поэтому сопротивление конфузора всегда меньше, чем диффузора с такими же геометрическим характеристиками. Последовательное соединение конфузор–диффузор при оптимальных углах полураскрытия снижает общее сопротивление участка трубы [7], что при стационарном режиме течения теплоносителя приводит к росту энергетической эффективности по сравнению с круглыми трубами.





Исследовано ламинарное и турбулентное стационарное и пульсационное течения вязкой жидкости (вода, масло трансформаторное) с переменными свойствами ($\mu = f(T)$) в условиях развивающихся динамического и теплового пограничных слоев и при граничном условии второго рода в канале длиной $L = 40d_3$ с продольным проходным сечением типа конфузор–диффузор. Влияние высоты пережатия на процесс теплообмена учитывается как отношение площади минимального сечения $S_{\text{мин}}$ к площади максимального $S_{\text{макс}}$: $\delta = S_{\text{мин}}/S_{\text{макс}} = 0,25$ и 0.49. Величина постоянного теплового потока q к стенкам канала обеспечивает перепад температур между стенкой канала и температурой втекающей жидкости $\Delta T = 80$ °C. Задача решена средствами пакета ANSYS FLUENT.

Профиль скорости во входном сечении внутреннего канала – однородный, течение – стационарное, ламинарное и турбулентное (k- ω модель турбулентности), а также нестационарное (пульсационное). В этом случае изменение скорости во входном сечении канала задается выражением $U_0 = U_{st} [1 + A \sin(\omega t)]$. Радиальная частота пульсаций для ламинарного и турбулентного течений вязкого теплоносителя во внутреннем канале определяется выражением для оптимальной частоты пульсаций при охлаждении: $3 \le \omega \le 6$, что соответствует частоте $0.5 < f = \omega / 2\pi < 1$ Гц.

Установлено, что применение пульсационного ламинарного режима течения вязкого теплоносителя (вода, масло) приводит к опережающему росту гидравлического сопротивления по сравнению с ростом коэффициента теплообмена, снижая тем самым энергетическую эффективность. Для турбулентного режима течения ситуация сложнее.

Результаты расчетов для воды приведены на рис. 2. Средние за период пульсаций коэффициенты поверхностного трения и теплообмена практически не отличаются от своих значений при стационарном режиме течения. Несмотря на большой температурный перепад между охлаждаемой стенкой и горячей жидкостью в канале, применение пульсационного турбулентного режима течения неэффективно, так как вязкость меняется с температурой незначительно (не выполнено пятое условие).



Рис. 2. Влияние частоты пульсаций скорости на средние за период пульсаций коэффициенты: *a* – поверхностного трения, *б* – теплообмена (охлаждаемая жидкость – вода)

Ситуация для охлаждения трансформаторного масла (рис. 3) дает основания для сдержанного оптимизма: в области минимального проходного сечения происходит дополнительное вихреобразование, интенсивность турбулентных пульсаций (средняя за период) увеличивается и захватывает область ближе к оси течения канала; при пульсационном режиме с учетом соблюдения всех необходимых условий тепловая эффективность такого теплообменника растет быстрее, чем гидродинамическое сопротивление (рис. 3).



Рис. 3. Влияние амплитуды и частоты пульсаций скорости на средние за период пульсаций коэффициенты: *a* – поверхностного трения, *б* – теплообмена (охлаждаемая жидкость – масло трансформаторное)

Таким образом, для внутренних каналов теплообменного оборудования с проходным сечением типа конфузор–диффузор показано, что, в отличие от случая нестационарного ламинарного течения охлаждаемой вязкой жидкости (отмечается снижение энергетической эффективности), при турбулентном режиме течения пульсации среднерасходной скорости (давления) изменяют такие характеристики турбулентности как интенсивность турбулентности и коэффициент эффективного теплообмена в сторону увеличения, повышая тем самым энергетическую эффективность теплообменного оборудования для охлаждения вязких жидкостей.

Обозначения

A – амплитуда пульсаций; $d_{_9}$ – эквивалентный диаметр, м; h_{nep} – высота выступов/ пережатий, м; $\langle c_f \rangle_{\omega}$ – средний за период пульсаций коэффициент поверхностного трения; $\langle \text{Nu} \rangle_{\omega}$ – среднее за период пульсаций число Нуссельта; Re_{ω} – пульсационное число Рейнольдса; U_0 – скорость на входе в канал, функция частоты и амплитуды пульсаций, м/с; U_{st} – скорость на входе в канал при стационарном режиме течения, м/с; v_{cm} – значение кинематической вязкости при температуре стенки, м²/с.

Литература

1. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990. – 200 с.

2. Сидорович Т. В., Байков В. И. Теплообмен в коротких цилиндрических каналах переменного проходного сечения с постоянной температурой стенки при ламинарном пульсационном течении вязкой жидкости // Тепло- и массоперенос—2008: Сб. науч. тр. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2009. С. 266–276.

3. Сидорович Т. В., Коляго Н. В., Зновец П. К., Байков В. И. Пульсационный режим течения вязкой жидкости как средство интенсификации конвективного теплообмена // Энерго- и материалосберегающие экологически чистые технологии: Материалы VIII междунар. науч.-техн. конф. В 2 ч. Ч. 1. Гродно: ГрГУ, 2010. С. 327–335.

4. Сидорович Т. В., Байков В. И. Интенсификация теплоотдачи при ламинарном вязкостном течении жидкости в плоском канале (численное исследование) // Энерго- и материалосберегающие экологически чистые технологии: Материалы VIII междунар. науч.техн. конф. В 2 ч. Ч. 1. Гродно: ГрГУ, 2010. С. 319–326.

5. Сидорович Т. В., Байков В. И. Пути повышения энергоэффективности миниатюрного рекуперативного теплообменного оборудования для вязких жидкостей // ММФ–2012: XIV Минский международный форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 10–13 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 2, Ч. 1. С. 141–144.

6. Коноплев А. А., Алексанян Г. Г., Рытов Б. Л., Берлин Ал. Ал. Конвективный теплообмен в глубоко профилированных каналах // ТОИР. 2007. Т. 41, № 5. С. 549–556.

7. Мигай В. К., Прохоренко В. С. Интенсификация теплообмена в трубе переменного сечения при течении вязких жидкостей // Энергомашиностроение. 1982. № 8. С. 11–12.

УДК 532.524.4

МЕХАНИКА ПЕРЕНОСА МИКРОЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

С. А. Стрельникова¹, Г. В. Ткаченко², Б. А. Урюков²

¹ООО «Энергоавтоматика», г. Москва, Россия ²Институт проблем материаловедения НАНУ, г. Киев, Украина

Движение частиц малых, в том числе и микронных, размеров в потоках жидкости иногда сопровождается их смещением в поперечном направлении. Это известные эффекты Сегре–Зильберберга (при вертикальном ламинарном течении в трубе) и Томса (при турбулентном режиме течения в трубах и на плоскостях). Последний примечателен тем, что при очень малой весовой концентрации частиц порядка $10^{-5}-10^{-4}$ коэффициент сопротивления трения на стенках трубы может снижаться вплоть до 90%. Поэтому эффект Томса широко используется в трубопроводном транспорте нефтепродуктов и других жидкостей. Большой интерес к этому явлению был проявлен в 70–80-х гг. прошлого века со стороны военноморских кругов. Однако он постепенно угас в основном потому, что «морское» применение эффекта Томса требовало больших финансовых затрат. Большинство научных достижений, полученных к настоящему времени, состоит в получении полуэмпирических формул, описывающих различные аспекты переноса импульса и тепла в потоках с присадками из микроскопических полимерных частиц. Несмотря на то, что сообщение об эффекте Томса было опубликовано в 1948 г., его физические основы до сих пор до конца не ясны. Характерные особенности эффекта заключаются в следующем.

1. По мере движения в трубе частицы собираются в пределах переходной зоны турбулентного пограничного слоя.

2. Эффект наблюдается только при турбулентном режиме течения при числах Рейнольдса выше некоторого критического значения.

Смещение частиц в направлении, поперечном потоку, может происходить под действием известных сил Саффмена *F_s* и Магнуса *F_M*:

$$F_{s} = 1.61 \rho d^{2} (V_{x} - v_{x}) \sqrt{\nu \left| \frac{dV_{x}}{dy} \right|} \operatorname{sign} \frac{dV_{x}}{dy}, \qquad (1)$$

$$F_M = C_M \rho d^3 (V_x - v_x) \omega.$$
⁽²⁾

Коэффициент C_M , вообще говоря, зависит от числа Рейнольдса и изменяется от ~0,4 при $\text{Re}_d \ll 1$ до ~3 при $\text{Re}_d = 10-30$.

Проблема заключается в том, что для проявления этих сил должна существовать разница скоростей частицы и потока. В случае же очень малых частиц в потоке жидкости она быстро становится фактически равной нулю. Действительно, воспользовавшись уравнением Стокса для движения частицы в потоке при малом числе Рейнольдса

$$m\frac{dv_x}{dt} = 3\pi v \rho d(V_x - v_x), \qquad (3)$$

при начальном условии t = 0, $v_x = 0$ можно найти

$$t = -\frac{1}{18} \frac{\rho_p d^2}{\rho v} \ln \left(1 - \frac{v_x}{V_x} \right).$$

Положив $\rho \approx \rho_p$; $v = 3,5 \cdot 10^{-6}$ (дизельное топливо); d = 10-100 мкм, получим, что для снижения разницы скоростей до $v_x/V_x \approx 0,999$ потребуется всего $\sim 10^{-5} - 10^{-3}$ с. В сопоставлении с длительностью движения потоков в трубопроводах, достигающей многие часы, можно считать, что частицы всегда движутся со скоростью потока. Однако это не совсем верно. В расчетах силового взаимодействия малых частиц с потоком они рассматриваются как точки, которым приписывается масса и при необходимости – объем. В действительности же, как и при взаимодействии больших тел с потоком, надо учитывать их обтекание и тогда можно найти условия, при которых разность скоростей существует.

На рис. 1 приведены эскизные виды профилей относительных скоростей обтекания сферических частиц жидким потоком на некотором расстоянии перед и за частицей, отнесенные к центру частицы, по прошествии времени выравнивания. Для простоты поток считается равномерным в направлении оси *z*, нормальной к рисунку.



Рис. 1. Эскизы профилей скоростей обтекания частиц потоком

Рис. 1, *А* соответствует движению частицы в полностью равномерном потоке, когда отсутствует ее обтекание. Естественно, частица будет иметь скорость, равную скорости потока. На рис. 1, *В* изображена структура обтекания частицы потоком с линейным профилем скорости. Поскольку скоростной напор действует в разные стороны по оси *x*, частица приобретет угловую скорость относительно оси *z*. При этом одинаковость абсолютных значений сил напорного воздействия в направлении оси *x* приведет к тому, что частица так же, как и в первом случае, будет двигаться со скоростью потока, точнее – со скоростью жидкости в некоторой центральной линии тока. Наконец, на рис. 1, *С* отображена картина обтекания частицы потоком с нелинейным профилем скорости. В данном случае, наряду с вращением частицы, можно ожидать и ненулевую разницу скоростных напоров, действующую в направлении оси *x*. Точное решение такой задачи отсутствует, поэтому нами была сделана приближенная оценка «эффективной» скорости обтекания $\Delta V_x = V_x - v_x$ и получена формула

$$\Delta V_x \approx -C_{\Delta} d^2 \frac{d^2 V_x}{dy^2}, \qquad (4)$$

где C_{Δ} – числовой коэффициент (в расчетах принимали $C_{\Delta} = 1/3$).

Сила Саффмена, как и сила Магнуса, направлена к центру трубы, в сторону роста продольной скорости, поэтому частицы взвеси, которые после инжектирования в поток, находились вблизи стенок трубы, будут мигрировать в зону основного потока, что и наблюдается при ламинарном режиме течения. В турбулентном потоке имеется сила, порожденная именно турбулентностью, которая оттесняет частицы к стенке трубы. Это сила

«турбулентной миграции» или «турбофореза» [1], которая для малых частиц может быть записана в виде

$$F_{TF} = -\frac{m}{2} \frac{dV'^2}{dy},\tag{5}$$

 $V' = \sqrt{{V'_{v}}^{2}}$ – среднеквадратичная радиальная пульсация скорости потока.

Оценка сил Магнуса и Саффмена показала, что их отношение изменяется от $\sim 10^{-5}$ до $\sim 10^{-2}$. Это подтверждает вывод работы [1] о том, что сила Саффмена в пограничном слое обычно существенно превышает силу Магнуса. Таким образом, в качестве сил, действующих на микрочастицы в турбулентном потоке жидкости, можно рассматривать только силы Саффмена и турбофореза. Подставив (4) в (1) и учитывая направление силы, получим

$$F_{s} = 0.537 \rho d^{4} \left(\sqrt{\nu \frac{dV_{x}}{dy}} \frac{d^{2}V_{x}}{dy^{2}} \right) \operatorname{sign} \frac{dV_{x}}{dy}.$$
(6)

Для радиальной пульсационной скорости потока использовалась формула Дэвиса [1, 2]:

$$\frac{V'}{V_{\tau}} = \frac{\eta}{10+\eta}; \quad V_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad \eta = \frac{yV_{\tau}}{v}.$$
(7)

Под действием противоположно направленных сил частицы будут группироваться там, где эти силы уравновешиваются. Местоположение границы равновесия определится из отношения сил Саффмена и турбофореза, приравненного единице:

$$\frac{F_s}{F_{TF}} = \frac{\rho}{\rho_p} \operatorname{Re}_{\tau} U(\eta) = 1.$$
(8)

Здесь $\operatorname{Re}_{\tau} = \frac{d V_{\tau}}{v}; U(\eta) = 2,05 \frac{\sqrt{\Phi'_x} |\Phi''_x|}{f'(\eta)}; \Phi_x = \frac{V_x}{V_{\tau}}; f(\eta) = \left(\frac{V'}{V_{\tau}}\right)^2;$ штрих при функциях Φ_x, f

означает дифференцирование по η.

Расчет функции *U*(η) проводился с помощью уравнения импульсов для течения в трубе с турбулентной вязкостью по формуле Кармана и с поправкой Ван-Дриста:

$$\frac{dV_x}{dy}\left\{v+k^2y^2\left[1-\exp\left(-\frac{\eta}{A}\right)\right]^2\frac{dV_x}{dy}\right\} = \left(1-\frac{2y}{D}\right)\frac{\tau_w}{\rho},$$

k = 0,41; A = 26; координата у отсчитывается от стенки. В безразмерной форме уравнение имеет вид

$$\frac{d\Phi_x}{d\eta} \left\{ 1 + k^2 \eta^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{\eta}{A}\right) \right]^2 \frac{d\Phi_x}{d\eta} \right\} = 1 - C\eta; \quad C = \frac{10}{\operatorname{Re}_D^{0.875}}, \tag{9}$$

Это уравнение хорошо соответствует экспериментальному профилю скорости как раз в пристенной области пограничного слоя.

Выражение для константы С получено с использованием формулы Блазиуса для коэффициента трения на стенке:

$$\lambda = \frac{8\tau_w}{\rho u^2} = \frac{0.3164}{\text{Re}_D^{0.25}}; \quad \text{Re}_D = \frac{uD}{v}.$$

Расчеты показали, что, во-первых, имеются две цилиндрических поверхности равновесия, причем только в одной их них, реальной, частицы собираются, а от другой, виртуальной, они удаляются. Во-вторых, в диапазоне $2,3 \cdot 10^3 \le \text{Re}_D \le 1 \cdot 10^6$, в котором производились расчеты, местоположение поверхностей равновесия практически неизменно. В-третьих, функция $U(\eta)$ имеет максимум при $\eta = 6,7$. Это означает, что если комплекс $\frac{\rho}{\rho_p} \text{Re}_{\tau}$ меньше

определенной величины, то сила турбофореза оказывается больше силы Саффмена во всем потоке, и частицы будут дрейфовать к стенке, т. е. $\eta = 6,7$ – минимальное равновесное расстояние частиц от стенки. В диапазоне расчетных значений чисел Рейнольдса и размеров частиц (10–100 мкм) реальная поверхность равновесии располагалась в пределах буферной зоны пограничного слоя, что согласуется с экспериментальными данными.

Координата реальной поверхности равновесия может быть определена по приближенной формуле со среднеквадратичной погрешностью ~1%:

$$\operatorname{Re}_{\tau} \frac{\rho}{\rho_{p}} = 5 \cdot 10^{-3} \,\eta^{1,8} \,, \tag{10}$$

которая позволяет определить локальные концентрации в облаке частиц, если известно их распределение по размерам.

Рассмотренная физико-математическая модель отражает, по крайней мере, качественно особенности движения микрочастиц в турбулентном потоке.

Обозначения

A – постоянная Ван-Дриста; D – диаметр сечения трубы; d – диаметр частицы, м; k – постоянная Кармана; m – масса частицы, кг; t – время, с; u – средняя скорость потока, м/с; x, y – координаты вдоль трубы и в направлении от стенки, м; V_x , v_x – скорости потока и частицы вдоль трубы, м/с; λ – коэффициент трения; v – кинематическая вязкость, м²/с; ρ – плотность жидкости, кг/м³; ρ_p – плотность материалы частицы, кг/м³; τ_w – напряжение трения на стенке, Н/м²; ω – угловая скорость вращения частицы, с⁻¹.

Литература

1. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П. Турбулентные движения газовзвеси. Киев: Наукова думка, 1987. – 240 с.

2. Семенюк А. В. Математическое моделирование турбулентной диффузии дисперсной фазы в пограничном слое двухфазного потока // Вестник ДВО РАН. 2004. № 5. С. 29–38.

УДК 532.526.5

АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛООТДАЧА ТАНДЕМОВ ТРУБ РАЗЛИЧНОГО ПРОФИЛЯ, РАЗМЕЩЕННЫХ В УЗКОМ КАНАЛЕ

А. М. Терех¹, Ю. В. Жукова², А. И. Руденко¹

¹Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт", г. Киев, Украина ²Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Исследованиям аэродинамического сопротивления как одиночных, так и скомпонованных в пакет труб некруглого сечения, размещенных в узком канале, посвящено незначительное количество работ. До настоящего времени нет надежных зависимостей для расчета как аэродинамического сопротивления, так и теплообмена таких труб, что затрудняет их практическое использование в проектируемых теплообменных аппаратах. Кроме этого, отсутствуют работы, в которых изучалось бы влияние загромождения канала на тепловые и аэродинамические характеристики труб некруглого сечения. Известные исследования в большинстве выполнены для одиночных труб эллиптического и кругового сечения и направлены на изучение влияния формы поперечного сечения труб на их тепловые и аэродинамические характеристики [1–3].

Объект исследования представляет собой тандемы труб круглого сечения (рис. 1, *a*), овалообразных труб (рис. 1, *b*) и каплеобразных труб (рис. 1, *b*), установленных в канале с загромождением $k_q = 0.69$. Геометрические характеристики тандемов труб:

большой диаметр D, м	0.024	
малый диаметр d , м	0.01	
протяженность трубы вдоль потока L, м	0.051	
шаг между трубами <i>S</i> , м	0.0313	
зазор между трубами и стенками канала b , м	0.0073	

Метод исследования – численное моделирование с привлечением результатов физического эксперимента, проведенного в Национальном техническом университете Украины «Киевский политехнический институт». Рассматривалось нестационарное турбулентное движение несжимаемой среды. Решались нестационарные уравнения Навье – Стокса, осредненные по Рейнольдсу, уравнение неразрывности и уравнение энергии. Замыкание уравнений Навье – Стокса осуществлялось с помощью к–ю-модели сдвиговых напряжений Ментера в стандартной формулировке [4]. На входе в расчетную область задавалась скорость набегающего потока и температура; внутренней поверхности труб задавалось значение теплового потока; на выходной границе – мягкие граничные условия; стенки канала предполагались гладкими и теплоизолированными, и на них были реализованы условия прилипания. Ускорение свободного падения было направлено перпендикулярно набегающему потоку.

Визуализация структуры потока при обтекании двух рядом расположенных труб различного поперечного сечения проведена в аэродинамической трубе разомкнутого типа прямоугольного сечения шириной 70 мм и высотой 60 мм [5] по методикам, детально описанным в [6]. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 2.

Анализ полученных результатов численного моделирования проводился за период изменения коэффициента подъемной силы C_y при выходе решения на автоколебательный режим с использованием методики [7, 8]. Визуализация течения в узком канале с установленным тандемом каплеобразных труб демонстрирует тот факт, что вихри,

образующиеся на стенках канала, оказывают значительное влияние на изменение структуры ближнего следа.



Рис. 1. Тандемы труб круглого сечения (*a*), овалообразных труб (*б*), каплеобразных труб (*в*) при фиксированном загромождении канала $k_a = 0.69$

Также необходимо отметить и влияние гравитации на структуру потока. До столкновения с тандемом каплеобразных труб поток в канале движется равномерно. Обогнув нагретую поверхность труб, более нагретые слои воздуха поднимаются в верхнюю часть канала, в то время как более холодные слои опустятся в нижнюю часть канала. Пограничный слой на нижней стенке увеличивается, и внизу канала будет формироваться вихрь, который, из-за сильного загромождения канала приведет к изменению структуры следа за тандемом каплеобразных труб. Соответственно, среднее значение коэффициента подъемной силы C_y для рассматриваемой компоновки будет отлично от нуля, и структура следа будет асимметричной. На рис. 3 представлена визуализация структуры ближнего следа за тандемом каплеобразных труб.



Рис. 2. Структура следа при обтекании тандема труб круглого сечения (*a*), овалообразных (б) и каплеобразных труб (*в*)





Рис. 3. Структура следа в тандеме каплеобразных труб для моментов времени: при минимальном значении C_y (*a*), при $C_y = (C_{ymin}+C_{ymax})/2$ (*б*), при максимальном значении C_y (*b*)

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту Т14Р-095.

Литература

1. Hasan Ala Ali. Thermal-hydraulic performance of oval tubes in a cross-flow of air // Heat and Mass Transfer. 2005. Vol. 41, Iss. 8. Pp. 724–733.

2. Жукова Ю. В., Терех А. М., Семеняко А. В. Аэродинамика и теплообмен плоскоовального цилиндра при вынужденной конвекции // Тр. 5-й Рос. нац. конф. по теплообмену. 25–29 октября 2010 г. М.: Издательский дом МЭИ, 2010. Т. 2. С. 126–128.

3. Жукаускас А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. – 472 с.

4. Ansys Fluent. Pensylvania: Ansys Inc., 2011. – 11 p. (http://www.ansys.com)

5. Terekh A. M., Semenyako A.V., Rudenko A. I., Kondratyuk V. A. Heat transfer of a single drop shaped cylinders in cross flow // Eastern-European J. of Enterprise Technologies. 2014. Vol. 1/8 (67). Pp. 27–31.

6. Terekh A. M., Rudenko A. I., Zhukova Yu. V. Aerodynamic drag to flows about drop-like tubes and visualization of these flows // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2013. Vol. 86, No. 2. Pp. 378–384.

7. Исаев С. А., Баранов П. А., Кудрявцев Н. А., Жукова Ю. В. Численное моделирование нестационарного теплообмена при турбулентном обтекании кругового цилиндра. Ч. 1. Методическое исследование // Теплофизика и аэромеханика. 2005. № 1. С. 27–39.

8. Исаев С. А., Баранов П. А., Кудрявцев Н. А., Жукова Ю. В. Численное моделирование нестационарного теплообмена при турбулентном обтекании кругового цилиндра. Ч. 2. Анализ автоколебательного режима // Теплофизика и аэромеханика. 2005. № 2. С. 271–283.

УДК 536.24

ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В ИМПАКТНОЙ КОЛЬЦЕВОЙ СТРУЕ

В. И. Терехов, С. В. Калинина, К. А. Шаров

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия terekhov@itp.nsc.ru; kalinina@itp.nsc.ru; <u>s</u>harov@itp.nsc.ru

Анализ имеющихся публикаций показывает, что кольцевые импактные струи характеризуются рядом особенностей, не наблюдаемых при использовании круглых импактных струй. В частности, при определенных условиях могут наблюдаться такие свойства, как неединственность и гистерезис структуры течения между соплом и преградой [1, 2], расслоение радиальных распределений давления и интенсивности теплоотдачи, получаемых при одинаковых экспериментальных условиях, более высокая интенсивность теплоотдачи по сравнению с круглой струей [3] и др. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования течения и теплообмена кольцевых импактных струй. Исследования полей течения проводились с помощью измерительного комплекса PIV. Для измерений локального теплообмена использованы миниатюрные градиентные датчики теплового потока при тепловых граничных условиях $T_w = \text{const. Условия экспериментов были следующие: базовое круглое сопло имело диаметр <math>d_0 = 17.8$ мм; кольцевые сопла имели такой же наружный диаметр $d_0 = 17.8$ мм и разный внутренний $d_2 = 12.7$ и 9.1 мм. (Отношения внутренних диаметров к наружному составляли 0.71 и 0.51 соответственно). Рабочей средой являлся воздух. Воздушная струя натекала на преграду под прямым углом. В

варьировались расстояние между соплом и стенкой ($S/d_0 = 2$, 4 и 6) и расход воздуха. Сопоставление результатов для кольцевых и круглых струй всегда проводилось при одинаковом расходе потока воздуха. Для заданного режима расхода воздуха определялось характеристическое число Рейнольдса $\text{Re} = U_0 d_0 / v_0$, где U_0 – скорость потока при продуве заданного расхода воздуха через базовое круглое сопло. Диапазон значений числа Рейнольдса в экспериментах составил $\text{Re} = 1.2 \ 10^4 - 3.6 \ 10^4$. Основная задача работы состояла в изучении структурных особенностей полей течения в кольцевой струе и связи полученных результатов с измерениями теплоотдачи.

На рис. 1 сравниваются мгновенные поля скоростей формируемых круглой (рис. 1, a) и кольцевой импактными струями (рис. 1, δ) при небольшом расстоянии между соплом и обтекаемой стенкой $S/d_0 = 2$. Видно, что в слое смешения круглой струи течение возмущенное, в нем зарождаются и сносятся потоком крупномасштабные вихри. Зарождение вихрей происходит вблизи выходного сечения сопла. Далее по потоку и толщина слоя смешения и размер вихрей увеличиваются, становятся сопоставимыми с диаметром струи.

Картина течения в кольцевой струе качественно иная (рис. 1, δ). Непосредственно за выходным сечением кольцевого сопла, за его цилиндрической вставкой формируется отрывной торообразный вихрь. Размер вихревой зоны в направлении течения примерно равен диаметру вставки d_2 . Еще ниже по потоку кольцевой поток в области оси смыкается. Область торможения у преграды в рассмотренных условиях имеет кольцевую форму. Все поле скорости кольцевой струи существенно нестационарное, наблюдаются интенсивные колебания потока как в расположенном снаружи слое смешения струи, так и вблизи оси, где развивается внутренний слой смешения, и в области кольцевой линии торможения 2.



Рис. 1. Мгновенные поля скоростей для круглой (*a*) и кольцевой (*б*) струй. 1 – преграда; 2 – нестационарная кольцевая область торможения $d_2/d_0 = 0.71$, $S/d_0 = 2$, Re = 1.4 10^4

Рис. 2 демонстрирует величину и динамику радиальных распределений пульсаций продольной компоненты скорости кольцевой струи при увеличении расстояния от сопла до преграды. Согласно [4], именно эта компонента скорости наиболее коррелирует с интенсивностью теплообмена со стенкой. Результаты получены для трех фиксированных, расположенных вблизи преграды сечений ($x_p/d_0 = 0.53$; 1; 1.65, где x_p – расстояние от рассматриваемого сечения до преграды), при двух различных расстояниях между соплом и стенкой ($S/d_0 = 2$ и 6). Для нормирования пульсаций скорости использована средняя скорость на выходе из кольцевого сопла U_0 .

При небольшом расстоянии между соплом и стенкой ($S/d_0 = 2$) сечение $x_p/d_0 = 1.65$, расположено вблизи выходного сечения сопла. Здесь интенсивность пульсаций очень высокая, а распределения существенно неоднородные, с двумя ярко выраженными максимумами при

 $r/r_0 \approx 0.5$ и $r/r_0 \approx 0.9$. Положение $r/r_0 \approx 0.5$ соответствует границе струи с приторцевым торообразным вихрем; положение $r/r_0 \approx 0.9$ – внешнему слою смешения струи. Причем уровень пульсаций во внутреннем слое смешения заметно выше, чем во внешнем и достигает больших значений (до 40%). При том же расстоянии от сопла до стенки $S/d_0 = 2$, но ближе к преграде (сечения $x_p/d_0 = 0.53$ и 1) распределения пульсаций более равномерные и уровень интенсивности пульсаций хотя и снижается, но остается высоким.



Рис. 2. Радиальные распределения среднеквадратичных пульсаций осевой скорости при разных расстояниях от сопла до преграды

При увеличении расстояния до $S/d_0 = 6$ (рис. 2, δ) интенсивность пульсаций, в том числе в осевой зоне, остается высокой, а структура их радиальных распределений принципиально изменяется. Во всех рассмотренных сечениях пульсации распределены монотонно, без перегибов, и от сечения к сечению качественно практически не меняются.

Представляет интерес сопоставление динамики и уровней пульсаций в кольцевой и круглой струях. Такое сопоставление для осевой области течения показано на рис. 3, *а*. Расстояние между соплом и преградой составляло $S/d_0 = 2$; число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам круглой трубы, равнялось Re = $1.4 \cdot 10^4$. Пульсации нормировались на величину средней скорости потока в выходном сечении соответствующего сопла. Из рис. 3, *а* видно, что интенсивность пульсаций на оси кольцевой струи существенно выше аналогичных значений в круглой струе и при удалении от сопла уменьшаются. Интенсивность пульсаций на оси кольцевой струи существенно выше аналогичных значений в круглой струи, наоборот, при удалении от сопла растет.



Рис. 3. Интенсивность пульсаций скорости в импактной кольцевой струе и теплообмен: 1 – круглая струя [3], 2 – кольцевая струя [3]: $d_2/d_0 = 0.6$

Необходимо отметить следующее. Согласно данным [5] изменение интенсивности пульсаций в осевой области свободной круглой струи на участке $x/d_0 \leq 10$ зависит от начальной степени турбулентности: при высоком начальном уровне (более 12%) интенсивность пульсаций падает с ростом расстояния от сопла до $\approx 12\%$, при низкой турбулентности, наоборот, растет до $\approx 12\%$. Для импактной круглой струи эта закономерность также будет выполняться, по крайней мере там, где струю можно рассматривать как свободную. Этот вывод подтверждают наши данные, представленные на рис. 3, *a*. Из рисунка видно, что в начале течения турбулентность на оси круглой струи растет (от 5% до 7%). Далее начинается область влияния преграды, и турбулентность на оси струи падает. Очевидно, что разная интенсивность турбулентности в импактной струе будет приводить к разной интенсивности теплообмена от преграды, и это необходимо учитывать при анализе экспериментальных результатов.

Структурные изменения поля течения в струе, происходящие при замене круглого сопла кольцевым, в том числе развитие в осевой области кольцевой струи интенсивных турбулентных пульсаций, приводят к росту теплообмена между струей и нагретой преградой. На рис. 3, δ сравнивается теплоотдача в лобовой точке преграды при натекании круглой струи и кольцевых струй двух вариантов. Сопоставления теплообмена здесь также проведены при одинаковом расходе струи. Кроме того, на рис. 3 представлены экспериментальные данные работы [3]. Видно, что при переходе от круглой струи к струе кольцевой формы теплообмен в лобовой точке увеличивается. Эффект интенсификации теплоотдачи зависит от высоты кольцевой щели и расстояния от сопла до стенки. Следует отметить максимальную теплоотдачу при минимальном расстоянии от сопла до преграды $S/d_0 = 2$, что не типично для круглых струй. Полученные данные качественно соответствуют опытным данным [3], полученным при более высоких значениях числа Рейнольдса.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 13-08-00347.

Обозначения

 d_0 – наружный диаметр сопла, м; d_2 – диаметр вставки, м; Nu₀ = $\alpha d_0/\lambda_0$ – число Нуссельта; r – радиус, м; r_0 – наружный радиус сопла, м; Re = $U_0 d_0/\nu_0$ – число Рейнольдса; S – расстояние между соплом и преградой, м; T_w – температура стенки, °C; U_0 – осевая скорость воздушного потока на срезе сопла, м/с; u' – среднеквадратичные значения осевых пульсаций скорости воздушного потока, м/с; x – координата, отсчитываемая от среза сопла, м; x_p – координата, отсчитываемая от преграды, м; α – коэффициент теплоотдачи, BT/(м²·K); λ_0 – коэффициент теплопроводности истекающего из сопла воздуха, BT/(м·K); ν_0 – коэффициент кинематической вязкости воздуха, истекающего из сопла, м²/с.

Литература

1. Travnicek Z., Tesar V. Hysteresis in annular impinging jets // Exp. Thermal and Fluid Science. 2013. Vol. 44. Pp. 565–570.

2. Maki H. and Yabe A. Heat transfer by the annular impinging jet // Exp. Heat Transfer. 1989. Vol. 2. Pp. 1–12.

3. Мазур А. И., Юшина Л. Е. Теплообмен в импактной кольцевой струе // Пром. теплотехника. 1980. Т. 2, № 2. С. 35–38.

4. Алексеенко С. В., Бильский А. В., Ложкин Ю. А. и др. Исследование теплообмена в импактной струе методом PLIF в комбинации с PIV // ММФ–2008: VI Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 19–23 мая 2008 г. Минск, 2008. Т. 1. С. 66–67

5. Дыбан Е. П., Мазур А. И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка. 1982. – 303 с. УДК 536.24

ЛАМИНАРНАЯ СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ МЕЖДУ ИЗОТЕРМИЧЕСКИМИ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ ПРИ ВАРИАЦИИ ИХ ВЫСОТЫ И ЧИСЛА РЕЛЕЯ

В. И. Терехов^{1,2}, А. Л. Экаид³, К. Ф. Яссин^{2,3}

¹Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия ²Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия ³University of Technology, Baghdad, Iraq

Численно исследованы течение и теплообмен между двумя изотермическими вертикальными пластинами в режиме ламинарной естественной конвекции. Важность изучения естественной конвекции в вертикальных каналах возникает во многих инженерных приложениях, например, при охлаждении электрического и электронного оборудования, в ядерных реакторах, в системах вентиляции домов, а также во многих энергетических аппаратах. С целью дальнейшего повышения эффективности охлаждения оборудования и развития фундаментальных основ свободно-конвективных течений важным этапом является проведение комплексных расчетных исследований новых возможностей интенсификации тепломассопереноса или увеличения расхода газа между пластинами (конвективной тяги) в широком диапазоне изменения параметров.

Интерес к данной проблеме возник давно. Эта задача стала к настоящему времени классической и ей посвящено огромное число теоретических и экспериментальных работ, среди которых можно выделить [1–8]. При малой длине канала пограничные слои развиваются независимо на каждой стенке и течение подобно естественной конвекции на вертикальной пластине в неограниченном объеме. Наоборот, для больших удлинений пластин в конечном итоге пограничные слои смыкаются и течение приобретает полностью развитой характер. Использование этих двух предельных случаев течения между пластинами позволило авторам [1, 2] получить простые инженерные формулы для определения оптимального промежутка между пластинами, при котором достигается максимальный расход газа и теплообмен.

Однако, как показали дальнейшие исследования [9–11], подобные предельные случаи, как правило, в реальных условиях не выполняются. Достаточно грубым приближением является также условие равенства перепада давления между входом и выходом и подъемной силы температурной стратификации без учета реального распределения плотности газа как по высоте, так и по ширине канала. Все это в значительной мере усложняет задачу, поэтому численное решение уравнений Навье – Стокса является в данном случае наиболее приемлемым методом анализа течения и теплообмена между пластинами как при ламинарном, так и турбулентном режимах течения. В последнее время наблюдается возрождение интереса к данной проблеме. Оно обусловлено, прежде всего, требованиями практики. Понимание структуры потока в элементах оборудования может значительно улучшить их конструкцию, и, следовательно, их эксплуатационные характеристики.

Схема задачи показана на рис. 1. Две вертикальные пластины высотой *L* располагались на расстоянии w друг от друга. Параметр их удлинения изменялся в расчетах в широких пределах AR = L/w = 1-500. Температура пластин поддерживалась постоянной и их значения совпадали $T_C = T_H = T_W > T_0$, так что параметр неизотермичности был равен $R_T = 1$. Численное решение было получено для числа Прандтля Pr = 0.71 и числа Релея в широком диапазоне $Ra = 10-10^5$. Численные исследования проводились посредством решения двумерных
уравнений Навье – Стокса и уравнения энергии в приближении Буссинеска. Рассматриваемая краевая задача имеет неизвестные условия на входе и на выходе между пластинами. Поэтому расчетная область кроме пространства между пластинами включает два дополнительных прямоугольника у входа и выхода канала с мягкими граничными условиями на границах (рис. 1, δ). Оптимальный размер этих областей и число расчетных узлов определялись в серии численных экспериментов и верификацией на опытных данных, полученных в более простых условиях. Как правило, линейный размер входной и выходной областей был не меньше, чем высота пластины *L*. Описание условий на границах дано в [10]. Там же приведена схема численной реализации, методика решения, анализ сеточного разрешения и результаты тестирования.



Рис. 1. Схема течения (a) и вычислительный домен (δ)

Результаты расчетов в виде изменения числа Нуссельта по высоте канала при различных значениях параметра удлинения *AR* демонстрируются на рис. 2. Видно, что в каналах различной высоты характер изменения числа Nu значительно отличается, причем для коротких каналов интенсивность теплообмена заметно выше, чем у длинных. Важно подчеркнуть, что заметное влияние на течение и теплообмен оказывают области, примыкающие к входу и выходу из канала. В этих зонах из-за эффектов обтекания угловой кромки канала образуются вихревые отрывные потоки, приводящие к интенсификации теплообмена.

Интегрированием локальных распределений коэффициента теплоотдачи, показанных на рис. 2, были изучены закономерности поведения среднего теплообмена в зависимости от высоты прослоек и числа Релея. Такие данные представлены на рис. 3. Как и следовало ожидать, средний теплообмен возрастает по мере увеличения числа Ra и значительно понижается для каналов большой протяженности. Это естественно, поскольку у коротких каналов большую часть занимают пограничные слои малой толщины и к тому же у длинных каналов температура газа внутри быстро достигает температуры стенки и соответственно тепловые потоки стремятся к нулю. Особенно сильное влияние геометрии канала (~3 порядка) наблюдается при малых значениях числа Релея.

Для расхода газа внутри канала наблюдается обратная картина. В этом можно убедиться, обратившись к рис. 3, δ . Здесь число Re = $2U_m w/v$ характеризует расход газа в прослойке и не изменяется по ее высоте. При малых числах Релея расход практически не зависит от высоты канала, а по мере его увеличения тяга воздуха за счет подъемных сил возрастает, что также соответствует физике процесса.



Рис. 3. Зависимость среднего теплообмена (a) и числа Re в канале (б) от числа Релея и параметра AR

Наиболее наглядно влияние геометрии прослойки на интенсивность теплообмена демонстрируется на рис. 4. Как видно, с уменьшением термогравитационных сил наклон кривых значительно увеличивается, а интегральный теплообмен для высоких прослоек резко снижается и стремится к нулю.



Рис. 4. Средний теплообмен в прослойке

Рис. 5. Обобщение расчетных данных по теплообмену

Обобщение данных численного исследования представлено на рис. 5 в виде зависимости интегрального числа Нуссельта от модифицированного числа Релея Ra' = Raw/L, введенного впервые в [1]. Все расчетные данные, полученные в широком диапазоне чисел Релея и

геометрического параметра AR, имеют тенденцию к обобщению и хорошо совпадают с зависимостями [1, 2], полученными из асимптотических условий поведения теплообмена для развивающегося (одиночная пластина) и развитого (канал) режимов течения. Исключение составляют случаи течения в очень коротких каналах и при малых числах Релея. Эта область термогравитационной конвекции имеет ряд особенностей и требует специального рассмотрения. Подтверждением такого заключения являются выводы [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-19-00402).

Обозначения

AR = L/w – параметр удлинения; L – высота канала; w – расстояние между пластинами, мм; Nu = $2\alpha w/\lambda$ – число Нуссельта; Ra = $g\beta(T_0 - T_w)w^3/av$ – число Релея; Ra' = Raw/L – модифицированное число Релея; Re = 2Umw/v – число Рейнольдса; x – продольная, y – вертикальная координата, мм; U_m – среднемассовая скорость в канале, м/с; α – коэффициент теплоотдачи, Bt/(m^2 ·K); λ – коэффициент теплопроводности, Bt/(m·K); v – кинематическая вязкость, m^2/c ; ρ – плотность, кг/ m^3 .

Литература

1. Elenbaas W. Heat Dissipation of Parallel Plates by Free Convection // Physica. 1942. Vol. 9/1. Pp.2–28.

2. Bar-Cohen A., and Rohsenow W. M. Thermally Optimum Spacing of Vertical, Natural Convection Cooled, Parallel Plates // J. Heat Transfer. 1984. Vol. 106. Pp. 116–123.

3. Olsson C.-O. Prediction of Nusselt Number and Flow Rate of Buoyancy Driven Flow Between Vertical Parallel Plates // J. Heat Transfer. 2004. Vol. 126. Pp. 97–104.

4. Bodoia J. R., and Osterle J. F. The Development of Free Convection Between Heated Vertical Plates // J. Heat Transfer. 1962. Vol. 84. Pp. 40–44.

5. Sparrow E. M., Chrysler G. M., and Azevedo L. F. Observed Flow Reversal and Measured Predicted Nusselt Numbers for Natural Convection in a One-Sided Heated Vertical Channel // J. Heat Transfer. 1984. Vol. 106. Pp. 325–332.

6. Campo A., Manca O., Morrone B. Numerical Investigation of the Natural Convection Flows for Low-Prandtl Fluids in Vertical Parallel-Plates Channels // J. Appl. Mech. 2006. Vol. 73, Pp. 96–107.

7. Roeleveld D., Naylor D., Oosthuizen P. H. Empirical Correlation for Free Convection in an Isothermal Asymmetrically Heated Vertical Channel // Heat Trans. Eng. 2009. Vol. 30. Pp. 189–196.

8. Aung W. Fully Developed Laminar Free Convection Between Vertical Plates Heated Asymmetrically // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. Vol. 15. Pp. 1577–1580.

9. Терехов В. И., Экаид А. Л. Турбулентная свободная конвекция между вертикальными изотермическими пластинами с несимметричным нагревом // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 2. С. 153–164.

10. Terekhov V. I., Ekaid A. L. Laminar Natural Convection between Vertical Isothermal Plates with Different Temperatures // J. of Eng. Thermophysics. 2011. Vol. 20, No. 4. Pp. 416–433.

11. Martin L., Raithby G. D., Yovanovich M. M. On the Low Rayleigh Number Asymptote for Natural Convection Through an Isothermal Parallel-Plate Channel // J. of Heat Transfer. 1991. Vol. 113. Pp. 899–905.

УДК 532.516; 532.5; 629.9:662.92

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОХЛАЖДЕНИЯ В ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

В. Д. Тютюма

Государственное предприятие "ИЭ НАН Беларуси", г. Минск, Беларусь

В работах [1, 2] для описания термогидродинамических процессов в вихревой трубе Ранка было предложено заменить реальный вихрь плоским вихревым образованием, состоящим из вихрестока на периферии и вынужденного вихря в центральной части с отбором массы на линии сопряжения вихрей. Для рассматриваемой модели закрученного получено выражение, описывающее распределение вращательной течения было составляющей скорости в центральной и периферийной зонах вихря, которое определялось на основе совместного решения уравнений движения и неразрывности с граничным условием на внешней границе и сшивки искомых функций на линии сопряжения вихрей, обеспечивающей непрерывность не только тангенциальной составляющей скорости, но и касательного напряжения во всей области течения. С учетом полученных кинематических соотношений на основе изэнтропической модели движения вязкой среды было установлено, что эффект энергоразделения обусловлен радиальным течением в периферийной зоне вихря и связан с изменением внутренней энергии радиального потока за счет выполнения им механической работы. Представляет интерес оценить влияние процессов теплообмена на эффективность энергоразделения и распределение термодинамических параметров в вихревой трубе.

В работах [3, 4] показано, что при больших напряжениях сдвига распределение термодинамических параметров в потоке вязкой жидкости более точно описывается моделью локально-неравновесного течения, в которой учитывается изэнтропичность переноса импульса. Поэтому, наряду с решением системы уравнений Навье – Стокса, приводятся результаты расчетов полей термодинамических параметров на основе модели локальнонеравновесного течения.

Если пренебречь теплопроводностью и теплом диссипации, то уравнение Навье – Стокса и уравнение импульсов для локально-неравновесного движения вырождаются в одно и то же уравнение, и различие в описании между системой уравнений Навье – Стокса и локально-неравновесной моделью течения исчезает. В этом случае обе системы описывают отмеченное выше изэнтропическое движение вязкого газа.

Отнеся все искомые функции к их значениям на внешней границе вихря, а давление к удвоенной величине скоростного напора, систему уравнений Навье – Стокса плоского осесимметричного течения [5] можно представить в безразмерном виде следующим образом:

$$\frac{d^2T}{dr^2} + (1 - \Pr{\text{Re}})\frac{1}{r}\frac{dT}{dr} + (\gamma - 1)M_1^2 \Pr{\text{Re}}\frac{V_{\phi}^2}{r^2} + 2(\gamma - 1)M_1^2 \Pr{\left(\frac{dV_{\phi}}{dr} - V_{\phi}\right)^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{V_{\varphi}^2}{r},\tag{2}$$

$$\gamma \mathbf{M}_{1}^{2} p = \rho T \,, \tag{3}$$

$$r\rho V_{\rm r} = 1. \tag{4}$$

Соответственно система уравнений локально-неравновесного течения запишется в виде

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \left(1 - \frac{\Pr}{\gamma}\operatorname{Re}\right)\frac{1}{r}\frac{dT}{dr} + (\gamma - 1)M_1^2\frac{\Pr}{\gamma}\operatorname{Re}\frac{V_{\varphi}^2}{r^2} + 2(\gamma - 1)M_1^2\operatorname{Pr}\left(\frac{dV_{\varphi}}{dr} - V_{\varphi}\right)^2 = 0, \quad (5)$$

$$\frac{d\rho}{dr} = M_1^2 \frac{\rho}{T} \frac{V_{\phi}^2}{r}.$$
(6)

При этом уравнение состояния (3) и уравнение неразрывности (4) сохраняют свой прежний вид.

На окружности r = 1 все искомые функции, кроме давления, принимают единичные значения, а давление в соответствии с уравнением состояния (3) равно $p(1) = 1/\gamma M_1^2$.

Система дифференциальных уравнений (1)–(4) и соответственно (3)–(6) допускают аналитические решения в замкнутом виде, которые из-за громоздкого вида выражений для коэффициентов в данной работе не приводятся. Одновременно эти уравнения решались численным методом. Сравнение аналитического и численного решений показали их хорошее совпадение. Результаты расчетов представлены на рис. 1–4. Расчеты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса $0 \le \text{Re} \le 11$, а значения параметров r_2/r_1 и $V_{\phi 1}$ выбирались близкими к экспериментальным ($V_{\phi 1} = 103,3$ м/с; $r_2/r_1 = 0,36$; $T_1 = 298$ K). На каждом из рисунков приведены графики распределения соответствующих термодинамических величин, рассчитанных на основе модели локально-неравновесного течения, теории Навье – Стокса и модели изэнтропического течения при одних и тех же значениях безразмерных параметров.

На рис. 1 приведены графики зависимости безразмерных величин плотности, радиальной составляющей скорости и давления от радиуса. Результаты расчетов показывают, что во всем диапазоне рассмотренных чисел Re распределения плотности и радиальной составляющей скорости для локально-неравновесной модели и модели изэнтропического течения практически совпадают, в то время как кривые, рассчитанные на основе теории Навье – Стокса, с уменьшением радиуса все больше отклоняются для плотности в большую, а для V_r – в меньшую сторону. Для распределения давления характерно совпадение графиков, рассчитанных на основе теории Навье – Стокса и модели изэнтропического течения. Наибольшее влияние процессы теплообмена оказывают на распределение статической и полной температуры, графики которых представлены на рис. 2 и рис. 3. Как показали расчеты, вопреки ожиданию, тепловые процессы привели не к снижению, а к существенному увеличению эффекта охлаждения в центральной зоне вихря. При этом температура торможения (рис. 3) на некотором удалении от стенки трубы (r > 0,6-0,7) сначала увеличивается, а затем резко убывает, т. е. графики распределения полной температуры имеют максимум, наличие которого подтверждается экспериментально [6]. Результаты расчетов показали, что усиление эффекта охлаждения связано только с диссипацией механической энергии. Это указывает на то, что механическая работа, совершаемая газом в результате радиального движения, при наличии диссипации увеличивается. Теплопередача сама по себе без учета диссипации приводит к противоположному эффекту – нагреву газа во всей области течения.

Непосредственное сравнение результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными затруднительно, так как отсутствует прямая связь чисел Re и r_2/r_1 с конструктивными и режимными параметрами течения в конкретной вихревой трубе. Однако относительно поведения этих величин можно руководствоваться следующими соображениями. Число Re характеризует интенсивность радиального течения по направлению к диафрагме, которое и определяет коэффициент отбора µ в реальной трубе. Поэтому между µ

и Re должна существовать определенная функциональная зависимость. Так как радиус r_2 определяет центр масс протекающего через диафрагму газового потока, то он должен примерно на 20–30% быть меньше геометрического размера диафрагмы.



Рис. 1. Распределение безразмерных величин плотности, радиальной составляющей скорости и давления в периферийной зоне вихря: 1 – локально-неравновесное течение; 2 – теория Навье – Стокса; 3 – изэнтропическое течение вязкой жидкости. Re = 5,6



Рис 3. Распределение разности температур торможения в периферийной зоне вихря: 1 – локальнонеравновесное течение; 2 – теория Навье – Стокса; 3 – изэнтропическое течение вязкой жидкости. $Re = 5.6; T_0^* = 303 K$



Рис. 2. Распределение температуры в периферийной зоне вихря (Re = 5,6;): 1 – локальнонеравновесное течение; 2 – теория Навье – Стокса; 3 – изэнтропическое течение вязкой жидкости



Рис. 4. Зависимость абсолютного эффекта охлаждения от коэффициента отбора µ: 1 – локальнонеравновесное течение; 2 – теория Навье – Стокса; 3 – изэнтропическое течение вязкой жидкости; 4 – эксперимент [6]. $\pi_{\rm rp} = 6$ бар; $d_{\rm g} =$ = 0,48; $T_0^* = 303$ K

На рис. 4 показано сравнение с экспериментом [6] графиков абсолютного эффекта охлаждения ΔT_x^* от коэффициента отбора μ , рассчитанных для разных теоретических моделей. При этом зависимость коэффициента отбора от Re аппроксимировалась степенным законом вида $\mu = 0,000181 \cdot \text{Re}^{3,6}$.

Как видно из представленных графиков, наибольшая эффективность охлаждения наблюдается для модели локально-неравновесного течения, которая обнаруживает довольно хорошее совпадение с экспериментом во всем диапазоне изменения коэффициента µ. Расчеты на основе теории Навье – Стокса дают не только более низкую эффективность, но и

определяют достаточно узкую область значений µ, при которых охлаждение может возникнуть.

Анализ полученных результатов показывает, что наблюдаемый эффект охлаждения в вихревой трубе обусловлен, как минимум, тремя факторами: направленным к центру радиальным течением в периферийной зоне вихря, диссипацией механической энергии и локальной неравновесностью течения, порождаемой изэнтропичностью переноса импульса в сдвиговом потоке вязкой среды.

Казалось бы, теплопередача и диссипативные процессы должны отрицательно влиять на охлаждение газовой среды в вихревой трубе. Однако расчеты показывают, что диссипация механической энергии, вопреки предположению, приводит к значительному увеличению перепада температур охлажденного газа. Хотя сама по себе теплопередача без учета тепла диссипации приводит к противоположному эффекту – нагреву газа в центральной зоне вихря.

Обозначения

 $c = \sqrt{\gamma R T_1}$ – скорость звука, м/с; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); $M_1 = V_{\phi 1}/c$ – число Маха; p – безразмерное давление; $\Pr = c_p \eta / \lambda$ – число Прандтля; Re = $r_1 V_{r1} / v$ – число Рейнольдса; T – безразмерная температура; V_r , V_{ϕ} – безразмерные радиальная и тангенциальная составляющие скорости; γ – показатель адиабаты; λ – коэффициент теплопроводности, Bt/(м·К); v – кинематический коэффициент вязкости, м²/с; ρ – безразмерная плотность.

Литература

1. Тютюма В. Д. О механизме разделительного эффекта в вихревой трубе Ранка // Докл. НАН Беларуси. 2010. Т. 54, № 3. С. 110–114.

2. Тютюма В. Д. О механизме эффекта Ранка – Хилша // ИФЖ. 2011. Т. 84, № 3. С. 565–570.

3. Тютюма В. Д. Концептуальные особенности построения теории вязких течений сжимаемых сред // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 2. С. 333–335.

4. Тютюма В. Д. Экспериментальное подтверждение модели локально-неравновесного течения вязкой жидкости // Докл. НАН Беларуси. 2014. Т. 58, № 6. С. 107–111.

5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. – 904 с.

6. Пиралишвили Ш. А., Поляев В. М., Сергеев М. Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Под ред. А. И. Леонтьева М.: УНПЦ «Энергомаш», 2000. – 412 с.

УДК 536.24

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В НАКЛОННЫХ СОЛНЕЧНЫХ БАКАХ-АККУМУЛЯТОРАХ

С. Е. Фрид¹, М. Ю. Ощепков²

¹Объединённый институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), г. Москва, Россия ²Общество с ограниченной ответственностью «Политермо», г. Москва, Россия

В ходе разработки солнечной водонагревательной установки (СВУ) аккумуляционного типа из полимерных и композиционных материалов [1, 2], перспективной для серийного производства и сезонного применения в средней полосе [3, 4], была выполнена многофакторная оптимизация конструкции и исследованы особенности конвективного теплообмена в наклонном секционированном «солнечном баке» (рис. 1). При изучении нестационарных рабочих процессов вычислительный эксперимент на плоских и объёмных моделях сочетался с натурными испытаниями экспериментальных образцов и с измерениями на макете установки вместимостью 100 л, в котором переменный поток солнечного излучения имитировался нагревом передней панели электронагревателем.



Рис. 1. Экспериментальный образец аккумуляционной СВУ (слева) и вариант серийной установки (справа)

Для численного моделирования использовалась нестационарная система уравнений гидродинамики и уравнение энергии с внутренними источниками, связанными с силой плавучести. Задача решалась в приближении Буссинеска при постоянном значении коэффициента термического расширения и постоянных остальных теплофизических свойствах. Исследовались термогравитационные течения в стратифицированной среде при условиях, когда режим является переходным от ламинарной естественной конвекции к турбулентной. Дискретизация задачи с заданными начальными и граничными условиями выполнялась методом контрольного объема с использованием программного комплекса ANES [5]. Расчёты велись по перечисленным ниже направлениям.

Изучение суточных циклов работы СВУ. В рамках численной модели установка представляет собой полость, заполненную водой. Баланс тепловой энергии в установке определяется подводом тепла за счет поглощения солнечного излучения и отводом тепла за счет теплообмена с окружающим воздухом и прокачки воды через бак. В бак через патрубок в нижней части поступает вода, а в верхней части бака нагретая вода с тем же расходом отбирается. Расход подаваемой воды обычно близок к ёмкости бака/сутки, а температура – к температуре окружающего воздуха. При построении численной модели учитывались поглощение солнечного излучения в стандартный день и тепловые потери через остекление и тыльную теплоизоляцию к окружающему воздуху, имеющему суточные колебания температуры.

Трехмерная расчетная сетка содержала около 400 тыс. ячеек, расчет выполнялся на 16процессорном кластере, моделирование 1 ч работы СВУ занимало 16 ч машинного времени, моделировался процесс продолжительностью 8 ч. Двумерная задача считалась значительно быстрее, и физическое время процесса обычно достигало 2-3 суток (рис. 2).



Рис. 2. Температуры воды в верхней (T_{25}) , средней (T_{27}) и нижней (T_{29}) частях средней секции бака-макета СВУ и температура на выходе установки (T_{out}) в эксперименте без отбора горячей воды в сравнении с расчетными значениями

Некоторые полученные результаты представлены в [6, 7]. Расчёт показал хорошее согласие с экспериментом, с литературными данными ([8, 9] и др.) и с оценками тепловых балансов. Для примера на рис. 2 показано сопоставление результатов моделирования с данными эксперимента на макете с нагреваемой панелью. Выполненные вариации формы бака показали слабое её влияние на суточную производительность установки с заданным отношением объёма к площади приемной поверхности.

термической стратификации. В Изучение процесса серии расчётов [10] нестационарный нагрев жидкости выполнялся без нагрузки, потери тепла в окружающую среду, теплопроводность и теплоёмкость конструкции не учитывались. Изучалось изменение профиля стратификации в зависимости от плотности поглощаемого потока тепла, формы бака и угла его наклона о (диктуемого широтой местности). Подтверждено вытекающее из оценок числа Gr влияние φ на интенсивность конвекции [8, 9]; при постоянном потоке тепла получены геометрически подобные нормированные стратификационные профили, форма которых слабо зависит от поглощённой энергии и ф, что указывает на автомодельность процесса. Показано, что в баках одинакового относительного объёма и различной формы скорость циркуляции жидкости различается в несколько раз, однако устойчивость стратификации в течение прогрева бака сохраняется (Ri >> 1). В ходе дальнейшего адиабатического перемешивания циркуляция быстро тормозится, профили стратификации линеаризуются, вертикальная разница температур несколько уменьшается и после длительной выдержки более зависит от поглощённой энергии, нежели от характера предшествующего изменения теплового потока [10].

В указанных идеализированных условиях также выполнено изучение возможности применения в баке-аккумуляторе встроенного теплообменника. В результате трёхмерного моделирования процесса свободной конвекции показано, что теплосъём посредством спирального теплообменника в баке-аккумуляторе СВУ (рис. 1, справа) приводит к разрушению исходной термической стратификации и формированию поперечной циркуляции за время, сопоставимое со временем заполнения теплообменника холодной жидкостью, когда мощность теплосъёма сопоставима с мощностью поглощенного солнечного излучения. Определено значение коэффициента теплопередачи, составляющее 130–180 Вт/(м²·К) и возрастающее с увеличением температурного напора и угла ф. Изучена

возможность объединения нескольких подобных CBУ в батарею: при малом числе баков их последовательное соединение в батарее оказывается предпочтительней параллельного вследствие существенного выигрыша в производительности.

Моделирование диссипации термоклина при вытеснении нагретой воды. В [11] изучен процесс быстрого вытеснения большого объёма нагретой воды при подаче в бак снизу холодной жидкости; изучено влияние на теплосъём расхода жидкости, угла о и взаимного расположения патрубков подачи и забора воды. Показано, что при умеренном расходе компоновка патрубков слабо влияет на температуру забираемой из верхней точки бака воды, и что при интенсивном водоразборе сокращение расхода из бака-аккумулятора индивидуальной СВУ до 0,05–0,1 л/с обеспечивает получение большего количества тепла, чем при пиковом потреблении равного объёма воды с расходом порядка 0,25 л/с. Для оценки влияния диссипации термоклина на степень стратификации применена безразмерная эксергия [12], показывающая отклонение процесса от режима идеального вытеснения, а также отношение эксергий є/єср, не требующее привлечения поршневой модели (здесь є – текущее среднее значение эксергии жидкости, а ε_{cp} – значение, найденное по текущей среднемассовой температуре при идеальном смешении). Отношение є/є_{ср} применено для оценки зависимости степени стратификации от температуры вытесняющей жидкости Т_{вх} и исходного профиля температуры (рис. 3). Величина є/єср, в отличие от Ri, служит надёжным сравнительным показателем степени стратификации жидкости в наклонных баках СВУ с сильной поперечной неоднородностью температурного поля. Исходный вертикальный градиент температуры тормозит диссипацию термоклина, что заметно увеличивает є/єср и в итоге приводит к более высокому теплосъёму.



Рис. 3. Изотермы в баке ($\varphi = 45^{\circ}$) на один момент времени: *a* – перемешанный бак с $T_{\text{вх}} = 20 \text{ °C}$, *б* – линейно стратифицированный бак с $T_{\text{вх}} = 10 \text{ °C}$, *в* – $T_{\text{вх}} = 20 \text{ °C}$, *г* – $T_{\text{вх}} = 30 \text{ °C}$

Угол наклона CBV к горизонту при изменении в диапазоне 40–60° на производительность установки в процессе быстрого водоразбора практически не влияет. Это влияние становится существенным при $\phi < 30^\circ$, когда падает ϵ/ϵ_{cp} . Данный результат служит дополнительным аргументом в пользу выводов [3, 4] о целесообразности сезонного применения аккумуляционных CBV в средней полосе, в отличие от южных широт, где вследствие описанных особенностей конвекции в наклонных баках эффективность таких установок снижается.

Построение упрощённой модели и оптимизация параметров СВУ. Изучение картины конвекции в наклонном баке-аккумуляторе позволило усовершенствовать упрощённую математическую модель, служащую для имитационного моделирования сезонных рабочих циклов СВУ [7]. Упрощенная математическая модель была программно реализована в виде модуля системы моделирования установок солнечного теплоснабжения TRNSYS [13]. Модель состоит из модуля, описывающего зону солнечного коллектора и стандартного модуля TRNSYS, моделирующего стратифицированный бак-аккумулятор. Выполненное сопоставление упрощённой модели с двумерными расчётами и экспериментом позволило за приемлемое время расчёта уверенно определять сезонную эффективность аккумуляционных СВУ различной формы.

227

Упрощённая модель бака обеспечивает обоснование конструктивных и режимных параметров СВУ – отношения ширины панели к высоте, объёма бака к площади приемной поверхности, дневной нагрузки к объёму, рациональной толщины теплоизоляции, а также оптимального угла установки ф в пункте с известными климатическими условиями и наиболее выгодного режима водоразбора.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы» (соглашение о предоставлении субсидии № 14.607.21.0036, уникальный идентификатор RFMEFI57714X0068).

Литература

1. Попель О. С., Фрид С. Е., Мордынский А. В., Сулейманов М. Ж., Арсатов А. В., Ощепков М. Ю. Результаты разработки солнечной водонагревательной установки аккумуляционного типа из полимерных и композиционных материалов // Теплоэнергетика. 2013. № 4. С. 40–42.

2. Фрид С. Е., Арсатов А. В., Ощепков М. Ю. Технические решения для производства солнечных водонагревательных установок из полимерных композиционных материалов // Теплоэнергетика. 2016 (в печати).

3. Фрид С. Е., Коломиец Ю. Г., Сушникова Е. В., Ямудер В. Ф. Эффективность и перспективы использования различных систем солнечного нагрева воды в климатических условиях Российской Федерации // Теплоэнергетика. 2011. № 11. С. 26–31.

4. Фрид С. Е., Коломиец Ю. Г., Мордынский А. В., Арсатов А. В., Ощепков М. Ю. Солнечные водонагревательные установки в климатических условиях Российской Федерации // Вестник Дагестанского научного центра РАН. 2012. № 46. С. 22–26.

5. Артёмов В. И., Яньков Г. Г., Карпов В. Е., Макаров М. Е. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена в элементах теплотехнического и энергетического оборудования // Теплоэнергетика. 2000. № 7. С. 52.

6. Поляков А. Ф., Фрид С. Е. Численное моделирование температурной стратификации в аккумуляционной солнечной водонагревательной установке // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 429–436.

7. Фрид С. Е., Колобаев М. А., Ощепков М. Ю. Моделирование солнечного водонагревателя аккумуляционного типа // Гелиотехника. 2015. № 4. С. 39–45.

8. Henderson D., Junaidi H., Muneer T., Grassie T., Currie J. Experimental and CFD investigation of an ICSSWH at various inclinations // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2007. Vol. 11, No. 6. Pp. 1087–1116.

9. Garnier C., Currie J., Muneer T. Integrated collector storage solar water heater: Temperature stratification // Applied Energy. 2009. Vol. 86. Pp. 1465–1469.

10. Ощепков М. Ю., Фрид С. Е. Термическая стратификация в баках-аккумуляторах солнечных водонагревателей аккумуляционного типа // Гелиотехника. 2015. № 1. С. 83–92.

11. Ощепков М. Ю., Фрид С. Е., Колобаев М. А. Стратификация в солнечном бакеаккумуляторе при быстром вытеснении горячей воды // Гелиотехника. 2015. № 3. С. 17–24.

12. Rodríguez I. Unsteady laminar convection in cylindrical domains: numerical studies and application to solar water storage tanks – Tesi Doctoral / Terrassa, Catalunya. 2006. http://www.tdx.cat/bitstream/handle/10803/6689/01Irp01de02.pdf

13. TRNSYS: Transient System Simulation Tool // 2015. http://trnsys.com/

УДК 536.24

РАЗРАБОТКА ПРИСТЕННОГО ИНТЕНСИФИКАТОРА ТЕПЛООБМЕНА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ТУРБИННЫХ ЛОПАТОК

И. И. Хабибуллин, А. В. Ильинков, А. В. Щукин, В. В. Такмовцев

Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева, г. Казань, Россия

Разработка и совершенствование интенсификаторов теплообмена с целью повышения их энергоэффективности базируется на знании гидродинамических особенностей процессов переноса импульса и теплоты вблизи их поверхности. Для таких исследований, как правило, выделяют единичный элемент матрицы интенсификаторов теплообмена и проводят физическое или численное моделирование процессов, происходящих вблизи него при воздействии тех или иных внешних факторов. Ввиду возникновения нередко непреодолимых трудностей при выборе модели турбулентности и других проблем, процессы, протекающие в условиях отрывных и присоединяющихся течений изучаются, главным образом, экспериментально. Варьированием режимных параметров анализируют положительные и отрицательные стороны воздействия того или иного фактора на конвективный теплоперенос вблизи обтекаемых теплообменных поверхностей.

В представленной работе продемонстрирована последовательность предпринимаемых мероприятий, связанных с разработкой нового пристенного интенсификатора теплообмена – двухполостной диффузорной выемки. Предполагается турбулентный режим течения.

Базовым интенсификатором теплообмена была выбрана полусферическая выемка, результаты исследования которой широко опубликованы в монографиях (например [1]) и статьях. Как известно, в ее полости происходит поочередное образование крупномасштабных вихревых структур. Они дискретно выбрасываются в поток с частотой, определяемой числом Рейнольдса.

Первым привлекательным моментом по интенсификации теплообмена в такой выемке была идея – вместо дискретного, во времени существования крупномасштабной вихревой структуры в полусферической выемке, организовать режим непрерывного (ключевого) выброса теплоносителя из выемки во внешний поток двумя крупномасштабными вихревыми структурами. Для этого было предложено установить в полусферическую выемку продольное ребро (рис. 1). Предполагалось, что в обеих половинах выемки, симметрично установленному ребру, будут функционировать две крупномасштабные вихревые структуры, что в проведенных авторами визуализационных опытах полностью подтвердилось. Несмотря на удвоение массообмена по сравнению с одновихревой традиционной схемой полусферической выемки (рис. 2), авторы считали возможным еще более увеличить массообмен, а значит, и теплоотдачу между теплообменной поверхностью выемки и теплоносителем.

Процесс дальнейшей доработки интенсификатора теплообмена был основан на использовании установленного в монографии [1] положительного эффекта от использования для интенсификации теплообмена положительного градиента давления в возвратном течении. Выявленные особенности показали [1], что наложенный на внешний поток отрицательный градиент давления способствует значительному увеличению теплоотдачи в сферической выемке отрывного типа в силу реализации в возвратном течении положительного градиента давления. На рис. 3, *в* видно, что в диффузорном возвратном течении мощность крупномасштабной вихревой структуры наиболее высокая по сравнению с конфузорным возвратным течением (рис. 3, *a*) и с безградиентным внешним потоком (рис. 3, *б*). Заложенная авторами доклада идея использования изложенного выше эффекта диффузорного возвратного течения в сферической выемке отрывного типа связана с переносом этого внешнего диффузорного эффекта во «внутренний» эффект, регламентированный обводами полости выемки. В этом случае не требуется организовывать внешнее градиентное течение в проточной части систем охлаждения или нагрева, что часто невозможно обеспечить.



Рис. 1. Полусферическая выемка с ребром [2]: 1 – теплообменная поверхность, 2 – выемка, 3 – продольное ребро

Двухполостная диффузорная выемка является спрофилированной макрошероховатостью, аккумулирующей в себе ранее изученные методы интенсификации теплообмена: диффузорный эффект (рис. 1) и образование крупномасштабных вихревых структур в полусферических выемках (рис. 2). Эти два фактора влияют на конвективный перенос теплоты раздельно, подчиняясь закону суперпозиции отдельных воздействий.



Рис. 2. Дискретное во времени образование крупномасштабных вихрей в полусферической выемке [1]



Рис. 3. Влияние продольного градиента давления на мощность вихревых структур [1]

На следующем этапе разработки интенсификатора было подтверждено предположение об использовании положительного влияния продольного градиента давления на интенсификацию теплообмена изменением формы выемки в виде расширяющегося профиля как по высоте, так и по ширине (рис. 4).



Рис. 4. Выемка отрывного типа с переменной глубиной и шириной [2]: 1 – теплообменная поверхность, 2 – выемка

После экспериментального подтверждения положительных эффектов по интенсификации теплоотдачи от организации двухвихревых выемок и выемок диффузорного типа приступили к конструированию выемки, которая совмещала бы в себе переменную глубину и ширину полости, а также имела бы разделитель потоков. На базе опытных данных о размерах конкретной полусферической выемки авторы сконструировали выемку с такой же площадью обтекаемой поверхности, используя алгоритм, продемонстрированный на рис. 5.



Рис. 5. Алгоритм разработки нового интенсификатора теплообмена

С целью сохранения высокого уровня положительных эффектов интенсификации теплообмена и унификации многообразия форм, в схеме нового интенсификатора была предложена геометрическая модель окончательного варианта, представленная на рис. 6. Выемку, построенную по данному чертежу, можно закодировать как $R_{\delta}(h_{\delta}) R_n(h_n) \alpha b$ (табл. 1). Если относительная глубина базовой выемки и (или) двухполостной диффузорной выемки равна 0,5, то размеры в скобках опускаем.



Рис. 6. Двухполостная диффузорная выемка: 1 – радиус базовой выемки R_6 и ее глубина h_6 , 2 – радиус предсердия $R_{\rm n}$ и его глубина $h_{\rm n}$, 3 – угол раскрытия α , 4 – межцентровое расстояние b

Таблица 1

Номер варианта	$R_{ m d}(h_{ m d})$	$R_{\Pi}(h_{\Pi})$	α	b	Чертеж	
1	25	29	0	28,75		
2	25	29	30	30		

Варианты выемок с элементами управления вихрем

Эффективность предлагаемого интенсификатора теплообмена анализировалась по отношению чисел Нуссельта этого интенсификатора, в данном случае числа Нуссельта двухполостной диффузорной выемки (табл. 1, код второго варианта 25–29–30–30) Nu_{ддв} и числа Нуссельта для гладкой поверхности без интенсификации. Для рассматриваемой

поверхности с двухполостными диффузорными выемками отношение $Nu_{ддв}/Nu_0$ изменяется в диапазоне 1,95–2,75 для чисел Рейнольдса, рассчитанных по диаметру канала $Re_D = 1-5 \cdot 10^4$. Сравнение предлагаемого интенсификатора с данными по другим интенсификаторам представлено на рис. 7.



Как видно из рис. 7, предложенная конструкция интенсификатора теплообмена демонстрирует высокие показатели. Однако требуются дальнейшие эксперименты по теплоотдаче и по исследованию гидравлического сопротивления каналов с такими выемками.

Литература

1. Щукин А. В., Козлов А. П., Агачев Р. С., Чудновский Я. П. Интенсификация теплообмена сферическими выемками при воздействии возмущающих факторов / Под ред. акад. В. Е. Алемасова. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. – 143 с.

2. Пат. на изобретение «Теплообменная поверхность (варианты)» № 2569540 от 29.10.2015 г. / Хабибуллин И. И., Ильинков А. В., Щукин А. В., Такмовцев В. В.

УДК 62-93

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

А. А. Цынаева¹, М. Н. Никитин², И. Д. Федотенков¹

¹Самарский государственный архитектурно-строительный университет, г. Самара, Россия ²Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия

Температурная стратификация потока газа может быть реализована в вихревой трубе [1], в резонансной трубке [2], в пульсационной трубе [3], в трубе температурной стратификации Леонтьева [4]. В основном, эти устройства относятся к безмашинным методам температурной стратификации, для которых характерны достаточно низкие коэффициенты эффективности.

Одним из методов повышения эффективности газодинамической температурной стратификации может служить применение оребрения [5] для стенки, разделяющей дозвуковой и сверхзвуковой тракты трубы Леонтьева [6]. При этом выполнение экспериментальных исследований газодинамической температурной стратификации с различными исполнениями формы поверхности теплообмена сопряжено с достаточно высокими материальными затратами. В этой связи, выполнено численное исследование эффективности газодинамической температурной стратификации с различных видов оребрения. Численное исследование осуществлено в соответствии с математической моделью, представленной в [6]. Определение температуры восстановления, профилей температуры и скорости выполнено на основании численного решения дифференциальных уравнений, описывающих движение и теплообмен в пограничном слое. Для замыкания этих уравнений использовалась модифицированная модель турбулентности Прандтля [7]. Эффективность решений по применению той или иной формы поверхности теплообмена осуществлялась сравнением относительного теплового потока $\overline{q} = q/q_{max}$ (значение q_{max} рассчитано при $\alpha_2 = \infty$, $T_2 = 0$), определяемого выражением

$$\overline{q} = (1-r) \frac{1 - \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2\right)}{\frac{1}{0.5 + \eta \left(\frac{1}{\delta} + 0.5\right)} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}}$$

Анализ эффективности проводился для следующих типов поверхности теплообмена: без особенностей, с продольными прямоугольными ребрами, с продольными вогнутыми параболическими ребрами, с параболическими шипами. Приняты следующие допущения: термическое сопротивление стенки без особенностей поверхности пренебрежимо мало, площадь поверхности стенки между дозвуковым и сверхзвуковым трактами без оребрения равна площади поверхности стенки, где расположено оребрение (шипы). Коэффициент эффективности продольного прямоугольного ребра:

$$\eta = \operatorname{th}\left(\frac{l}{\delta}\sqrt{2\mathrm{Bi}}\right) / \left(\frac{l}{\delta}\sqrt{2\mathrm{Bi}}\right)$$

Эффективность продольного вогнутого параболического ребра рассчитывалась:

$$\eta = 2 / \left(1 + \sqrt{1 + 8 \left(\frac{l}{\delta}\right)^2 \mathrm{Bi}} \right).$$

Эффективность вогнутого параболического шипа рассчитывалась:

$$\eta = 2 / \left(1 + \left(1 + \frac{16}{9} \left(\frac{l}{\delta} \right)^2 \operatorname{Bi} \right)^{0.5} \right).$$

Параболический профиль определялся из условия минимального расхода материала. Результаты численного моделирования для условий Pr = 0,7; $M_1 = 0,2$; $\gamma = 1,4$; $Re_{wx2} = 0,5 \cdot 10^6$; Bi = 0,1; $G = 5 \cdot 10^{-7}$ приведены на рис. 1.



Рис. 1. Влияние формы поверхности теплообмена на эффективность газодинамической температурной стратификации: 1 – без особенностей; 2 – с прямоугольными продольными ребрами $l/\delta = 2$; 3 – с продольными вогнутыми параболическими ребрами; 4 – с параболическими шипами

Форма поверхности теплообмена оказывает значительное влияние на эффективность температурной стратификации. Применение параболических шипов до 1,05–1,4 раза эффективнее прямых продольных прямоугольных ребер при той же длине и толщине выступа.

Обозначения

 \overline{q} – относительный тепловой поток; γ – показатель адиабаты; М – число Маха; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·K); λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·K); η – коэффициент эффективности ребра (шипа). Ві – число Био; Re – число Рейнольдса; G – параметр наличия конденсированных частиц в потоке рабочего тела. Индексы: 0 – параметры во входной камере трубы температурной стратификации Леонтьева; 1 – параметры в дозвуковом тракте трубы Леонтьева; 2 – параметры в сверхзвуковом тракте; w – параметры по температуре обтекаемой поверхности; x – параметры с продольной координатой в качестве определяющего размера.

Литература

1. Ranque G. L. Experiences sur la Detente Giratoire avec Productions Simultanees d'ur Ehappement d'Air Chaud et d'ur Ehappement d'Air froid // J. de Physique et le Radium. 1933. Vol. 4. Pp. 112–114.

2. Sprenger H. Thermal effects in resonance tubes // Mitt. Inat. Aerodyn. ETH. 1954. Vol. 21. Pp. 18–24.

3. Gifford W. E., Longsworth R. C. Pulse-tube refrigeration // J. of Manufacturing Science and Engineering. 1964. Vol. 86, No. 3. Pp. 264–268.

4. Леонтьев А. И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35, № 1. С. 157–159.

5. Керн Д., Краус А. Развитые поверхности теплообмена / Пер. с англ. М.: Энергия, 1977. – 464 с.

6. Цынаева А. А. Численное исследование температурной стратификации // Автоматизация процессов управления. 2014. № 2 (36). С. 62–66.

7. Ковальногов Н. Н., Фокеева Е. В. Повышение эффективности газодинамической температурной стратификации в дисперсном потоке // Тепловые процессы в технике. 2010. № 8. С. 338–341.

УДК 532.62; 536.4

ВЛИЯНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ЭНЕРГИЮ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В НАГРЕВАЕМОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Е. А. Чиннов

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

В неизотермических пленках пульсации температуры на поверхности отражают волновой характер их течения и зависят от изменения толщины. Поэтому анализ волновой динамики и пульсаций температуры в нагреваемых пленках жидкости важен для понимания механизмов интенсификации теплообмена и разрыва пленки. Исследования влияния термокапиллярных сил на характеристики гидродинамических волн содержатся в работах [1–3]. В [4] показано, что для нагреваемой пленки жидкости при умеренных числах Рейнольдса (Re = 22) происходит снижение амплитуды волн в межструйной области. Эффект «разглаживания пленки» проявляется наиболее сильно в нижней части нагревателя. В [5] «разглаживание пленки» наблюдалось в изотермических пленках в областях между синхронными трехмерными волнами.

С другой стороны, максимальные относительные амплитуды волн [6] и пульсации температуры, характеризуемые модифицированным числом Марангони [7], увеличиваются по мере нагрева плёнки в межструйной области и практически не изменяются на гребне струи. Этот эффект возрастает с увеличением числа Рейнольдса. Отмечен рост относительных амплитуд и пульсаций температуры в межструйной области для наиболее крупных волн с характерной частотой, близкой к 1 Гц.

Анализ динамики пульсаций температуры на поверхности вертикально стекающей нагреваемой пленки воды в условиях движения развитых трехмерных волн выполнен в [8]. Показано, что высокочастотная составляющая пульсаций температуры затухает по мере движения пленки в нижней части нагревателя. Часть температурных возмущений сносится в область струй за счет поперечных термокапиллярных сил.

Установлено [9], что при создании внешних возмущений за счет системы расположенных в горизонтальную линию цилиндров одинакового диаметра, которая опускалась в пленку жидкости выше верхнего края нагревателя, происходило существенное изменение деформации на поверхности нагреваемой пленки.

В работе [10] определена «наиболее опасная длина волны», при которой искусственные возмущения существенно изменяют расстояние между струями в неизотермической стекающей пленке жидкости. Показано, что для Re < 40 наиболее опасная длина волны для пленки воды составляет 9.5 мм. В [11] обнаружено, что искусственные возмущения с этим же расстоянием между цилиндрами изменяют расстояние между струями до Re = 500.

Задачей данной работы являлось экспериментальное исследование влияния внешних возмущений с «наиболее опасной длиной волны» на энергию пульсаций температуры при различных значениях плотностей тепловых потоков для Re = 500 в условиях течения развитых трехмерных синхронных волн на поверхности пленки воды вдоль нагревателя.

Стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур, включающий резервуар с электронасосом, рабочий участок и фильтр. Дистиллированная вода с помощью насоса подавалась в пленкоформирователь, который включал накопительную камеру, распределительное устройство и сопло с калиброванной плоской щелью. Рабочие участки состояли из несущей плиты из текстолита с расположенными на ней нагревателем, стабилизатором температуры и пленкоформирователем. Использовался нагреватель длиной вдоль потока 100 мм, шириной 150 мм, $X_n = 263$ мм – расстояние от нижнего края сопла пленкоформирователя до верхней кромки нагревателя. Подробное описание экспериментальной установки и рабочего участка приведено в [12].

В экспериментах использовался инфракрасный сканер Titanium HD 570M, позволяющий измерять поле температуры на поверхности пленки с разрешением до 640x512 пикселей, частотой полных кадров до 115 Гц и чувствительностью 18 мК. Для создания возмущений использовалась механическая система расположенных в горизонтальную линию цилиндров одинакового диаметра d = 3 мм, которая опускалась в пленку жидкости выше верхнего края нагревателя на 10–17 мм. Расстояние между цилиндрами соответствовало значению наиболее опасной длины волны для пленки воды и составляло 9.5 мм.

Для исследованных условий течения пленки жидкости наблюдалось формирование струй и распространение развитых трехмерных синхронных волн по поверхности вдоль нагревателя. Воздействие внешних возмущений с вышеуказанными параметрами приводило к уменьшению расстояния между струями [11]. При этом толщина пленки в межструйной области возрастала, а на гребне струи убывала. Происходило изменение спектра пульсаций температуры. На рис. 1 представлен спектр пульсаций температуры, усредненный по всем межструйным областям при X = 100 мм и q = 10 Вт/см² (расстояние X отсчитывалось от верхнего края нагревателя). Видно, что возмущение с наиболее опасной длиной волны (2) приводит к увеличению амплитуды и спектральной энергии пульсаций температуры в нижней части нагревателя по сравнению со случаем без возмущения (1). Причем увеличение происходит по всем частотам рассматриваемого спектра. Возможно, сами цилиндры, опущенные в пленку жидкости до касания со стенкой, приводят к росту высокочастотных возмущений. За счет увеличения толщины пленки жидкости в межструйной области при воздействии возмущений она прогревается до меньших температур [11], что приводит к уменьшению термокапиллярных напряжений и менее интенсивному перемещению мелких пульсаций температуры в область струй.



Рис. 1. Плотность спектральной энергии пульсаций температуры, усредненной по всем межструйным областям, в зависимости от частоты: 1 – невозмущенная пленка, 2 – возмущенная. X = 100 мм, q = 10 Вт/см²

Как показано в [8], при отсутствии внешних возмущений в наиболее нагретых зонах у нижнего края нагревателя (X = 100 мм), где пленка совсем тонкая, происходит эффект «разглаживания пленки». Часть высокочастотных температурных возмущений, соответствующих естественно образующимся мелким волнам, сносится в область струй в результате действия поперечных термокапиллярных сил. Нижней границы нагревателя при высоких плотностях тепловых потоков достигают только максимальные возмущения температуры, создаваемые наиболее крупными волнами.

При воздействии внешних возмущений усреднённые касательные напряжения, направленные поперек потока в возмущенной пленке, существенно меньше (до 3-4 раз), длины межструйных областей (протяженность вдоль течения пленки) уменьшаются, а их контуры становятся более размытыми. В результате многие мелкие волны достигают нижнего края нагревателя.

На рис. 2 показана интегральная энергия пульсаций температуры в единицу времени, усредненная отдельно для всех струй и межструйных областей для разных положений X и для двух значений q. В пяти точках потока X = 0, 25, 50, 75, 100 мм бралась проба пульсаций температуры в середине струи и в центре межструйной области. Далее для каждой пробы пульсаций рассчитывался спектр, затем этот спектр пульсаций интегрировался (находилась площадь под графиком функции – полная энергия пульсаций). Затем для каждого положения X значения полной энергии в единицу времени усреднялись отдельно для струй и межструйных областей.



Рис. 2. Интегральная энергия пульсаций температуры в единицу времени, усредненная по всем струям и межструйным областям, в зависимости от X: 1 – невозмущенная пленка, межструйная область, 2 – возмущенная пленка, межструйная область, 3 – невозмущенная пленка, струя, 4 – возмущенная пленка, струя. a - q = 2.9 Вт/см², $\delta - 8.6$

Для струй при всех тепловых потоках *q* интегральная энергия пульсаций температуры монотонно возрастает с *X*. Для течения с возмущением интегральная энергия всегда больше. Таким образом, возмущения интенсифицируют пульсации температуры в струях. За счет уменьшения толщины пленки жидкости в области струй происходит более интенсивный прогрев остаточного слоя жидкости, что приводит к увеличению перепада температур между гребнем волны и остаточным слоем. Амплитуды пульсаций температуры возрастают.

Для межструйных областей характер роста энергии пульсаций для случая с возмущениями и без них существенно отличается для невысоких плотностей тепловых потоков, рис. 2, *а*. Есть область X < 50 мм, где энергия пульсаций в потоке с возмущениями несколько меньше, чем в потоке без возмущений. При X > 50 мм энергия пульсаций в возмущенных пленках существенно выше, чем в свободных, что объясняется влиянием термокапиллярных сил в нижней части нагревателя.

При больших тепловых потоках интегральная энергия пульсаций температуры в возмущенной пленке жидкости всегда выше, рис. 2, δ . При X < 25 мм термокапиллярные силы практически не оказывают влияния на распространение крупных и мелких волн, температура поверхности пленки практически не изменяется. При 25 мм < X < 75 мм происходит рост интегральной энергии пульсаций температуры. В этой области остаточный слой волновой пленки интенсивно прогревается, а температура на гребне волн возрастает медленнее. Амплитуды пульсаций растут. Одновременно часть волн перемещается к гребням трехмерных струй. При больших X наблюдается уменьшение энергии пульсаций в межструйных областях для обоих случаев. Мелкие волны либо полностью прогреваются,

либо перемещаются в область струй. Нижней границы нагревателя (X = 100 мм) при высоких плотностях тепловых потоков достигают только максимальные возмущения температуры, создаваемые наиболее крупными волнами, которые распространяются с относительно низкой частотой. Для возмущенной пленки частотный диапазон шире (рис. 1) и примерно соответствует наблюдаемому диапазону частот для аналогичных тепловых потоков в невозмущенной пленке, но при 50 мм < X < 75 мм [8].

При высоких плотностях тепловых потоков происходит существенное изменение характера зависимости усредненной интегральной энергии пульсаций температуры в единицу времени в межструйной области от X. Снижение значения указанного параметра у нижней границы нагревателя, где толщина пленки достигает минимального значения, может быть одной из причин, способствующих появлению первых сухих пятен. Разрыв пленки (появление устойчивого сухого пятна) в межструйной области определяется двумя факторами: уменьшением толщины с одновременным разглаживанием поверхности пленки (исчезновением мелких волн и пульсаций температуры) и периодическим прохождением перемычек крупных волн, способствующих повторному орошению возникающих осушенных зон. Внешние возмущения с наиболее опасной длиной волны приводят к увеличению энергии пульсаций температуры в нижней части нагревателя по сравнению со случаем без возмущения и, соответственно, повышению устойчивости пленки к разрыву.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (соглашение № 15-19-30038).

Обозначения

d – диаметр, мм; q – плотность теплового потока, Вт/см²; T – температура, °С, К; X – расстояние, мм; Re = Γ/μ – число Рейнольдса пленки воды; Γ – массовый расход жидкости на единицу ширины пленки, кг/мс; μ – коэффициент динамической вязкости жидкости, кг/мс.

Литература

1. Ito A., Masunaga N., Baba K. Marangoni effects on wave structure and liquid film breakdown along a heated vertical tube // Advances in Multiphase Flow. Elsevier Science, 1995. P. 255.

2. Chinnov E. A., Kabov O. A. Marangoni effect on wave structure in liquid films // Microgravity Sci. Technol. 2007. Vol. 19. No. 3/4. P. 18.

3. Lel V. V., Kellerman A., Deitze G. et al. Investigation of the Marangoni effect on the regular structures in heated wavy liquid films // Exp. Fluids. 2008. Vol. 44. No. 2. P. 341.

4. Зайцев Д. В., Чиннов Е. А., Кабов О. А. и др. Экспериментальное исследование волнового течения пленки жидкости по нагреваемой поверхности // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, № 6. С. 31.

5. Алексеенко С. В., Бобылев А. В., Гузанов В. В. и др. О формировании струй при изотермическом пленочном течении жидкости в процессе перехода к трехмерному волновому движению // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 22. С. 97.

6. Чиннов Е. А., Назаров А. Д., Сапрыкина А. В. и др. Волновые характеристики неизотермической пленки жидкости при формировании струй на ее поверхности // ТВТ. 2007. Т. 45, № 5. С. 725.

7. Чиннов Е. А. Термокапиллярные эффекты в неизотермической пленке жидкости при высоких числах Рейнольдса // ТВТ. 2013. Т. 51, № 2. С. 294.

8. Чиннов Е. А. Изменение пульсаций температуры в нагреваемой пленке жидкости // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 15. С. 53.

9. Чиннов Е. А., Кабов О. А. Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 5. С. 128.

10. Чиннов Е. А. Управление формированием структур в нагреваемой пленке жидкости // ТВТ. 2009. Т. 47, № 1. С. 63.

11. Чиннов Е. А., Абдуракипов С. С. Влияние внешних возмущений на длину начального термического участка // ТВТ. 2014. Т. 52, № 2. С. 246.

12. Chinnov E. A., Abdurakipov S. S. Thermal entry length in falling liquid films at high Reynolds numbers // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 56. P. 775.

УДК 621.45.015.2

КРИТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ НЕИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ В ТЕПЛОВОМ СОПЛЕ

В. Г. Гасенко, В. Е. Накоряков

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

На основе уравнений неразрывности, сохранения импульса и энергии, дополненных уравнением состояния газа Ван-дер-Ваальса [1], рассмотрено установившееся течение сжимаемого газа в тепловом сопле, т. е. в канале с постоянным сечением по длине и подводом или отводом тепла через стенки канала

$$(\rho u)_{x} = 0,$$

$$\rho u u_{x} = -p_{x} - \frac{\zeta}{d} \frac{\rho u^{2}}{2},$$

$$\rho u w_{x} = -\frac{4}{d}q,$$

$$\left(p + \frac{a}{V^{2}}\right)(V - b) = BT.$$
(1)

Система уравнений (1) сведена к двум дифференциальным уравнениям относительно и, Т:

$$u_{x} = -\frac{\gamma c \zeta}{2} \frac{M^{2} + \frac{\beta}{\gamma} M - \frac{\gamma - 1}{\gamma} Q}{(M - \beta)(1 - M^{-2})},$$

$$T_{x} = \frac{\zeta c^{2}}{2c_{v}} \frac{M^{5} + \left(\alpha - \frac{\beta}{\gamma}\right) M^{2} - \frac{\alpha\beta}{\gamma} M - Q\left(M^{3} - \frac{1}{\gamma} M + \alpha \frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)}{M(M^{2} - 1)}.$$
(2)

В отличие от решений [2] для идеального газа (2) включает в дополнение к безразмерным параметрам *M*, *Q*, γ параметры газа Ван-дер-Ваальса α, β. Для повышения эффективности современных газовых тепловых станций, работающих по циклу Брайтона на тяжелом газе типа ксенона с параметрами, близкими к критическим [3], учет неидеальности в приближении газа Ван-дер-Ваальса обязателен.

Анализ системы (2) на существование особых точек или точек покоя, в которых $u_x = T_x = 0$, приводит к уравнениям кривых Q(M), на которых обнуляются правые части (2):

$$u_{x} = 0: \quad Q = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(M^{2} - \frac{\beta}{\gamma} M \right),$$

$$T_{x} = 0: \quad Q = \frac{M^{5} + \left(\alpha - \frac{\beta}{\gamma} \right) M^{2} - \frac{\alpha \beta}{\gamma} M}{M^{3} - \frac{1}{\gamma} M + \alpha \frac{\gamma - 1}{\gamma}}.$$
(3)

Поведение кривых (3) на фазовой плоскости M, Q в трех масштабах показано на рис. 1 и обозначено соответственно кривыми 1 и 2 при значениях параметров α , β , отвечающих ксенону. Значения параметров Q, M в точках пересечения находятся исключением параметра Q из уравнения (3), которое удивительным образом разрешается аналитически:

$$\frac{M^{5} + \left(\alpha - \frac{\beta}{\gamma}\right)M^{2} - \frac{\alpha\beta}{\gamma}M}{M^{3} - \frac{1}{\gamma}M + \alpha\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - \frac{\gamma}{\gamma - 1}\left(M^{2} - \frac{\beta}{\gamma}M\right) = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{M^{2}(M - \beta)(M^{2} - 1)}{\gamma M^{3} - M + \alpha(\gamma - 1)}.$$
(4)

Кривые (4) пересекаются в трех точках А, В, Е, причем точка А отвечает отсутствию течения и теплового потока $Q_A = M_A = 0$, т. е. по определению является равновесной, но не представляющей никакого интереса. Точка В отвечает течению с очень малой дозвуковой скоростью $M_B = \beta << 1$, $Q_B = \beta^2$, а точка E отвечает течению со скоростью звука с $M_E = 1$, $Q_E = (\gamma - \beta)/(\gamma - 1)$ в охлаждаемом сопле. Обе точки и *B*, и *E* не являются особыми, поскольку множитель *M*-β содержится и в числителе, и в знаменателе правой части (4) и, следовательно, не обнуляет величину u_x , а обнуляет только T_x . Множитель же M-1 содержится в числителях и знаменателях обеих правых частей (4), т. е. обе правые части (4) при этом значении числа Маха не обнуляются. Хотя точки В и Е не являются особыми, они остаются бифуркационными, т. е. характер решения уравнений (4) меняется при переходе параметра числа Маха через бифуркационные значения, что будет проиллюстрировано численными решениями системы (2). К двум рассмотренным бифуркационным значениям числа Маха M_B и M_C следует добавить еще два значения, являющиеся корнями уравнения $\gamma M^3 - M + \alpha(\gamma - 1) = 0$, при которых $M_C \approx \alpha(\gamma - 1)$ и $M_D \approx 1/\sqrt{\gamma}$ правая часть уравнения (3) для температуры меняет знак. Отметим, что для идеального газа уравнения (2), (3) существенно упрощаются и бифуркационные значения чисел Маха *M_B* и *M_C* отсутствуют.



Рис. 1. Кривые экстремума скорости – 1 и температуры – 2 при течении газа Ван-дер-Ваальса в тепловом сопле в полном масштабе (слева), в среднем масштабе (в центре) и в увеличенном масштабе малых чисел Маха (справа) с отмеченными бифуркационными значениями чисел Маха

При анализе течения газа Ван-дер-Ваальса в безразмерной форме принципиальную роль имеют значения параметров α , β , рассчитываемые по значениям a, b. В табл. 1 приведены критические параметры трех газов от легкого до тяжелого, взятые из [4]. Исходными значениями для давления, температуры, плотности и скорости звука во всех расчетах брались следующие: $p_0 = 0,5$ МПа, $T_0 = 313,15$ К, $\rho_0 = 29,3$ кг/м³, $c_0 = 178,23$ м/с, а значения начальной скорости и теплового потока рассчитывались на основе начального безразмерного потока Q_0 и числа Маха M_0 .

Таблица 1

Газ	<i>Т</i> _{кр} , К	$p_{ m \kappa p},$ бар	р _{кр,} кг/м ³	<i>а</i> , м ⁵ /(с ² ·м)	<i>b</i> , м ³ /кг	<i>В</i> , Дж/кг	<i>с</i> , м/с (300 К)	α (p = 30, u = 50, T = 400)	β (p = 30, u = 50, T = 400)
Гелий	5,25	2,33	69,3	224,3	$5,97 \cdot 10^{-3}$	2120	1008	$7,72 \cdot 10^{-5}$	$1,047 \cdot 10^{-3}$
Азот	126,15	34,6	311	177,7	$1,37 \cdot 10^{-3}$	302	356	$7,9.10^{-3}$	$4,48 \cdot 10^{-3}$
Ксенон	256,55	59,9	1110	19,64	$3,48 \cdot 10^{-4}$	65	178	0,0409	0,0113

Критические параметры некоторых газов

Проиллюстрируем рассмотренные особенности течения ксенона в тепловом сопле с диаметром d = 30 мм. На рис. 2 приведен расчет дозвукового течения в нагреваемом сопле. Нетрудно видеть, что предельной скоростью в этом случае является скорость звука, достигаемая на длине 1,2 м, а при пересечении бифуркационной кривой температура достигает максимума, а затем падает. Рассмотренное течение имеет место и для идеального газа, и для газа Ван-дер-Ваальса.



Рис. 2. Течение в дозвуковом нагреваемом сопле при $M_0 = 0.4$, $Q_0 = -1.7$ как решение (2) (слева) и его траектория в фазовом пространстве Q, M (справа)

Пример аномального дозвукового течения в охлаждаемом сопле, приведенный на рис. 3, возможен только для газа Ван-дер-Ваальса. Здесь в результате охлаждения газа плотность достигает критической, скорость звука резко падает, а профиль температуры претерпевает значительный положительный скачок. Очевидно, что это обнаруженное аномальное поведение неидеального газа связано с аномальным поведением скорости звука.



Рис. 3. Аномальное течение газа Ван-дер-Ваальса с околокритическими параметрами в охлаждаемом тепловом сопле при $M_0 = 0.03$, $Q_0 = 0.01$ как решение (2) (слева) и его траектория в фазовом пространстве Q, M

Выводы

1. Течение идеального газа в тепловом сопле характеризуется двумя бифуркационными числами Маха $M = 1/\sqrt{\gamma}$ и M = 1 на фазовой плоскости M, Q и приводит к появлению локального максимума температуры по длине сопла как в нагреваемом, так и в охлаждаемом соплах.

2. Течение газа Ван-дер-Ваальса в тепловом сопле, в отличие от течений идеального газа, характеризуется двумя дополнительными бифуркационными и малыми по величине числами Маха $M = \beta \ll 1$ и $M_c = \alpha(\gamma - 1)$, течение вблизи которых сопровождается плотностями газа, близким к критическим, и приводит к резкому росту скорости в нагреваемом сопле и скачку температуры в охлаждаемом сопле, что в последнем случае связано с аномальным поведением скорости звука.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 15-19-10025.

Литература

1. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.

2. Вулис Л. А.Термодинамика газовых потоков. М.: Госзнергоиздат, 1950. – 305 с.

3. Александров А. А. Термодинамические основы циклов теплоэнергетических установок. М.: Издательство МЭИ, 2004. – 160 с.

4. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. – 720 с.

УДК 536.244:62-622

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ЗАДАЧИ КОНВЕКТИВНОЙ ДИФФУЗИИ В ГАЗОВЫХ КАНАЛАХ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В. Г. Гасенко, В. Е. Накоряков

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

В прямоугольных газовых миниканалах топливных элементов с полимерными мембранами (ТЭПМ) сопряженные задачи конвективной диффузии кислорода во влажном воздухе либо водорода в азото-водородной смеси при их отсосе через пористое дно за счет электрохимических реакций в общем случае трехмерны [1]. Краевая задача определения трехмерного профиля концентрации C(x, y, z) сводится к двумерной задаче при условии независимости краевых условий от *z* и малости отношения среднего отсоса к среднему расходу:

$$\frac{1}{2L} \int_{0}^{L} j(x) dx \ll \frac{1}{2Lh} \int_{0}^{h} dy \int_{0}^{L} Cu dx \,. \tag{1}$$

В этом случае решение будет автомодельным $C(x, y, z) = C(x, y) - \beta z$ и формулировка задачи в безразмерных переменных принимает вид

$$\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} = -u, \quad \frac{\partial C}{\partial y}\Big|_{y=1} = \frac{\partial C}{\partial x}\Big|_{x=0} = \frac{\partial C}{\partial x}\Big|_{x=2s} = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial y}\Big|_{y=0} = j_0(x).$$
(2)

Условие (1) выполняется во всех длинных каналах, а при граничных условиях (2) типа H2 автомодельное решение реализуется точно [2, 3]. Профиль скорости в прямоугольном канале находился решением безразмерного уравнения Навье – Стокса методом Фурье:

$$\Delta u = -8, \quad u = 4(y - y^2) - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{32}{\alpha_k^2} \frac{\cosh \alpha_k (x - s)}{\cosh \alpha_k s} \sin \alpha_k y.$$
(3)

Здесь $\alpha_k = \pi(2k - 1)$. Пример профиля скорости (3) при s = 2 приведен на рис. 1. Из условия неразрывности диффузионного потока в объеме между сечениями канала в точках z и z + dz с учетом значений потока на стенках канала из (2) и на срезе канала $j_z = Cu$ находилось условие на величину безразмерного отсоса

$$\overline{j_0}(s) = \frac{1}{2s} \int_0^{2s} j_0(x) = -\int_0^1 \frac{dCu}{dz} dy \int_0^{2s} dx = \frac{4s}{3} - A_0(s), \quad A_0(s) = \sum_{k=1}^\infty \frac{128}{\alpha_k^5} \tanh \alpha_k s.$$
(4)

Аналитическое решение неоднородного уравнения диффузии (2) после замены $C = C_1 + F$, где F – частное решение уравнения $\Delta F = u$:

$$F(x, y) = \frac{2y^3 - y^4}{3} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{16}{\alpha_k^4} \frac{\cosh \alpha_k (x - s)}{\cosh \alpha_k s} y \cos \alpha_k y,$$
(5)

находилось решением уравнения $\Delta C_1 = 0$ с ненулевыми граничными условиями на всех четырех стенках канала.

Используя метод суперпозиции $\vartheta = C_1 - C_2 - C_3 - C_4$, где для каждой из функций ϑ , C_{2-4} решается задача Неймана с ненулевым граничным условием только на одной стенке, причем граничное условие на дне канала, совпадающее с (2), выбиралось для функции ϑ . Найденное решение имело вид

$$C(x, y) = C_{F}(x, y) - \vartheta(x, y),$$

$$C_{F}(x, y) = P(x, y) + C_{S}(x, y),$$

$$P = \frac{2y^{3} - y^{4}}{3} + \frac{A_{0}}{4s} [(x - s)^{2} - y^{2}] - \left(\frac{2}{3} - \frac{A_{0}}{2s}y\right),$$

$$C_{S} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{n} \cosh k_{n}(x - s)}{k_{n} \sinh k_{n}s} \cos k_{n}y + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{16}{\alpha_{k}^{5}} \frac{\cosh \alpha_{k}(x - s)}{\cosh \alpha_{k}s} (\sin \alpha_{k}y - \alpha_{k}y \cos \alpha_{k}y).$$
(6)

Первая сумма в (6) есть следствие разложения в ряд функции

$$f(y) = \frac{A_0}{2} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{16 \tanh \alpha_k s}{\alpha_k^4} (\sin \alpha_k y - \alpha_k y \cos \alpha_k y) = \sum_{k=1}^{\infty} A_n \cos k_n y, \quad k_n = \pi n$$

вторая связана с решением (5). Задача Неймана для Э решалась отдельно

$$\Delta \vartheta = 0, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial y}_{y=0} = j_0(x) - \overline{j_0} = \sum_{m=1}^{\infty} B_m \cos \beta_m x, \quad \beta_m = \frac{\pi m}{2s},$$
$$\vartheta(x, y) = -\sum_{m=1}^{\infty} B_m \cosh \beta_m (y-1) \frac{\cos \beta_m x}{\beta_m \sinh \beta_m}.$$

Решение (6) использовалось для оптимизации системы газораспределения водорода в газовых каналах ТЭПМ, где в целях безопасности концентрация водорода в азотоводородной смеси не превышает 7% [4]. Необходимо было выполнить два принципиальных условия: 1) максимально возможный предельный поток j_y при малых концентрациях; 2) максимально полная выборка водорода к концу канала. Первое условие однозначно требует применения широких каналов с $s \ll 1$, второе – максимального снижения амплитуды изменения концентрации по высоте канала. В случае постоянного значения граничного потока $j_0 = 2/3 - A_0/2s$, удовлетворяющего условию (5), двумерный профиль концентрации в широком канале при s = 8 имеет вид, приведенный на рис. 2.



Рис. 1. Безразмерный профиль скорости в прямоугольном канале

Рис. 2. Безразмерный профиль концентрации водорода в широком канале при постоянном отсосе

Большой перепад концентраций на дне канала при y = 0 и низкая величина концентрации у стенок канала не оптимальны для работы топливного элемента, поскольку зона у стенок канала оказывается бесполезной. Если же отодвинуть рабочую зону от стенок канала на величину x_0 , задавая величину отсоса в виде, удовлетворяющем условию (4)

$$j_0(s) = \begin{cases} 0, & x_0 > x > 2s - x_0, \\ (4s - 3A_0) / 6(s - x_0), & x_0 < x < 2s - x_0, \end{cases}$$

то при найденной оптимальной величине $x_0 = 0.315$ профиль концентрации существенно выравнивается, как это показано на рис. 3.

В каналах с малым форм-фактором такого выравнивания концентрации добиться не удается. В случае s = 1 наиболее оптимальной является величина $x_0 = 0.25$. Профиль концентрации в этом случае, полученный табулированием решения (6), приведен на рис. 4.



Рис. 3. Безразмерный профиль концентрации водорода в широком канале при оптимальном отсосе



Рис. 4. Безразмерный профиль концентрации водорода в узком канале при оптимальной величине отсоса

Характерно, что в реальных конструкциях ТЭПМ форм-факторы прямоугольных каналов невелики, s = 1-2. В анодных газовых каналах ввиду высокого коэффициента диффузии водорода большой перепад концентрации не принципиален, в катодных же газовых каналах большие перепады концентрации кислорода приводят к неравномерной плотности тока в каталитическом слое и к увеличенным транспортным потерям.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 15-19-10025.

Обозначения

L, h – ширина и высота канала; s = L/2h – форм-фактор канала; x = X/h, y = Y/h – безразмерные координаты, $C = C'D/\alpha u_0 h^2$, $u = U/u_0$, $j_0 = J_0/h\beta u_0$ – безразмерные концентрация, скорость и величина отсоса соответственно; $u_0 = p_z h^2/8\mu$ – амплитуда скорости в плоском канале, D – коэффициент диффузии.

Литература

1. Cordiner S., Mulone V., Romanelli F., Thermal-Fluid-Dynamic Simulation of a Proton Exchange Membrane Fuel Cell Using a Hierarchical 3D-1D Approach // ASME J. Fuel Cell Science & Technology. 2007. Vol. 4, No. 3.

2. Clark S. H., Kays W. M. Laminar flow forced convection in rectangular tubes // Trans. of ASME. 1953. Vol. 75. Pp. 859–886.

3. Morini G. L., Spiga M. Slip flow in rectangular microtubes // Microscale Thermophisical Engineering. 1998. Vol. 2. Pp. 273–282.

4. Bau H. H. Optimization of conduits shape in micro heat exchanger // Int. J. Heat Mass Transfer. 1998. Vol. 41. Pp. 2717–2723.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ГЕЛИЙ–КСЕНОНОВОЙ СМЕСИ В НАГРЕВАЕМЫХ КАНАЛАХ

В. Е. Накоряков, О. В. Витовский

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия vitovsky@itp.nsc.ru

Низкие значения чисел Прандтля (Pr \approx 0,2) по сравнению с чистыми гелием (Pr \approx 0,68) и ксеноном (Pr \approx 0,67), а также другие уникальные свойства позволяют рассматривать гелийксеноновые смеси в качестве перспективных теплоносителей в новых энергетических технологиях. Для области значений Pr \approx 0,2 подобие полей скоростей и температур существенно нарушается, что без соответствующей экспериментальной проверки не позволяет рекомендовать для расчета течений гелиево-ксеновых смесей в каналах имеющиеся зависимости. Это делает актуальным экспериментальное изучение закономерностей течения и теплообмена гелий-ксеноновых смесей как для цилиндрических каналов, так и для каналов более сложной формы.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования течения и теплообмена в круглой трубе с постоянной плотностью теплового потока как гелийксеноновой смеси с массовым содержанием гелия ~7,4% с числом Прандтля 0,23, так чистого гелия и воздуха с числами Прандтля 0,68 и 0,73 соответственно.

Экспериментальное оборудование. Исследование закономерностей течения и теплообмена гелий-ксеноновой смеси, чистого гелия и воздуха в обогреваемом цилиндрическом канале проведено на экспериментальном стенде, который представляет собой замкнутый контур. Основными элементами стенда являются: блок безмасляных компрессоров мебранного типа R-Meco 720, обеспечивающих циркуляцию газовой среды в герметичном контуре; рабочий участок как сменный элемент, предназначенный для экспериментального определения коэффициентов теплоотдачи в каналах различной формы; водяной охладитель газа; фильтр; ресивер для гашения пульсаций; ресивер для эвакуации из контура газовой среды на период замены рабочего участка или его модификации; электронагреватель, обеспечивающий закон теплообмена q = const; двухступенчатый вакуумный насос для предварительного вакуумирования, а также перекачки газовых смесей из контура в ресивер. Для измерения характеристик потока используются образцовые манометры и индивидуально проградуированные хромель-алюмелиевые и медь-константановые термопары. Для регулирования массового расхода газового потока использован измерительрегулятор Bronkhorst EL-RLOW. Рабочий участок изготавливался из тонкостенных гладких трубок из нержавеющей стали, никеля и нихрома внешним диаметром от 5 мм до 6 мм, толщиной стенки от 0,15 мм до 0,3 мм. Рабочая длина круглого нагреваемого канала L изменялась от 450 мм до 800 мм. Нагрев трубки производился путем пропускания через нее переменного электрического тока. На поверхности измерительной круглой трубки контактной сваркой были закреплены спаи медь-константановых термопар, которые измеряли локальные значения температур стенки трубы. Количество термопар для различных трубок изменялось от 6 до 9 штук. Хромель-алюмелиевые термопары с изолированным спаем на входе и выходе расположены в потоке газа и фиксировали соответственно его входную и выходную температуры.

Теплообмен гелий-ксеноновой смеси в трубе при установившемся течении. Измерения коэффициентов теплоотдачи при течении гелий-ксеноновой смеси в круглом канале были выполнены для массовых концентраций гелия К_{не} от 5 до 10,5% для диапазона чисел Рейнольдса от $2 \cdot 10^3$ до $2,5 \cdot 10^4$. Значения числа Прандтля составляли Pr = 0,2–0,23 при давлении на выходе из канала ~1,1 и ~4,5 бар. Проведены измерения температуры ядра потока He–Xe смеси при ее течении в нагреваемом круглом канале при давлении на выходе из канала ~4,5 бар. Показано, что на начальной половине канала происходит рост температуры стенки с последующим выходом на зависимость, близкую к линейной, что характерно для задачи q = const. Измерения температуры ядра потока выполнены с помощью термопарного зонда вдоль осевой линии канала с шагом 5 мм. Представленные данные показывают, что температура ядра потока имеет три выраженных зоны, в которых последовательно температура не меняется и равна температуре газа на входе, растет по квадратичному закону и далее изменяется линейно. Таким образом, при течении He–Xe смеси в цилиндрическом канале длина участка тепловой стабилизации достигает половины длины канала.

На рис. 1 приведена зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, полученная для участка установившегося течения, когда коэффициент теплоотдачи определялся через усредненную на стабилизированном участке среднемассовую температуру газового потока гелий-ксеноновой смеси, вычисленную из соотношения теплового баланса, а также зависимости, полученные при течении воздуха и гелия, имеющие числа Прандтля 0,73 и 0,68 соответственно.



Рис. 1. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при течении воздуха, гелия и гелийксеноновой смеси с массовым содержанием гелия 7,3% в нагреваемом круглом канале на участке установившегося течения

Полученные таким образом зависимости числа Нуссельта от числа Рейнольдса корректно сравнивать с известными соотношениями Михеева, Тетельбаума, Петухова и других [1], поскольку эти соотношения получены авторами для длинных каналов, в которых участки тепловой и гидродинамической стабилизации не оказывали заметного влияния на результат. Видно, что полученная зависимость для гелий-ксеноновой смеси на участке канала, где наблюдается установившееся течение, достаточно хорошо коррелирует с зависимостью Петухова – Попова, в то время как для газов с высоким значением числа Прандтля зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса близка к соотношению Михеева и имеет место более высокая интенсивность теплоотдачи с увеличением числа Рейнольдса.

В экспериментах, проведенных при давлении на выходе из канала ~1,1 бар, в отличие от опытов, проведенных при давлении ~4,5 бар, когда сжимаемостью газа можно было пренебречь, происходит значительное уменьшение плотности газа от входа к выходу. Адиабатное расширение газа при его течении в канале с большим градиентом давления приводит к охлаждению потока. Таким образом, при течении газового потока в трубе с ускорением среднемассовая температура газа в трубе не может быть корректно определена из соотношений теплового баланса. В этом случае для задачи с постоянной плотностью

тепловыделения на стенке коэффициент теплообмена может быть вычислен по температуре стенки и среднемассовой температуре потока на выходе из канала, где она может быть надежно измерена. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, полученная по параметрам потока гелий-ксеноновой смеси на выходе из нагреваемого круглого канала, приведена на рис. 2. Линией на рис. 2 показана зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, полученная Петуховым – Поповым.



Рис. 2. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при течении гелий-ксеноновой смеси с массовым содержанием гелия 7,45% в нагреваемом круглом канале на выходе из канала при различной плотности теплового потока

Представленные данные показывают, что с ростом числа Рейнольдса число Нуссельта растет, достигая своего максимума. После этого наблюдается снижение теплоотдачи. При течении с ускорением потока изменяется процесс формирования гидродинамического пограничного слоя. Поскольку толщина пограничного слоя $\delta \sim V^{1/2}$, где V – скорость потока на осевой линии, то длина начального участка стабилизации течения значительно увеличивается при больших числах Рейнольдса, становясь соизмеримой с длиной канала. Гелий-ксеноновая смесь при массовой концентрации гелия около 7% имеет аномально низкое значение скорости звука. При течении с большими числами Рейнольдса в использованных каналах диаметром около 5 мм происходит двух-, трехкратное и выше увеличение скорости потока, достигая скорости звука. Это приводит к явлению запирания потока и резкому снижению теплоотдачи.

Теплообмен смеси гелия и ксенона на начальном участке цилиндрического канала. Проблема теплообмена и гидродинамики на входных участках каналов изучена недостаточно. Для смесей газов с низкими значениями чисел Прандтля теплообмен в каналах может происходить в условиях гидродинамически неустановившегося течения. При проведении экспериментов на короткой трубе омический обогрев рабочего участка длиной 450 мм проводился в режиме постоянной электрической мощности. Таким образом, реализовывалось условие q = const. Результаты опытов обрабатывались в безразмерном виде с использованием следующих критериев: Nu = $\alpha L/\lambda$, Re = VL/v, Pr = v/a. Линейный размер L фигурирует в дальнейшем в виде диаметра d или расстояния от входа x. Кинематическая вязкость v и коэффициент температуропроводности a брались из справочников и расчетных зависимостей для гелий-ксеноновой смеси. Число Рейнольдса, определенное по длине канала l, изменялось в диапазоне от $9,6\cdot10^5$ до $4,8\cdot10^6$, число Рейнольдса, определенное по длине канала d, изменялось в диапазоне от $10\cdot10^3$ до $5\cdot10^4$. Коэффициент теплоотдачи α определялся как отношение теплового потока q к разнице между температурой стенки T_w и температурой смеси газов на входе в канал T_{in} . При обработке экспериментов, в которых при малых числах Рейнольдса реализуется ламинарный пограничный слой от входа канала, а при больших числах Рейнольдса преобладает турбулентный пограничный слой, логично использовать следующую формулу:

$$Nu_{x} = \sqrt{(1,42Nu_{x,l})^{2} + (1,07Nu_{x,l})^{2}}.$$
 (1)

Зависимость (1) удобно построить для чисел Нуссельта, определенных по диаметру канала $Nu_d = \alpha d/\lambda = Nu_x d/x$. На рис. 3 показано изменение числа Нуссельта по длине канала для $Re = 12\,800$, полученное в экспериментах на гелий-ксеноновой смеси с массовой концентрацией гелия 7,2%. Линией на рис. 3 показана зависимость, построенная по формуле (1) для условий экспериментов. В выражении (1) $Nu_{x,l}$ есть обычная зависимость при обтекании пластины ламинарным потоком $Nu_{x,l} = 0,332 Pr^{0,33} Re_x^{0,5}$, а для турбулентного потока использовано выражение $Nu_{x,l} = 5+0,012 Re_x^{0,83} (Pr+0,29) (T_w/T_{in})^n$, $n = -\log(T_w/T_{in})^{0.25} + 0,3$ на основе корреляции Ноттера – Слейчера [2], модифицированное Слейчером и Роузом. Эти зависимости получены в опытах с постоянной температурой стенки.



Рис. 3. Изменение числа Нуссельта по длине круглого канала при течении гелий-ксеноновой смеси. Точки – эксперимент, линии – расчет по (1)

Поскольку в ряде проектов уже реализуются некоторые конструкции теплообменников, работающих в режиме начальных участков, рекомендуемая нами формула (1) для гелий-ксеноновой смеси может оказаться полезной для использования в инженерной практике.

Литература

1. Dragunov Yu. G., Smetannikov V. P., Gabaraev B. A., Belyakov M. S., Kobzev P. V. On the Choice of Correlations for Calculating the Heat Transfer Coefficient in Binary Gas Mixture // J. of Engineering Thermophysics. 2013. Vol. 22. Pp. 30–42.

2. Notter R. H., Sleicher C. A. A Solution to the Turbulent Graetz Problem – III. Fully Developed and Entry Region Heat Transfer Rates // Chem. Engng Sci. 1972. Vol. 27. Pp. 2073–2093.

УДК 533.6.011

ГАЗОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В ПОТОКАХ СМЕСИ ГЕЛИЙ – КСЕНОН (ПРИМЕНИТЕЛЬНО К АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ)

Ю. И. Петухов

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

В последнее время всё большее внимание исследователей и инженеров привлекает смесь инертных газов Хе–7,2%Не (вес.%) как теплоноситель, имеющий малое значение числа Прандтля (Pr ~ 0,23). Здесь представлены некоторые результаты теоретических исследований особенностей течений этого теплоносителя. Рассмотрены стационарные течения в цилиндрических каналах и в каналах переменного сечения с подводом тепла через стенку. Многие важные характеристики таких течений с достаточной точностью могут быть получены из одномерных уравнений прикладной газовой динамики [1].

В классических исследованиях одномерных течений газов в нагреваемой трубе [1] отмечена важная особенность в характере изменения температуры вдоль трубы: охлаждение газа на выходном участке нагреваемого цилиндрического канала, когда значение числа Маха становится достаточно большим. Это явление существенно влияет на закономерности теплообмена, особенно для течений рассматриваемых здесь смесей с малым числом Прандтля. Здесь проанализировано совместное влияние теплового потока и трения на стенке на положение в канале сечения, начиная с которого температура смеси убывает. Детально изучены дозвуковые течения, а также указаны возможные способы перевода газового потока через скорость звука в цилиндрическом канале (тепловое сопло). В каналах переменного сечения для дозвуковых течений появляются качественно новые стороны изменения параметров вдоль каналов.

Задачи исследования. В случае больших тепловых потоков, когда влиянием трения на стенке можно пренебречь, при достаточной длине канала в конце его всегда имеется участок, на котором температура газа убывает (при подводе тепла к газу вдоль всего канала). Значения числа Маха M = w/a (w – скорость газа в данном сечении, a – локальная скорость звука), соответствующие этому участку, лежат для дозвуковых течений на отрезке $[1/\sqrt{k}, 1]$, где k – показатель адиабаты газа. Левая граница отрезка соответствует максимуму температуры газа. Этот, на первый взгляд парадоксальный результат, когда в нагреваемом канале на выходном участке температура газа убывает, объясняется расширением газа и его термодинамическим охлаждением [1].

Но закономерности расширения зависят не только от распределения тепловых потоков, но и от характера трения на стенке канала. Когда тепловые потоки через стенку умеренные, так что влиянием трения нельзя пренебречь, левая граница отрезка для M становится функцией коэффициента трения и плотности теплового потока. Возможен такой режим течения, когда число Маха, соответствующее максимуму температуры, окажется меньше или равно его значению на входе в канал. Последнее означает, что для указанного режима температура газа монотонно убывает от начального до критического сечения, в котором M = 1. При этом скорость звука $a = \sqrt{kRT}$ (R – газовая постоянная) также убывает, но скорость газа возрастает. Это приводит к резкому росту числа Маха вплоть до критического. В критическом сечении происходит запирание потока, когда увеличение перепада давления не приводит к возрастанию расхода газа. Одна из задач предлагаемого здесь анализа состоит в получении выражения для левой границы (по числу Маха) отрезка убывания температуры газового потока. Вторая задача связана с реализацией теплового сопла Вулиса [1, 2]. На дозвуковой части канала к газу подводится тепло, а после критического сечения тепло отводится. Это позволяет перевести газ через критическое сечение без кризиса и продолжить его ускорение при сверхзвуковых скоростях. Если параметры сопла таковы, что воздействия от внешнего теплового потока и от трения на стенке сопоставимы, то для перевода потока в сверхзвуковой режим тепловой поток должен изменить знак не при M = 1, а в некотором докритическом сечении, при M < 1. Здесь предложены формулы для возможных законов непрерывного изменения плотности теплового потока, приводящих к переводу потока в сверхзвуковой режим.

Особый интерес представляют возможности теплового ускорения газовых потоков в каналах переменного сечения. При одномерном рассмотрении таких течений в уравнениях появляются дополнительные члены, учитывающие характер изменения сечения канала. Приведены результаты численного решения этих уравнений для двух типов каналов – диффузорного и конфузорного. Качественно ясно и количественно подтверждено, что характерные особенности течений в каналах этих двух типов существенно различаются, и указанные различия необходимо тщательно учитывать при конструировании проточных частей газодинамических устройств.

Течения в каналах постоянного и переменного сечения. Для теоретического описания одномерных потоков используется соотношение Вулиса [1, 2]:

$$(1-M^2)\frac{dw}{w} = \frac{k-1}{a^2}dQ_{\rm \tiny GH} + \frac{k}{a^2}dL_{\rm \tiny mp}.$$
 (1)

Здесь $Q_{\rm gH}$ – интегральное количество тепла, подведённого к единице массы газа в потоке от начального до рассматриваемого сечения, L_{mp} – удельная работа газа против сил трения на стенке (отнесённая к единице массы секундного расхода газа). Дифференциалы вычисляются по координате x.

Видно, что в случае пренебрежимо малой роли второго слагаемого в правой части (1) для перехода через критическое сечение (M = 1) необходимо изменить знак dQ_{6H} , причём в окрестности критического значения числа Маха $dQ_{6H} \sim 1 - M$. Если оба слагаемых в правой части существенны, то для перевода потока через критическое сечение необходимо, чтобы сумма слагаемых обращалась в нуль. Нетрудно увидеть, что в этом сечении тепловой поток должен быть отличным от нуля ($dQ_{6H} < 1$). Таким образом, изменение знака теплового потока должно происходить в докритическом сечении, в котором правая часть (1) равна нулю.

Система дифференциальных уравнений газовой динамики для одномерных стационарных течений [1]:

$$\begin{cases} dQ_{\scriptscriptstyle GH} = wdw + di, \quad \frac{dp}{p} + wdw + dL_{\scriptscriptstyle mp} = 0, \\ \frac{dp}{p} + pd\frac{1}{\rho} = RdT, \quad \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dw}{w} = 0. \end{cases}$$

Здесь p – давление, ρ – плотность, w – скорость газа, T – термодинамическая температура, $i = c_p T$ – удельная энтальпия, R – газовая постоянная, F(x) – площадь сечения канала.

В общем случае с учётом переменной площади поперечного сечения каналов система уравнений может быть записана в форме, удобной для анализа:

$$\begin{cases} M^{2} \frac{dM}{M} + \left(\frac{M^{2}}{2} + \frac{1}{k-1}\right) \frac{dT}{T} = \frac{dQ_{_{\theta H}}}{a^{2}}, \\ \left\{ (kM^{2} - 1) \frac{dM}{M} + \frac{1}{2} (kM^{2} + 1) \frac{dT}{T} = -\frac{kdL_{_{mp}}}{a^{2}} + \frac{dF}{F}, \\ \left(kM^{2} - 1 \right) \frac{dp}{p} - kM^{2} \frac{dT}{T} = \frac{kdL_{_{mp}}}{a^{2}} - kM^{2} \frac{dF}{F}. \end{cases} \end{cases}$$

Из вида правой части первого уравнения системы следует, что при положительном тепловом потоке, когда $dQ_{\rm eH} > 0$ и $dL_{\rm eH} = 0$, максимум температуры реализуется в сечении, в котором число Маха равно $M_m = 1/\sqrt{k}$ – классический результат из [1]. Видно, что учёт трения перемещает точку максимума температуры к сечениям, в которых $M_m < 1/\sqrt{k}$. Конечное выражение, связывающее температуру T_m и M_m в этой точке, получено в виде

$$T_m = \frac{8q(1 - kM_m^2)}{\zeta k^2 \sqrt{kRT_0} M_0 p_0 M_m^4}$$

Здесь ζ – коэффициент трения, D – диаметр трубы. Рассматриваются турбулентные течения при числах Рейнольдса $\text{Re} = \frac{\rho_0 w_0 D}{\mu} \le 10^5$, поэтому $\zeta = 0,316/\sqrt[4]{\text{Re}}$ [3]. Для L_{mp} и Q_{mp} приняты выражения [3]

$$\frac{dL_{mp}}{a^2} = \frac{\zeta M^2 dx}{2}, \qquad \frac{dQ_{_{GH}}}{a^2} = \frac{4qdx}{kM_0 p_0 T \sqrt{kRT_0}}.$$

Здесь T_0 и p_0 – размерные термодинамическая температура и давление в начальном сечении канала. Они используются как масштабы для локальных безразмерных температуры T и давления p. Начальные условия для решения системы: $M(0) = M_0$, T(0) = 1.



Рис. 1. Параметры течения газовой смеси Хе– (7.8%)Не в нагреваемом цилиндрическом канале: 1 – число Маха, 2 – безразмерная температура, 3 – безразмерное давление, 4 – безразмерная скорость газа



Рис. 2. Переход скорости потока газовой смеси Хе-(7.8%)Не (вес.%) через скорость звука (в окрестности точки А) в цилиндрическом тепловом сопле. 1 – изменение числа Маха, 2 – изменение безразмерной температуры

Установлено, что для перехода скорости потока через скорость звука тепловой поток через стенки трубы может изменяться по следующему закону (ψ – любая неотрицательная функция параметра M):

$$q = -\frac{k^{2}\zeta}{8(k-1)}M^{2}TM_{0}p_{0}\sqrt{kRT_{0}} + \frac{\psi kT}{4(k-1)}\sqrt{kRT_{0}}M_{0}p_{0}(1-M).$$

На рис. 1, 2 приведены результаты решения системы (3) для наиболее характерных случаев течения. Сопоставления серии расчётов параметров течения проведены с экспериментальными данными, полученными на стенде Института теплофизики СО РАН [4, 5]. Установлено хорошее, в пределах точности эксперимента (6%), совпадение теоретических и экспериментальных результатов. Это позволяет, опираясь на результаты расчётов, планировать необходимое направление экспериментов и формулировать рекомендации для технических проектов.

Литература

1. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. Т. 1.

2. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков. М.: Госэнергоиздат, 1950.

3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.

4. Elistratov S. L., Vitovsky O. V., Slesareva E. Yu. Experimental investigation heat transfer of helium-xenon mixture in cylindrical channel // J. of Engineering Thermophysics. 2015. Vol. 24, No. 1. Pp. 33–35.

5. Vitovsky O. V., Elistratov S. L., Makarov M. S., Nakoryakov V. E., and Naumkin V. S. Heat Transfer in a Flow of Gas Mixture with Low Prandtl Number in Triangular Channels // J. of Engineering Thermophysics. 2016. Vol. 25, No. 1. Pp. 1–9.

УДК 621.1.016+532.526

ВЛИЯНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ОБЪЕМА ДЕМПФИРУЮЩИХ ПОЛОСТЕЙ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

В. Н. Ковальногов, Л. В. Хахалева, Р. В. Федоров, А. В. Чукалин

Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Ламинаризация течения, проявляющаяся в снижении интенсивности турбулентного переноса в пограничном слое, обусловленном внешними или внутренними воздействиями, достаточно частое явление в технике. Ламинаризация возможна под воздействием продольного отрицательного градиента давления, под воздействием ламинаризующих пластин [1, 2] около перфорированных поверхностей с демпфирующими полостями [2, 3, 5], под действием вдува и отсоса [1].

В работах [3, 5] было установлено изменение сопротивления трения турбулентного потока газа в трубе за счет демпфирующих полостей, в зависимости от степени воздействия на поток посредством изменения количества перфорационных отверстий, взаимодействующих с каждой демпфирующей полостью. Однако остался неисследованным вопрос влияния конфигурации расположения полостей и относительного объема полостей на
сопротивление трения турбулентного потока. В связи с этим было предпринято экспериментальное исследование влияния относительного объема демпфирующих полостей на сопротивление трения турбулентного потока.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование сопротивления трения в перфорированной трубе с демпфирующими полостями, имеющими два перфорационных отверстия как наиболее эффективную конфигурацию по перфорациям, но разное количество демпфирующих полостей *m*, приходящихся на экспериментальный участок трубы, и разную конфигурацию расположения полостей.

Каждая полость сообщается с потоком посредством двух отверстий. Однако, если расстояние между наиболее удаленными отверстиями меньше размера турбулентного образования, то механизм взаимодействия потока с полостью остается таким же, как и при одном отверстии. Если же расстояние между отверстиями существенно больше размера турбулентного образования, то с полостью будут взаимодействовать разные турбулентные образования, между пульсациями параметров в которых имеется фазовый сдвиг, что должно привести к снижению влияния демпфирующей полости на турбулентный перенос в пограничном слое. В работе [3] при изучении сопротивления турбулентного потока в перфорированной трубе, содержащей демпфирующие полости, каждая из которых имела 5 отверстий диаметром 0,8 мм, наблюдалось снижение коэффициентов сопротивления трения на 10–13% по сравнению с течением в непроницаемой трубе. Также наблюдалось снижение сопротивления трения на 30-35% при двух и трех перфорационных отверстиях, сообщающихся с каждой демпфирующей полостью, на 18-20% при четырех перфорационных отверстиях, сообщающихся с каждой демпфирующей полостью, и на 13-15% при одном перфорационном отверстии, сообщающемся с каждой демпфирующей полостью. При этом расстояние между наиболее удаленными отверстиями в каждой демпфирующей полости (равное 10 мм) соотносилось с размером энергосодержащих вихрей (макромасштабом турбулентности) [4] как 8:1.

В рассматриваемых условиях максимальное количество демпфирующих полостей, приходящихся на трубу равно 360, минимальное соответствует гладкой трубе, т. е. количество полостей равно нулю. Изменение количества полостей осуществляется путем последовательного уменьшения количества насадок с демпфирующими полостями и равномерным распределением насадок с полостями по длине трубы. Промежутки между насадками с полостями при этом закручиваются изолентой и соответственно являются участками гладкой трубы.

Экспериментальный участок установки, общий вид которого приведен на рис. 1, представляет собой прямую тонкостенную (толщина стенки 1,1 мм) цилиндрическую трубу внутренним диаметром 32 мм и длиной 1 м. В стенке трубы выполнены перфорационные отверстия диаметром 0,8 мм, с помощью которых движущийся в трубе поток взаимодействует с демпфирующими полостями. Отверстия объединены в отдельные компактно расположенные группы. Каждая группа включает 5 отверстий. В каждой из этих групп центральное отверстие располагается в центре окружности диаметром 10 мм, а 4 остальных равномерно распределены по этой окружности. Демпфирующие полости образуются с помощью насадок, надетых на трубу. На каждую группу из 5 отверстий приходится одна демпфирующая полость, а общее их количество на рабочем участке равно 360. Диаметр полости – 12,8 мм, ее высота – 4,8 мм. За счет перемещения насадков в окружном и продольном направлениях устанавливаются нужное количество и конфигурация перфораций, сооединяющих проточную часть трубы с каждой полостью. В данном эксперименте количество перфораций, сообщающихся с каждой полостью, равно двум, как указывалось выше.

Коэффициент сопротивления трения ξ определялся в опытах по перепаду статического давления на участке трубы, расположенном в области стабилизированного течения, и

среднерасходной скорости в сечении канала. Относительная погрешность опытного определения коэффициента ξ, приведенная к доверительной вероятности 0,95, лежит в пределах ±4%.





Профиль скорости в сечении трубы измерялся с помощью микротрубки Пито (приемника полного давления), установленной в координатном устройстве.

Результаты экспериментального исследования сопротивления трения представлены на рис. 2 и 3. Здесь число Рейнольдса Re определялось по среднерасходной скорости потока и диаметру проточной части трубы; ξ_0 – коэффициент сопротивления трения на гладкой непроницаемой поверхности трубы. Приведенные на рис. 3 результаты соответствуют усредненным значениям относительного коэффициента сопротивления в диапазоне чисел Re от 40 000 до 80 000.



Рис. 2. Зависимость сопротивления трения от Рейнольдса: ◊ – расчетные точки по Блазиусу; ■ – тестовый эксперимент для гладкой трубы, насадки с полостями отсутствуют; + – количество насадков с полостями равно 6; ж – 10 насадков; Δ – 12 насадков; ◆ – 8 насадков; × – 3 насадка; – 4 насадка; ▲ – 14 насадков

Рис. 3. Зависимость относительного сопротивления трения от количества демпфирующих полостей. *n* – количество насадков с полостями

Как видно, при отсутствии демпфирующих полостей полученные результаты на основном участке течения потока в трубе удовлетворительно соответствуют расчету по

формуле Блазиуса. Наличие демпфирующих полостей приводит к существенному (до 35%) снижению коэффициентов сопротивления трения. При этом имеет место немонотонное изменение степени снижения коэффициента трения в зависимости от количества демпфирующих полостей. Имеют место два локальных минимума. Наибольший эффект снижения сопротивления трения на 35% наблюдается при 14 насадках с m = 350 демпфирующих полостей. Также значительный, но менее выраженный эффект снижения сопротивления трения на 20–22% происходит при 4 насадках с m = 100 демпфирующих полостей и 12 насадках с 300 полостями. Наименее эффектный локальный минимум соответствует 8 насадкам и 3 насадкам с 200 и 75 полостями соответственно и составляет снижение сопротивления трения на 15%.

Профили скорости для различных условий проведения эксперимента, построенные в универсальных координатах $\phi - \eta$, показаны на рис. 4. Можно отметить, что при отсутствии демпфирующих полостей полученные профили скорости в турбулентном ядре пограничного слоя удовлетворительно согласуются с универсальным профилем.



Рис. 4. Экспериментальные профили скорости в универсальных координатах (обозначения те же, что и на рис. 2)

При наличии демпфирующих полостей имеет место систематическое отклонение экспериментальных профилей от универсального. Наибольшее отклонение имеет место при m = 350, при этом экспериментальные профили имеют вид, характерный для случаев ламинаризации пограничного слоя под действием умеренных продольных отрицательных градиентов давления [2]. При m = 100; m = 200 экспериментальные профили также тяготеют к ламинаризации.

Наличие демпфирующих полостей в перфорированной трубе приводит к существенному снижению коэффициентов сопротивления трения, обусловленному ламинаризацией пограничного слоя. Наибольшее снижение коэффициента трения (достигающее 35%) имеет место при 350 демпфирующих полостях и 2 отверстиях, приходящихся на каждую демпфирующую полость.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-06114 мол а дк.

Литература

1. Ковальногов Н. Н. Пограничный слой в потоках с интенсивными воздействиями. Ульяновск: УлГТУ. 1996. – 246 с.

2. Ковальногов Н. Н. Прикладная механика жидкости и газа. Ульяновск: Изд-во УлГТУ, 2010. – 219 с.

3. Ковальногов Н. Н., Хахалева Л. В. Течение и сопротивление трения турбулентного потока в перфорированной трубе с демпфирующими полостями // Изв. вузов. Авиационная техника. 2002. № 3. С. 19–22.

4. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Тепломассообмен и гидрогазодинамика турбулизированных потоков. Киев: Наукова думка, 1985. – 295 с.

5. Ковальногов В. Н., Хахалев Ю. А. Математическое моделирование турбулентного потока с воздействиями на основе анализа фрактальной размерности пульсаций давления // Автоматизация процессов управления. 2013. № 1. С. 47–54.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

УДК 536. 24.01

ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ ВОЛНОВОМ ТЕЧЕНИИ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ С ФАЗОВЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ

С. П. Актершев^{1,2}, С. В. Алексеенко^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия ²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Введение. Общеизвестно применение пленок жидкости в таких тепломассообменных аппаратах, как абсорберы, ректификационные колонны, испарители, конденсаторы и т. п. В большинстве практически важных случаев на поверхности пленки развиваются волны. Известно, что наличие волн на поверхности пленки приводит к интенсификации тепломассопереноса на 40-80% [1]. Однако процессы переноса в волновых течениях пленок жидкости остаются мало изученными как в экспериментальном, так и в теоретическом плане. Численному моделированию теплопереноса при волновых режимах течения пленки посвящено сравнительно небольшое число работ, и почти все исследования проводились для пленки без фазового превращения. В настоящее время в литературе отсутствуют систематические исследования волнового течения жидкой пленки при наличии фазового превращения. В данной работе численным методом на основе модифицированной модели [2] исследуется теплоперенос в ламинарно-волновой пленке жидкости при наличии фазового превращения (испарение, конденсация). Впервые изучена эволюция возбужденных волн в пленке с фазовым превращением. Показано, что в определенном диапазоне частоты возбуждения волны существенно интенсифицируют теплоперенос по сравнению с естественными волнами.

Моделирование волнового течения пленки с фазовым превращением. Рассмотрим течение ламинарной пленки жидкости на вертикальной пластине. Введем декартову систему координат Oxy так, что ось Ox направлена вниз, а ось Oy перпендикулярна пластине и примем следующие упрощения: 1) температура пластины $T_w = \text{const}$; поверхность жидкости контактирует с неподвижным насыщенным паром, температура которого равна $T_s = \text{const}$; 2) пленка жидкости вносит основной вклад в термическое сопротивление; 3) характерная длина возмущения много больше толщины пленки h; 4) плотность ρ , кинемическую вязкость v, теплопроводность λ жидкости, поверхностное натяжение σ , теплоту испарения r считаем постоянными. Введем линейный масштаб l по оси Ox, в качестве линейного масштаба по оси Oy возьмем толщину пленки h_0 при x = 0. Введем масштабы скорости $u_m = gh_m^2/3v$, времени $t_m = l/u_m$, расхода $q_m = u_m h_m$, температуры $\Delta T = |T_s - T_w|$. В безразмерных переменных течение пленки описывается системой из трех уравнений для толщины пленки h(x, t), расхода q(x, t) и температуры $\theta(x, \eta, t) = \pm (T - T_w)/\Delta T$:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{6q^2}{5h} \right) = \frac{3}{\chi \operatorname{Re}_m} \left(h - \frac{q}{h^2} \right) + \chi^2 \operatorname{We} h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3},$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = \pm \frac{A}{\chi \operatorname{Re}_{m} h},\tag{1}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{V}{h} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = \frac{1}{\chi \operatorname{Re}_{m} \operatorname{Pr} h^{2}} \frac{\partial^{2} \theta}{\partial \eta^{2}}.$$

Здесь
$$\eta = y/h$$
, $A = \varepsilon \partial \theta / \partial \eta \Big|_{\eta=1}$; $V = \left(\eta - \frac{3\eta^2}{2} + \frac{\eta^3}{2}\right) \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{3}{2} \left(\eta^2 - \eta^3\right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Aq}{4+A}\right) - \eta \frac{j}{\rho}$; $\varepsilon = c_p \Delta T / (r \Pr)$

– параметр, характеризующий интенсивность фазового превращения; $\text{Re}_m = gh_m^3 / 3v^2 -$ число Рейнольдса на входе; $Fi = \sigma^3 / \rho^3 gv^4 -$ число Капицы, $\chi = h_0 / l -$ отношение линейных масштабов; $\text{We} = (3Fi / \text{Re}_m^5)^{1/3} -$ число Вебера. Во всех формулах знак "плюс" соответствует случаю конденсации, знак "минус" – испарению.

Для стационарного течения (без волн) в условиях, когда можно пренебречь поверхностным натяжением, решение уравнений (1) имеет вид

$$h_{\text{steady}} = \left(1 \pm 4\varepsilon x / 3\chi \operatorname{Re}_{m}\right)^{1/4}, \quad q_{\text{steady}} = h^{3}.$$
 (2)

Волновые режимы течения пленки получены численным решением уравнений (1) конечноразностным методом. Алгоритм численного решения подробно описан в [3].

Граничные и начальные условия. Возбужденные волны генерировались малыми пульсациями расхода на входе: $q(0,t) = q_0 (1+Q_a \sin 2\pi ft)$. Здесь q_0 – невозмущенный расход, Q_a – малая амплитуда, f – заданная частота колебаний расхода. На входе задавались постоянная толщина пленки: h(0,t) = 1 и линейный профиль температуры: $\theta(0,\eta,t) = \eta$. На выходе никаких специальных условий не задавалось, так как численная схема позволяла вычислять искомые функции h, q, θ . В начальный момент времени на участке счета задавался линейный профиль температуры: $\theta(x,\eta,0) = \eta$; распределения h(x,0) и q(x,0) задавались формулами (2).

Тепловой поток на пластине. Локальный тепловой поток на пластине характеризуется коэффициентом теплоотдачи $\alpha = (\lambda / \Delta T) \partial T / \partial y |_{y=0}$, или посредством безразмерного числа Нуссельта Nu = $\alpha (v^2 / g)^{1/3} / \lambda$. Для волнового течения теплопередача от пленки жидкости к изотермической пластине вычислялась через среднее по времени локальное число Нуссельта

$$\langle \mathrm{Nu}_{x} \rangle = \frac{1}{t} \int_{0}^{t} \mathrm{Nu}(x,t) dt$$

где

$$\operatorname{Nu}(x,t) = \frac{1}{\left(3\operatorname{Re}_{m}\right)^{1/3}h(x,t)} \frac{\partial\theta}{\partial\eta}\Big|_{\eta=0}.$$

Все расчеты проведены для воды при температуре 373 К (Pr = 1,75, $Fi^{1/3} = 14~700$) при $\varepsilon = 0,005$, что соответствует температурному напору $\Delta T = 4,7$ К. В качестве масштаба по оси *Ох* взята величина l = 1 см, которая по порядку величины сравнима с длиной волны.

Естественные волны. В отсутствие возмущений на входе в пленке с фазовым превращением развиваются естественные волны (рис. 1), которые впервые наблюдались в [4]

при численном моделировании течения пленки конденсата R11. Использование начального условия (2), в котором не учитывается эффект поверхностного натяжения, эквивалентно заданию начального возмущения пленочного течения. В случае конденсации начальное возмущение поверхности попадает на участок, где Re > Re_{cr}, и нарастает вниз по течению. На расстоянии 40–45 см от входа (этой координате соответствует Re = 29) возмущения быстро развиваются в нелинейные волны большой амплитуды, имеющие характерный вид пика с крутым передним склоном. В случае испарения развитие начального возмущения становится заметным при малой толщине пленки, т. е. на расстоянии 25–28 см от входа.



Рис. 1. Развитие естественных волн в пленке конденсата. Профили h(x) показаны на последовательные моменты времени с интервалом 0,04 с. Штриховые линии с цифрами показывают перемещение отдельных пиков

Возбужденные волны. На рис. 2 показана волновая поверхность пленки для частоты 18 Гц для случаев конденсации и испарения. Возбужденные волны имеют регулярный характер и развиваются значительно раньше, чем естественные. Как видно из рис. 2, a, амплитуда развитых волн в пленке конденсата растет с расстоянием, в отличие от испаряющейся пленки (рис. 2, δ), для которой амплитуда волн уменьшается вниз по потоку. Временной период 1/f соответствует расстоянию между соседними пиками. При более низких частотах возбуждения между основными пиками появляются один или более промежуточных пиков вследствие нелинейности волнообразования и развития кратных гармоник.



Рис. 2. Возбужденные волны частотой 18 Гц в пленке с конденсацией (а), испарением (б)

На рис. 3 и 4 приведены зависимости среднего по времени локального числа Нуссельта от расстояния при различных значениях частоты для случаев испарения и конденсации. В обоих случаях на участке гладкой пленки расчет совпадает с теоретической зависимостью, а на участке развития нелинейных волн значение «Nu_x» скачкообразно возрастает. Координата, при которой начинается развитие нелинейных волн, зависит от частоты, но во всех случаях возбужденные волны развиваются значительно раньше, чем естественные. Интенсификация теплопереноса волнами происходит, в основном, из-за уменьшения толщины пленки между пиками. Таким образом, величина <Nu_x> определяется протяженностью участка между пиками. Так, например, на рис. 4 (испарение) для кривой 4 в зоне уже развитых волн наблюдается второе скачкообразное увеличение значения <Nu_r> при $x \approx 0.23$ м. Это объясняется тем, что для частоты 8 Гц все промежуточные пики на расстоянии 0,23 м поглотились основными пиками, в результате чего интервал между пиками скачкообразно увеличился. Аналогичный эффект имеет место и в случае конденсации (кривая 3 для частоты 3 Гц на рис. 3). Для высоких частот процесс слияния отдельных волн происходит вследствие субгармонической неустойчивости. В результате промежуток между пиками увеличивается, и значение <Nu_x> скачкообразно растет (кривая 2 для частоты 25 Гц на рис. 3).



Рис. 3. Зависимость локального числа Нуссельта от расстояния в случае конденсации: *1* – естественные волны; возбужденные волны: *2* – 25 Гц; *3* – 3; *4* – 5; *5* – 18; *6* – 9; штриховая линия: теоретическое значение для гладкой пленки

Рис. 4. Зависимость среднего по времени числа Нуссельта от расстояния в случае испарения: *1* – естественные волны; возбужденные волны: *2* – 30 Гц; *3* – 10; *4* – 8; *5* – 5; *6* – 18; штриховая линия: теоретическое значение для гладкой пленки

Заключение. Численным методом исследована динамика нелинейных волн в пленке с фазовым превращением и их влияние на теплоперенос. Впервые изучена эволюция возбужденных волн в широком диапазоне частот. Показано, что естественные и возбужденные волны на некотором расстоянии от входа быстро развиваются в нелинейные волны большой амплитуды. Вниз по потоку амплитуда развитых возбужденных волн растет в случае конденсации и падает в случае испарения. Интенсификация теплопереноса возбужденными волнами происходит, в основном, из-за уменьшения толщины пленки между пиками. Из-за различия в скорости распространения происходит взаимодействие и слияние отдельных волн, что приводит к увеличению локального числа Нуссельта. Развитие и взаимодействие нелинейных волн в пленке с фазовым превращением очень чувствительно к внешнему периодическому воздействию. За счет периодического воздействия в определенном диапазоне частот можно интенсифицировать теплоперенос и повысить эффективность работы конденсатора (испарителя).

Литература

1. Hirshburg R. I., Florschuetz L.W. Laminar wavy-film flow: Part II, Condensation and evaporation // Trans. ASME J. Heat Transfer. 1982. Vol. 104. Pp. 459–464.

2. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 43–51.

3. Aktershev S. P., Alekseenko S. V. Nonlinear waves and heat transfer in a falling film of condensate // Phys. Fluids. 2013. Vol. 25. Pp. 1–20.

4. Miyara A. Flow dynamics and heat transfer of wavy condensate film // ASME J. Heat Transfer. 2001. Vol. 123. Pp. 492–500.

УДК 532.529:536.24

О НЕРАВНОМЕРНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ИСПАРЯЮЩИХСЯ ЖИДКИХ КАПЕЛЬ

М. П. Анисимов^{1,2}, В. И. Терехов^{1,3}, Н. Е. Шишкин³

¹Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия ²Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, г. Новосибирск, Россия ³Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Многочисленными и систематическими исследованиями было показано [1, 2], что при испарении капель различных жидкостей температура на поверхности неравномерна. Неравномерность температуры обусловлена в основном внутренними процессами в каплях и не зависела от скорости обтекающей среды. Авторы данной работы не нашли в литературе детального объяснения причин образования неоднородностей температуры на поверхности капли. Из качественного рассмотрения понятно, что неоднородность температуры на поверхности капли вызывается флуктуационными процессами образования центров вскипания. В данной работе была рассмотрена возможность эмпирического определения скоростей возникновения паровых зародышей в подвешенной жидкой испаряющейся капле. Термографические измерения показали, что при достижении достаточной степени метастабильности на поверхности капли начинается спонтанное появление центров кипения. Центры кипения вызывают локальное охлаждение капли. Число таких мест и динамика изменения во времени регистрировались с помощью тепловизора Thermo Tracer TH7102MV. В экспериментах на одиночной капле отмечался переход к стационарному процессу, когда за время экспозиции наблюдалось примерно одно количество центров, попадающих в единицу времени в поле зрения оптической системы мониторинга. Эмпирически оценены скорости зародышеобразования в перегретой жидкости.

В опытах исследовалось испарение капель диаметром ~1,5–3 мм, которые подвешивались в центре воздушной струи, вытекающей из канала диаметром 52 мм. Воздух низкой влажности (менее ~2%) обдувал каплю снизу с относительной скоростью 1–5 м/с, а его температура изменялась в диапазоне 20–100 °C.

Основные элементы установки схематически показаны на рис. 1. С помощью термографии были проведены серии измерений распределениия температуры на поверхности испаряющейся капли воды. Погрешность измерения температуры не превышала 0,2 °С.





Оцифровка видеоизображения объекта позволяла количественно определять размер капли и рассчитывать изменение её геометрических параметров от времени. Последнее позволяло оценивать интегральные характеристики интенсивности испарения жидкости на межфазовой границе, а также коэффициенты тепломассообмена на этой границе. Более подробно процедура проведения экспериментов и обработки результатов изложена в работе [1]. Типичный вид капель, получаемый в опытах с помощью тепловизора, представлен на термографических снимках, приведенных на рис. 2. Как правило, температура поверхности капель была неравномерна. Образование температурных пятен носит спонтанный характер. На рис. 2 показаны изображения капли воды, которые получены с интервалом 5 с. На рисунках видно, что существуют значительные скачки температуры даже для небольших удалений точек друг от друга: на снимках около крестиков показаны локальные значения температуры на поверхности капель.



Рис. 2. Вид капли воды в различные моменты времени с интервалом 5 с. Верхний ряд – при температуре струи 20,9 °C, нижний – 80 °C

Аналогичный характер имело распределение температуры на поверхности капель ацетона, метанола, этанола. На рис. 3 показаны типичные термографические снимки ацетона, а сверху – соответствующие им гистограммы распределения температур по капле.

Поперечный поток пара g_v с поверхности раздела фаз рассчитывался по величине уменьшения объема капли dV/dt, площади её поверхности *S* и плотность жидкости в капле р:

$$g_v = \rho S^{-1} dV/dt.$$



Рис. 3. Гистограммы распределения температур по поверхности капель ацетона и термографические изображения капель с интервалом 5 с. $T_c = 18,5$ °C

Оценки интенсивности испарения, представленные на рис. 4, отражают явную зависимость от начального диаметра капли. Чем больше начальный размер капли, тем медленнее происходит испарение с поверхности. Скорость обтекания воздушной струи менее 2 м/с, в условиях наших экспериментов, оказывала слабое влияние на интенсивность уноса паров воды с поверхности капли.

Увеличение скорости обдува приводила к интенсификации процессов массообмена на межфазной границе. Как видно из рис. 4, поперечный поток пара на испаряющейся поверхности для большинства режимных параметров возрастает со временем. Термографическая методика не позволяла регистрировать моменты вскипания, поэтому количество центров вскипания определялось по числу областей, имеющих наиболее низкую температуру на тепловизионном изображении капли. Понижение могло достигать нескольких градусов по отношению к средней температуре капли. Нормировка количества центров вскипания на время наблюдения (время экспозиции кадра), на объем слоя вскипания и фактор формы (отношение площади поверхности шара к площади наблюдения) позволяла получить число зародышей пара, возникающих за единицу времени в единичном объеме верхнего слоя водяной капли.

Интуитивно представляется, что наибольшие градиенты температуры (и количество центров вскипания) возникают в верхнем слое капли. Более глубокие слои капли играют роль термостата, сглаживая температурные неоднородности в верхнем слое капли. Однако специальных оценок радиальных градиентов температуры на данном этапе не проводилось. Распределение центров кипения по поверхности капли принималось однородным. За нуклеирующий объем принимался внешний слой капли, в котором наблюдались акты вскипания, достаточно хорошо фиксируемые тепловизором. Для расчета скорости нуклеации использовалась формула $J = Nk/(\tau V)$, где J – скорость нуклеации (число центров вскипания в объеме 1 см³, за время 1 с).

Среднее число событий вскипания (N) получаем осреднением точек с пониженной температурой по нескольким кадрам тепловизора, т. е. суммарное число точек по n кадрам, деленное на n. (при одном и том же поля зрения тепловизора на всех кадрах). Среднее число вскипаний определялось на выделенном участке кадра, который экспонировался в интервале времени τ . В нашем случае принималось, что $\tau = 0.25$ с, k – фактор формы, позволяющий оценить число центров вскипания в расчете на всей шаровой поверхности. Выбранный участок поверхности на кадре меньше поверхности шара, поэтому фактор формы больше единицы, τ – время экспозиции для кадра, V – объем метастабильного слоя на капле, т. е.

слоя вскипания. Он равен площади поверхности шара, умноженной на толщину слоя вскипания (мы приняли толщину метастабильного слоя жидкости равной двум пикселям на тепловизионном изображении). Результаты измерений скоростей зародышеобразования при вскипании жидкости на поверхности капли приведены на рис. 5. Значительный разброс значений скоростей зародышеобразования подтверждает гипотезу о случайном возникновении и случайном распределении центров вскипания по поверхности капель. В последующих постановках необходимо предусмотреть набор увеличения статистики эмпирических значений.



Рис. 4. Интенсивность уноса воды с единицы поверхности капли



Рис. 5. Скорость образования центров кипения на поверхности капель

Из серии предварительных измерений была найдены средние скорости зародышеобразования на поверхностях капель с погрешностью 10% для скорости обдувающего потока 1.74 м/c и температуры потока 23.8 °C, соответственно, равные: $7.3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} \text{c}^{-1}$ в одной серии измерений и $18.9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} \text{c}^{-1}$ для капель диаметром 2.20 и 1.50 мм, соответственно. Температура нуклеации равна 9.6 °C в первой и 10.1 °C во второй серии измерений. Получено качественное совпадение с данными, опубликованными в работе [3]. В настоящее время известно, что измерения скоростей зародышеобразования с использованием различных измерительных схем различаются на несколько порядков. Например, данные по скоростям зародышеобразования в пересыщенном паре, полученные в поточной диффузионной камере, отличаются на 3-4 порядка от результатов статической диффузионной камеры [4, 5] и от данных двухпоршневой камеры адиабатического расширения.

Предполагается, что предложенная методика оценки впервые позволяет количественно определять скорости зародышеобразования в верхнем слое капли, обдуваемой сухим газом. Развитие приведенной выше схемы измерений позволит создать новый метод для количественного измерения скоростей нуклеации при вскипании жидкости на поверхности капель, находящихся в атмосфере высушенного газа. Однако сравнивать результаты измерений скоростей нуклеации, выполненных различными методами, еще недостаточно корректно, поскольку необходимо выполнить подробное моделирование тепломассобмена в капле, помещенной в поток сухого газа, и более корректно определить температуру нуклеации при вскипании поверхностного слоя капли.

Авторы выражают признательность РАН за финансовую поддержку в рамках Программы ОЭММПУ РАН и интеграционного проекта СО РАН и НАН РБ (грант № 26).

Литература

1. Терехов В. И., Терехов В. В., Шишкин Н. Е., Би К. Ч. Экспериментальное и численное исследования нестационарного испарения капель жидкости // ИФЖ. 2010. № 5. С. 829–836.

2. Терехов В. И., Шишкин Н. Е. Испарение капель воды с углеродными нанотрубками // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38, вып. 1. С. 51–57.

3. Скрипов В. П., Синицын Е. Н. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. М.: Атомиздат, 1980. – 209 с.

4. Brus D., Hyvarinen A., Zdimal V., Lihavainen H. Homogeneous nucleation rate measurements of 1-butanol in helium: A comparative study of a thermal cloud chamber and a laminar flow diffusion chamber // J. Chem. Phys. 2005. Vol. 122. P. 214506.

5. Anisimov M. P., Hameri K., Kulmala M. Construction and test of laminar flow diffusion chamber: Homogeneous nucleation of DBP and n-Hexanol // J. Aerosol Sci. 1994. Vol. 25(1). Pp. 23–32.

УДК 53.072:532.54

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО-И МАССООБМЕНА В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ С ЯВНО ВЫДЕЛЕННОЙ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В. И. Артемов, К. Б. Минко, Г. Г. Яньков

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

Реконструкция межфазной поверхности жидкость—газ важна при решении многих практических задач: рост паровых пузырьков на обогреваемой поверхности, всплытие газовых пузырьков, пленочная конденсация, пленочное кипение, испарение жидких капель, деформация жидких капель при ударе о твердую поверхность и др.

Основополагающей работой по прямому моделированию свободной поверхности жидкости является работа Хирта [1], предложившего метод (алгоритм) VOF (Volume of Fluid). В первоначальном варианте этого метода газовая фаза не моделировалась, а на свободной поверхности жидкости задавались условия постоянного давления и отсутствия касательных напряжений. Позднее были разработаны модификации VOF-метода, в которых учитывался теплообмен между жидкой и газовой фазами (например, [2]). В частности алгоритмы VOF без учета массообмена реализованы в коммерческом CFD коде Ansys/Fluent и в открытом CFD коде OpenFoam. В большинстве опубликованных численных исследований двухфазного потока с явно выделенной межфазной поверхностью используются именно эти коды, в которых авторы реализуют свои собственные модели массообмена. В настоящее время эти модели и алгоритмы находятся в стадии разработки и верификации. В данной работе излагаются результаты реализации подобных моделей в авторском CFD коде ANES, разрабатываемом в МЭИ.

Для описания двухфазной среды в работе используется модель однофазного потока с эффективными свойствами (модель смеси). Для реконструкции межфазной поверхности рассчитывается поле VOF-переменной, которая представляет собой объемную долю жидкой фазы ф. Основные уравнения записываются в виде

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\varphi \mathbf{u}) = \frac{M_{gf}}{\rho_f}, \quad \operatorname{div}(\mathbf{u}) = M_{gf}\left(\frac{1}{\rho_f} - \frac{1}{\rho_g}\right), \quad M_{gf} = m_{gf} |\nabla \varphi|,$$

$$\frac{\partial \rho u_k}{\partial \tau} + \operatorname{div}\left(\rho \mathbf{u} u_k - \mu \nabla u_k\right) = -\frac{\partial p}{\partial x_k} + \rho g_k + S_{\mu,k} + F_{\operatorname{int},k},$$

$$\frac{\partial \left(\rho c_p T\right)}{\partial \tau} + \operatorname{div}\left(\rho \mathbf{u} c_p T - \lambda \nabla T\right) = M_{gf} \left[\Delta h_{gf} + \left(c_{pf} - c_{pg}\right) T_{sat}\right],$$

$$\rho = \rho_f \phi + (1 - \phi) \rho_g, \quad \mu = \mu_f \phi + (1 - \phi) \mu_g, \quad \lambda = \lambda_f \phi + (1 - \phi) \lambda_g,$$

$$\rho c_p = \rho_f \phi c_{pf} + \rho_g (1 - \phi) c_{pg}.$$
(1)

Здесь **u** – вектор скорости смеси, p – давление, ρ_f , ρ_g – постоянные плотности жидкой (f) и газообразной (g) фаз, μ , λ , c_p – динамическая вязкость, теплопроводность и удельная теплоемкость соответствующей фазы, Δh_{gf} – теплота фазового перехода. Источниковый член S_{μ} связан с отличием закона Ньютона для касательного напряжения от стандартного градиентного вида в недекартовых системах координат, источник \mathbf{F}_{int} описывает силы поверхностного натяжения на межфазной поверхности:

$$\mathbf{F}_{\text{int}} = \sigma K_{\text{int}} \nabla \phi, \qquad K_{\text{int}} = -\text{div}\left(\frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}\right),$$
 (2)

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, K_{int} – кривизна межфазной поверхности. Значение M_{gf} определяется плотностью массового потока на фазовой границе m_{gf} (кг/(м²·c)).

СІСІТ (Conservative Interpolation Scheme for Interface Tracking) схема [3], являющаяся развитием схемы донор-акцептор, предложенной в работе Хирта [1], взята за основу для реализации в коде ANES. Реконструкция поверхности раздела фаз основана на предположении, что это – поверхность постоянного уровня с $\varphi = 0,5$. В отличие от PLIC алгоритма [4], в котором переход от двумерной геометрии к трехмерной существенно усложняет реконструкцию поверхности раздела фаз, в СІСІТ алгоритме реконструкции для 1D, 2D и 3D задач практически идентичны.

Для расчета силовых источников (2) в уравнении движения используется CSF модель «размазанных» источников Брэкбилла [5]. Для сглаживания поля ф в коде ANES реализован итерационный фильтр, основанный на пересчете значений "центр ячейки–вершины ячейки".

Алгоритм VOF кода ANES без массообмена был верифицирован на большом массиве тестовых задач и показал хорошую работоспособность. В качестве примера приводятся результаты решения задачи об образовании в условиях невесомости капли жидкости в плоской каверне с открытой верхней крышкой. Движение жидкой фазы вызвано силами поверхностного натяжения на стенках и дне каверны, обусловленных плохой смачиваемостью этих поверхностей (рис. 1).

При моделировании процессов массообмена между жидкой и газовой фазами необходим корректный расчет величины M_{gf} . Из литературы известны различные подходы к определению M_{gf} [6–8].

В коде ANES используется оригинальный алгоритм, суть которого заключается в следующем. В ячейке сетки, содержащей фазовую границу, фиксируется температура насыщения $T = T_{sat}$ с помощью задания соответствующего источникового члена в дискретном аналоге уравнения энергии для этой ячейки. Для указанной ячейки уравнение энергии можно представить в виде

$$\mathbf{M}_{\rm gf} = \frac{1}{\Delta h_{\rm gf}} \operatorname{div} \left(\rho \boldsymbol{u} \, h_{\rm m} - \lambda \nabla T \right), \quad \rho h_{\rm m} = \left[\phi_{\rm f} \mathbf{c}_{\rm pf} + (1 - \phi_{\rm f}) \mathbf{c}_{\rm pg} \right] \left(T - T_{\rm sat} \right)$$



Рис. 1. Образование и деформация жидкой капли в плоском канале с плохо смачиваемыми стенками в условиях невесомости (среда – вода и воздух, ширина канала 80 мм, угол смачивания 170°)

Интегрирование этого уравнения по объему ячейки приводит к выражению

$$M_{\rm gf} = \frac{1}{V_{\rm KO} \,\Delta h_{\rm gf}} \left\{ \oint_{A_{\rm KO}} (\rho \boldsymbol{u} \, h_{\rm m})_{\rm in} \,\mathrm{d}A - \oint_{A_{\rm KO}} (\lambda \nabla T) \,\mathrm{d}A \right\}.$$
(3)

При расчете первого интеграла в уравнении (3) учитываются только "втекающие" потоки, поскольку для "вытекающих" $h_m = 0$.

Эффективность предлагаемого алгоритма для расчета массового потока на фазовой границе демонстрируется на примере классической задачи Стефана об одномерном пленочном кипении, имеющей аналитическое решение (рис. 2). Алгоритмы реализованы на структурных и неструктурных сетках с совмещенными узлами для компонентов скорости и давления. Представлены результаты верификационных расчетов двумерных и трехмерных задач.



Рис. 2. Положение межфазной поверхности для случая одномерного пленочного кипения (вода при атмосферном давлении, точки – расчет, сплошная кривая – аналитическое решение задачи Стефана)

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-00939-а) и Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант МК-6236.2016.8).

Литература

1. Hirt C. W., Nichols B. G. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // J. Comput. Phys. 1981. Vol. 39. Pp. 201–225.

2. Ubbink O. Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces // Thesis submitted for the Degree of Doctor of Philosophy of the University of London and Diploma of Imperial College. 1997.

3. Tsui Y. Y., Lin S. W. A VOF-Based Conservative Interpolation Scheme for Interface Tracking (CISIT) of Two-Fluid Flows // Numerical Heat Transfer. Part B: Fundamentals: An Int. J. of Computation and Methodology. 2013. Vol. 63:4. Pp. 263–283.

4. Youngs D. L. Time dependent multimaterial flow with large fluid distortion // Numerical Methods for Fluid Dynamics / Eds. K. M. Morton and M. J. Baines. New York, Academic Press, 1982. Pp. 27–39.

5. Brackbill J. U., Kothe D. B., and Zemach C. A. Continuum Method for Modeling Surface Tension // J. Comput. Phys. 1992. Vol. 100. Pp. 335–354.

6. De Shepper S., Heynderickx G., Marin G. Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker // Computers and Chemical Engineering. 2009. Vol. 33. Pp. 122–132.

7. Brackbill J. U., Kothe D. B., and Zemach C. A. Continuum Method for Modeling Surface Tension // J. Comput. Phys. 1992. Vol. 100. Pp. 335–354.

8. Tsui Y. Y., Lin S. W., Lai Y. N., Wu F. C. Phase change calculations for film boiling flows// Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 70. Pp. 745–757.

УДК 621.039

ИСТИННОЕ ОБЪЕМНОЕ ПАРОСОДЕРЖАНИЕ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТЯГОВЫХ УЧАСТКАХ ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА

Б. Ф. Балунов, В. Д. Лычаков

ОАО «НПО ЦКТИ», г. Санкт-Петербург, Россия

Для систем безопасности АЭС важно создание пассивными средствами, т.е. естественной циркуляцией двухфазного теплоносителя, надёжного отвода остаточных тепловыделений от реакторной установки и её расхолаживания. Расход теплоносителя по такому контуру, в основном, определяется значением истинного объёмного паросодержания ф в тяговом участке контура. Такие контуры часто работают при атмосферном давлении, а иногда и при умеренном вакууме.

По современным классификациям [1, 2] основными режимами течения для подъемного движения двухфазного потока газа и жидкости в вертикальной трубе являются: раздельный (включающий в себя пузырьковый, снарядный и вспененный), дисперсный и кольцевой. В последние 40–50 лет наибольшее распространение для определения ф получила модель потока дрейфа. Многие теплогидравлические расчётные коды, включая RELAP5/MOD3 (США) [3] и КОРСАР (Россия) [4, 5], применяемые для обоснования безопасности АЭС, используют эту модель. В соответствии с ней соотношение для определения ф в вертикальном канале при подъёмном движении двухфазной смеси или при барботаже пара:

$$\varphi = \mathbf{w}_0'' / (\mathbf{C}_0 \mathbf{w}_{\rm cm} + \Delta w), \tag{1}$$

где C_0 – параметр распределения; w_0'' , w_{cM} и Δw – соответственно приведенная скорость пара, двухфазной смеси и дрейфа, м/с. Для расчета C_0 и Δw в работе [1] С. В. Светловым при $\phi < 0.6-0.7$ рекомендуются следующие соотношения:

$$C_0 = 1, 2 - 0, 2\sqrt{\rho''/\rho'}, \qquad (2)$$

при $N_{\mu} = \mu' \left[\rho' \sigma \sqrt{\sigma/g(\rho' - \rho'')} \right]^{-0.5} < 2,2 \cdot 10^{-3}$ (пароводяной поток)

$$\Delta w_{\Pi P} = 0,0047 B o^{0.5} (\rho' / \rho'')^{0.157} N_{\mu}^{-0.562}, \quad \Pi P H B o = d \sqrt{g (\rho' - \rho'') / \sigma} = 8-40, \quad (3)$$

$$\Delta w_{\Pi P} = 0.03 (\rho' / \rho'')^{0.157} N_{\mu}^{-0.562}, \quad \Pi P \mu B o > 40, \tag{4}$$

где $\Delta w_{\Pi P} = \Delta w (\rho')^{0.5} [g\sigma(\rho' - \rho'')]^{-0.25}; \mu' - вязкость кипящей воды, Па·с.$

При $\phi > 0,75-0,8$ С. В. Светловым используется подход Ohkawa–Lahey [6] и для расчёта значений C_0 и Δw в формуле (1), с заменой их обозначения в этой формуле на C_{01} и Δw_1 или Δw_2 соответственно, рекомендуются следующие соотношения:

$$C_{01} = C_0 \, \text{при } \phi < \phi_{\kappa p},$$

$$C_{01} = 1 + (C_0 - 1) \{ 1 - [(\phi - \phi_{\kappa p})/(1 - \phi_{\kappa p})]^2 \} \quad \text{при } \phi \ge \phi_{\kappa p},$$

$$\Delta w_1 = \Delta w \, \text{при } \phi < \phi_{\kappa p},$$
(5)

$$\Delta w_1 = \min(\Delta w; \Delta w_2) \quad \text{при } \phi \ge \phi_{\text{кр}}, \tag{6}$$

где C_0 и Δw рассчитываются соответственно по соотношениям (2)–(4), а Δw_2 рассчитывается через Δw_{np2} :

$$\Delta w_{\Pi P2} = \mathbf{K} \cdot \mathbf{B} \mathbf{0}^{0.5} \left(\rho' / \rho'' \right)^{0.07} \left\{ 1 - \left[\left(\phi - \phi_{kp} \right) / \left(1 - \phi_{kp} \right) \right]^2 \right\}, \quad \text{rge } K = 0,804, \tag{7}$$

$$\varphi_{\rm kp} = 0.576 - 1.5 \sqrt{\rho''/\rho'} \ . \tag{8}$$

Объем рекомендаций по расчёту Δw при высоких φ (дисперсные и кольцевые режимы) весьма ограничен, а при давлениях ниже атмосферного они малоизвестны и имеются лишь в работах [7, 8], однако полученные в них данные обрабатываются не в рамках модели потока дрейфа, что затрудняет использование предлагаемых расчетных соотношений на практике.

В данной работе проведено обобщение экспериментальных данных по значениям ф в тяговом участке модели системы аварийного расхолаживания реакторной установки КЛТ-40С для плавучей АЭС (модель 1) [9]. Также к обобщению привлечены данные работ [10–12], модели 2–4 соответственно.

Геометрические характеристики всех используемых моделей и диапазоны изменения режимных параметров приведены в табл. 1. Для модели 3 тяговый участок имел форму кольцевого канала.

Экспериментальные значения паросодержания (ϕ_3) определялись на основе измерений значений перепада давления на рассматриваемом участке (ΔP_i) с учётом гидродинамической составляющей. Максимальные абсолютные погрешности при таком определении составили для модели 1 – $\Delta \phi_3 = 0,02$, для модели 2 – $\Delta \phi_3 = 0,04$, для моделей 3 и 4 – $\Delta \phi_3 = 0,03$.

Таблица 1

Параметр	Модель 1	Модель 2	Модель 3	Модель 4
d_{Γ} , MM	140	50	19	80
Н, м	5,38	18,5	5,4	3,18 и 5,61
φ	0,81–0,98	0,59–0,89	0,22–0,92	0,22–0,7
<i>P</i> , кПа, абс	101-108	61–250	26-187	163–515
w ₀ ", M/c	5,2–28,2	1,94–6,19	0,31–7,14	0,29–3,43
<i>w</i> ₀ ', м/с	0,01–0,09	0,03–0,47	0,2–0,53	0
Во	56,0-56,5	19,6–20,7	7,3–7,8	32,5-34,5
Количество измерений ф	34	70	58	65

Основные геометрические характеристики исследуемых моделей и диапазон режимных параметров

При обобщении экспериментальных данных прямое использование приводимых выше рекомендаций не дало соответствия расчетных φ_p и экспериментальных φ_3 значений. Опираясь на возможность существенного отличия соотношений для определения значений C_0 и Δw при разных структурах двухфазного потока и примерно ориентируясь в значениях φ , характеризующих эти границы, было проведено обобщение рассматриваемых здесь экспериментальных данных. Рекомендуемые соотношения для расчёта C_0 и Δw в зависимости от режима течения двухфазного потока представлены в табл. 2. Предложенные скорректированные соотношения применимы при Во = 7,3–56; $\varphi = 0,22-0,98$ и P = 26-515 кПа, абс.

Таблица 2

Рекомендуемые соотношения для расчёта ф

Течение	Рекомендуемые соотношения для расчёта
Раздельное ($\phi < \phi_{\kappa p} - 0, 6$)	(1)–(4)
Дисперсное ($\phi_{\kappa p}$ -0,6 $\leq \phi < 0,77$)	(1), (5)–(8), при <i>K</i> = 0,68 в (7)
Кольцевое (φ ≥ 0,77)	(1), (5)–(8), при <i>K</i> = 0,34 в (7)

Так как к обработке привлечено большое количество экспериментальных точек (227), а диапазон изменения Во=7,3–56,5 широк, то данное разделение можно считать корректным в приведенном выше диапазоне Во и давления.

На рис. 1 приведено сопоставление ϕ_{9} с ϕ_{p} по предлагаемой методике.



Рис. 1. Сопоставление ϕ_3 с ϕ_p по предлагаемой методике. Пунктирной линией отмечены границы между режимами течения. Модели: • – 1; • – 2; • – 3; • – 4

Анализ экспериментальных данных авторов и других исследователей по истинному объемному паросодержанию ф на вертикальных адиабатных каналах простой формы позволил скорректировать соотношения для расчета ф, основанные на модели потока дрейфа. Скорректированные соотношения учитывают структуру двухфазного потока и применимы при низком давлении пароводяного потока в широком диапазоне изменения геометрических характеристик каналов и скоростей потока.

Обозначения

 φ – истинное объёмное паросодержание; Во = $dh\sqrt{g(\rho' - \rho'')/\sigma}$ – критерий Бонда; C_0 – параметр распределения; w_0'' , w_{cM} и Δw – соответственно приведенная скорость пара, двухфазной смеси и дрейфа, м/с.

Литература

1. Светлов С. В. Гидродинамические характеристики тепловыделяющих сборок водоохлаждаемого ядерного реактора при низких скоростях циркуляции теплоносителя: Автореф. дис. ... канд. техн. наук: СПб., 1998. – 26 с.

2. Ghajar A. J., Tang C. C. Void fraction and flow patterns of two-phase flow in upward and downward vertical and horizontal pipes // Advances in Multiphase Flow and Heat Transfer 4 (Chapter 7). 2012. Pp. 175–201.

3. Chexal B., Merilo B., Maulbetsch J., Void Fraction Technology for Design and Analysis. REPORT EPRI TR-106326. March 1997. USA.

4. Юдов Ю. В., Волкова С. Н., Мигров Ю. А. Замыкающие соотношения теплогидравлической модели расчетного кода КОРСАР // Теплоэнергетика. 2002. № 11. С. 22–29.

5. Драгунов Ю. Г., Быков М. А., Василенко В. А., Мигров Ю. А. Опыт применения и развитие расчетного кода корсар для обоснования безопасности АЭС с ВВЭР // Теплоэнергетика. 2006. № 1. С. 43–47.

6. Ohkawa K., Lahey R. T. The Analysis of CCFL Using Drift-Flux Model // Nucl. Eng. And Design. 1980. Vol. 61, No. 2. Pp. 245–255.

7. Ткаченко С. И. Истинное газосодержание вертикальных адиабатных двухфазных потоков при низком давлении и вакууме // ИФЖ. 1975. № 3. С. 410–416.

8. Пейч Н. Н., Аленичев О. Н., Корешев Г. П. Экспериментальное исследование истинного объемного паросодержания вскипающего потока при давлении ниже атмосферного // Двуфазный поток в энергетических машинах и аппаратах: Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. 23–25 окт. 1990 г. Л., 1990. Т. 1. С. 192–193.

9. Балунов Б. Ф., Щеглов А. А., Ильин В. А., Лычаков В. Д., Светлов С. В., Хизбуллин А. М., Соколов А. Н. Истинное объемное паросодержание в вертикальных трубах при низком давлении пароводяного потока // Теплоэнергетика. 2012. № 1. С. 22–26.

10. Щеглов А. А. Экспериментальное исследование теплогидравлических характеристик и устойчивости контуров естественной циркуляции системы охлаждения вакуумной камеры ИТЭР: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. СПб., 2008. – 19 с.

11. Ильин В. А. Экспериментальное исследование теплогидравлических характеристик и устойчивости высокотеплонагруженных тепловых труб для перспективных систем аварийноого расхолаживания реакторных установок: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. СПб., 2011. – 22 с.

12. Вербицкий Ю. Г., Ефимов В. К., Мигров Ю. А. Экспериментальное исследование устойчивости барботажа пара в длинной вертикальной трубе при низких давлениях // Теплоэнергетика. 2005. № 3. С. 56–61.

УДК 621.039.587:536.421.4:624.143.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛЬДООБРАЗОВАНИЯ В ТРУБОПРОВОДАХ АВАРИЙНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ОБОРУДОВАНИЯ АЭС

М. Я. Беленький¹, М. А. Блинов¹, Э. Л. Китанин², М. Е. Лебедев¹, Ю. А. Смирнов², Б. С. Фокин¹, В. А. Шлейфер¹

¹ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И. И. Ползунова» (ОАО «НПО ЦКТИ»), г. Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», г. Санкт-Петербург, Россия

Трубопровод аварийного охлаждения (так называемый «сухотруб») заполняется водой только в момент аварии. Если авария происходит в зимнее время, то стенка трубопровода может иметь нулевую или отрицательную температуру. Поэтому возможно образование льда в трубопроводе как с самого начала процесса заполнения его водой вблизи входного сечения, так и в удаленном от входа сечении, в котором температура воды понизится до точки замерзания. Такие процессы практически не моделировались до настоящего времени. В то же время очевидно, что льдообразование в этой ситуации является недопустимым. Это обстоятельство приводит к необходимости подходить к оценке работоспособности существующих трубопроводов и разработке рекомендаций по их правильной эксплуатации на основе:

1) экспериментального исследования проблемы на модельных трубопроводах;

2) аналитических и численных расчётов с помощью имеющихся математических моделей, описывающих течение в трубопроводе воды при условии, что температура стенки трубы ниже температуры замерзания;

3) оценки влияния процесса заполнения трубопровода на характер льдообразования в начальный период течения, пока трубопровод не заполнился водой полностью.

Представлены результаты выполнения всех трех перечисленных выше этапов.

Опыты по исследованию льдообразования проводились на низкотемпературной установке, схема которой представлена на рис. 1. В экспериментах было исследовано несколько рабочих участков. Они представляли собой плоские змеевики 2, помещенные в морозильную камеру 1 объемом 13,8 м³, в которой температура воздуха могла достигать –50 °C. Каждый опыт состоял из двух этапов: охлаждение объема воды в компенсационном баке 9 до начальной температуры, соответствующей условиям проведения основного опыта, и проведение непосредственно исследования льдообразования в рабочем участке.

Наладочные опыты показали, что наиболее чувствительной к образованию льда величиной является перепад давления на рабочем участке. Опыт организован таким образом, что температура воды на входе в рабочий участок медленно понижалась. Соответственно минимальное значение температуры воды в данный момент времени имело место в выходном сечении рабочего участка, там же и происходило льдообразование. Рис. 2 иллюстрирует изменение перепада давления в ходе опыта, причем начальный всплеск связан, в том числе, с образованием и последующим размыванием слоя льда вблизи входа в момент пуска, а рост перепада в конце опыта соответствует росту ледяной пробки вблизи выхода вплоть до полного перекрытия сечения канала.



Рис. 1. Схема экспериментального стенда:1 морозильная камера; 2 – рабочий участок; 3 – оребренные трубы; 4 – воздухоохладитель; 5 – двухступенчатая холодильная машина; 6 – подача охлаждающей воды в хол. машину; 7 слив охлаждающей воды из хол. машины; 8 термопары; 9 - компенсационный бак; 10 мерный бак; 11 – измерительная диафрагма; 12 - преобразователь "Метран"; 13 - преобра-"Сапфир"; 14 – ультразвуковой зователь расходомер; 15 - водяной насос; 16 - электродвигатель; 17, 22 – регулировочные вентили; 18-21, 26, 27 - запорные вентили; 23 компрессор; 24 - многоканальный измерительрегулятор; 25 – "воздушник"



Рис. 2. Характерный график изменения перепада давления во время опыта

Подытоживая результаты экспериментальных исследований, отметим следующее:

– Ледяной слой внутри трубы имеет переменное сечение и формируется в виде системы сопловых профилей (см. рис. 3).

– Режим предельного оледенения, когда существует баланс между отводимым в окружающую среду теплом и выделяющимся в результате трения, является неустойчивым и спонтанно может переходить к критическому оледенению и, как следствие, к замерзанию воды по всему сечению, а затем и объему трубопровода.



Рис. 3. Керн ледяного слоя. Направление потока – слева направо

– Самостоятельную опасность представляет возможность перемерзания трубопровода в начальный момент пуска воды в сухотруб. В этот момент возникает оледенение входной части трубопровода. В зависимости от сочетания режимных параметров, особенностей эксплуатации и ряда других причин, это оледенение может либо быстро размыться, либо привести к практически мгновенному перемерзанию сухотруба полным сечением.

– Тепловая изоляция стальных труб в состоянии полностью устранить проблему оледенения трубопровода при установившемся течении воды. В то же время она увеличивает вероятность оледенения трубопровода в момент пуска.

Опытные данные, полученные в экспериментальной части работы, были использованы для верификации расчетной методики. Разработанная методика расчёта, в отличие от большинства существующих, позволяет учесть период заполнения трубы водой, имеющей температуру более высокую, чем температура трубы, которая в первый момент равна температуре окружающей среды и существенно ниже 0 °C. Заполняемый водой трубопровод разбит на участки Δx , протяжённость которых равна произведению скорости потока u и выбранного временного интервала Δτ. При постепенном заполнении трубы увеличивается длина участка, на котором учитываются такие факторы, как образование ледяного слоя на поверхности трубы, теплообмен потока с ледяным слоем, теплообмен слоя льда с трубой и трубы с окружающей средой. Для каждого участка Δx использовалась система уравнений, впервые сформулированная П. А. Богословским [1]. Система включает: 1) уравнение энергии для потока жидкости, которая обменивается теплом с поверхностью ледяного слоя, возникающего на поверхности трубы, и воспринимает теплоту трения на поверхности льда; 2) уравнение теплового баланса элемента ледяного слоя длиной Δx , в котором учитывается тепловой поток от воды к поверхности льда и выделение тепла на поверхности льда при кристаллизации воды; 3) уравнение теплового баланса стенки трубы. Эти уравнения, дополненные соотношениями для коэффициента теплоотдачи и коэффициента трения, образуют замкнутую систему уравнений, начальные и граничные условия к которой формулируются следующим образом: $t \mid_{x=0} = t_0$; $t_w \mid_{\tau=0} = t_f$; $\delta \mid_{\tau=0} = 0$. Для решения этой системы была разработана специализированная компьютерная программа «Beginning» на языке программирования Visual Basic, с помощью которой были смоделированы условия течения в экспериментальном трубопроводе.

На рис. 4 приведены результаты расчёта, выполненного при условиях, приведённых на графике и соответствующих условиям одного из экспериментов. Как следует из графиков, ледяной слой, который через 50 с покрывает всю поверхность трубы, постепенно тает во входной части трубы, но утолщается к выходу. Через 2000 с на большей половине трубы лёд отсутствует, а толщина слоя льда на выходе составляет 8 мм, т. е. проходное сечение для воды сокращается до Ø4 мм, а значит уменьшается в 25 раз. Это приводит к резкому росту сопротивления канала, расход воды падает, и происходит полное замерзание трубопровода. Эти результаты полностью соответствуют экспериментальным данным.



Рис. 4. Изменение толщины слоя льда на внутренней поверхности экспериментального трубопровода в разные моменты времени с начала его заполнения





Аналогичный расчёт был выполнен для аварийного трубопровода Курской АЭС (Ø195 мм, длина 600 м) при температуре окружающей среды –40°С и при расходе воды 100 м³/ч. Результаты расчёта приведены на рис. 5. Как следует из рисунка, лёд, который первоначально образуется на внутренней поверхности трубопровода, через 2000 с практически весь растаивает, толщина его в любой момент такова, что не может вызвать заметного изменения потери напора, а следовательно, изменения расхода воды.

Обозначения

d – диаметр, м; L – длина, м; t – температура, °С; V – объёмный расход, м³/с, α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); δ – толщина слоя льда, м; τ – время, с. Индексы: 0 – начальный, входной, 1 – внутренний, 2 – наружный, w – стенка.

Литература

1. Богословский П. А. Ледовый режим трубопроводов гидроэлектрических станций. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1950.

УДК 536.248.2

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПРОКАЧКЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ИСПАРИТЕЛЬНО-КОНДЕНСАЦИОННОЙ СИСТЕМЕ

М. К. Болога, Ф. П. Гросу, И. В. Кожевников, А. А. Поликарпов, О. В. Моторин

Институт прикладной физики АН РМ, г. Кишинев, Молдова

Рассматриваются вопросы тепломассообмена в испарительно-конденсационной системе (ИКС) при ее различных ориентациях в пространстве. Для прокачки теплоносителя используется электрогидродинамический насос (ЭГДН), который является отдельным элементом системы, что придает ей более высокую эффективность и надежность. Представлены напорные и вольтамперные характеристики ЭГДН, необходимые для расчета системы в целом, а также температурные зависимости параметров теплоотдающей поверхности от ее пространственной ориентации. Результаты представляют научный и практический интерес и могут иметь значение в целях интенсификации и термостатирования тепломассообменных процессов, в том числе, в условиях невесомости.

Постоянный прогресс в области компьютерной и радиоэлектронной техники требует создания новых и совершенствования существующих методов теплосъема с учетом миниатюризации рассматриваемой техники, когда возникает необходимость отвода тепла с малых теплоотдающих поверхностей при больших тепловых нагрузках [1, 2]. В этих и других аналогичных случаях целесообразно прибегнуть к нетрадиционным способам теплосъема, основанным на применении фазовых переходов, в пульсационных тепловых трубах (ПТТ) [3, 4]. При работе таких систем в аэрокосмических приложениях могут возникать трудности, связанные с их пространственной ориентацией в поле сил тяжести или в невесомости. В этой связи возникает задача обеспечения работы ИКС в наиболее неблагоприятных условиях с точки зрения пространственной ориентации. В работе рассматривается влияние пространственной ориентации на работу ИКС со встроенным ЭГД насоса из зон кипения и конденсации позволяет производить его быструю замену и обеспечивает функционирование в более благоприятных условиях (пузырьки в ЭГДН не проникают).

Экспериментальная установка аналогична описанной в [5] и представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Основным отличием является ее конструктивное исполнение, позволяющее менять пространственную ориентацию путем поворота вокруг предусмотренной неподвижной оси. Исследования велись для различных расположений системы согласно схемам, представленным на рис. 2: исходного (a) – нагреватель снизу, конденсатор сверху, насос качает вниз; промежуточного (δ) – нагреватель и конденсатор на одном уровне, насос сверху; конечного (e) – нагреватель сверху, конденсатор сверху.



Рис. 2. Различные ориентации ИКС в пространстве

Нагреватель (рис. 1) представляет собой медную трубку с намотанным на нее омическим нагревателем (ТЭН1). Каналы, соединяющие зоны испарения и конденсации, выполнены из поливинилхлоридной трубки и образуют замкнутую циркуляционную систему. Температура теплоотдающей стенки нагревателя измеряется с помощью термопар Т1-Т3, установленных в специальных пазах. Охранный нагреватель ТЭН2 служит для компенсации тепловых потерь в окружающую среду, которые контролируются показаниями термопар Т4–Т7, установленными между ТЭН1 и ТЭН2. Для измерения средней температуры теплоносителя на входе и выходе из нагревателя в гильзах установлены термопары Т8 и Т9. Пар конденсируется в конденсаторе змеевикового типа, который охлаждается водой, подаваемой из термостата. Температура охлаждающей воды на входе и выходе конденсатора измерялась термопарами T10 и T11. Для измерения и поддержания давления в системе на заданном уровне к каналу подсоединены манометр Б с клапаном КЛ и сильфон СН. Теплоноситель в системе прокачивается электрогидродинамическим насосом, представляющим собой систему электродов «игла-конус», установленным в одном из каналов, соединяющих зоны испарения и конденсации. Образующиеся в испарителе паровые пузырьки почти полностью конденсируются в конденсаторе К, а не успевшие сконденсироваться – всплывают через клапан КЛ. Это предпринято для того, чтобы исключить их попадание в межэлектродное пространство ЭГДН, где могут вызвать пробой. Показания термопар регистрировались цифровым вольтамперметром Щ-300.

Перед началом экспериментов система тщательно промывалась и заполнялась н-гексаном (температура кипения 68,8 °C). Затем на ЭГД насос подавалась разность потенциалов, устанавливалась определенная электрическая мощность на основной нагреватель и включался термостат для охлаждения конденсатора. С помощью клапана КЛ осуществлялось поддержание давления на постоянном уровне и удаление неконденсирующихся газов, попавших в систему.

Предварительные эксперименты показали сильную зависимость тепловых характеристик системы от параметров ЭГДН. Поэтому приводятся типичные напорная и вольтамперная характеристики насоса (рис. 3 и 4), использовавшегося на примере схемы наиболее типичного случая расположения установки (рис. 2, *a*). Обе характеристики носят квадратичный характер, а связь между статическим напором и силой тока следует ожидать линейной. По данным характеристикам оцениваются мощность ЭГДН и скорость ЭГД прокачки.



Рис. 3. Напорная характеристика ЭГД насоса

Рис. 4. Вольт-амперная характеристика ЭГД насоса

С физической точки зрения понятно, что наихудшие условия теплообмена будут тогда, когда нагреватель находится в верхней части системы (рис. 2, *в*). В этом случае действие ЭГДН направлено против, как естественной конвекции, так и архимедовых подъемных сил, действующих на пузырьки, что следует из схематических ЭГД течений, представленных на

рис. 2. В случае нижнего расположения нагревателя – наиболее благоприятные условия для тепломассопереноса (рис. 2, a), о чем свидетельствует рис. 5, на котором приведена зависимость температуры теплоотдающей поверхности от подводимой тепловой мощности к основному нагревателю ТЭН1. С ростом плотности теплового потока температура стенки нагревателя повышается (рис. 5). При этом интенсивность парообразования возрастает, наблюдаются отдельные выбросы пузырьков из трубки. Частота выбросов с ростом температуры стенки увеличивается, что вызывает интенсивное перемешивание жидкой фазы и частичное деблокирование поверхности теплообмена от пузырьков. В результате коэффициент теплоотдачи, как показано ранее [6], возрастает квадратично с ростом q, в то время как в случае верхнего расположения нагревателя (рис. 2, e) α растет с тепловым потоком q слабее – линейно, согласно рис. 6.





Рис. 5. Зависимость температуры стенки нагревателя от плотности теплового потока при нижнем расположении нагревателя (U = 14,2 кВ)

Рис. 6. Зависимость коэффициента теплоотдачи нагревателя от плотности теплового потока при верхнем расположении нагревателя (U = 14,2 кВ)

В случае расположения нагревателя в нижней части системы (рис. 2, *a*) направление движения пузырьков совпадает с направлением циркуляции создаваемой ЭГД насосом, в результате чего скорость двухфазного теплоносителя максимальна, соответственно максимальна и интенсивность теплоотдачи, что видно из рис. 7, линия 3.

Положение, когда нагреватель и холодильник находятся на одном уровне (рис. 2, *б*), является промежуточным по отношению к двум случаям, описанным выше. В данном положении ЭГД насос должен проталкивать паровые пузырьки против архимедовой силы, что соответствующим образом отражается на интенсивности теплоотдачи (рис. 7, линия 2). Минимальная теплоотдача соответствует случаю рис. 2, *в* и рис. 7, линия 1.



Рис. 7. Зависимость коэффициента теплоотдачи нагревателя от плотности теплового потока для различных положений нагревателя (U = 14,2 кВ). Нагреватель: 1 – в верхнем положении; 2 – на одном уровне с холодильником; 3 – в нижнем положении

В заключение отметим, что применение электрогидродинамических преобразователей, отличающихся отсутствием движущихся частей и повышенным ресурсом, позволяет использовать испарительно-конденсационные системы для охлаждения при любой их ориентации. Интенсивность теплоотдачи максимальна при расположении нагревателя в нижней части системы и минимальна при его расположении в верхней ее части. Результаты представляют научный интерес и имеют прикладное значение в целях интенсификации и термостатирования тепломассообменных процессов и аппаратуры, в частности, в условиях невесомости.

Литература

1. Groll M., Khandekar S. State of the Art on Pulsating Heat Pipes. Proceedings of the 2nd International Conference on Minichannels and Microchannels. Rochester, New York, USA, June 17–19. 2004. Pp. 33–44.

2. Karimi G., Culham J. R. Review and Assessment of Pulsating Heat Pipe Mechanism for High Heat Flux Electronic Cooling. Proceedings of InterSociety Conference on Thermal Phenomena. Las Vegas, Nevada, USA, June 1–4, 2004. Pp. 52–59.

3. Кузнецов Н. О., Смирнов Г. Ф. Экспериментальное и математическое моделирование характеристик пульсационных тепловых труб (ПТТ) // Холодільна техніка і технологія. 2005. № 5. С. 61–69.

4. Кравец В. Ю., Наумова А. Н., Вовкоган А. Н. Исследование режимов теплообмена в пульсационной тепловой трубе // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2010. № 1. С. 39–43.

5. Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожевников И. В., Поликарпов А. А., Моторин О. В. Теплообмен при электрогидродинамической прокачке в испарительно-конденсационной системе // Электронная обработка материалов. 2014. Т. 50, № 3. С. 44–51.

6. Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожевников И. В., Поликарпов А. А., Моторин О. В. Теплообмен в тепловой трубе со встроенным электрогидродинамическим насосом // Тезисы 6-й Рос. нац. конф. по теплообмену. В 3 т. 27–31 октября 2014 г. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. Т. 2. С. 181.

УДК 532.5:536

ОБ ОДНОМ ПОДХОДЕ К ЧИСЛЕННОМУ АНАЛИЗУ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ПЛАВЛЕНИЯ В ТРЕХМЕРНЫХ ОБЛАСТЯХ

Н. С. Бондарева, М. А. Шеремет

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

В последнее время в различных технических системах очень часто используют материалы с изменяемым фазовым состоянием, что позволяет, например, существенно сокращать энергетические затраты в результате эффективной реализации пассивной системы охлаждения тепловыделяющих элементов [1, 2]. Для детального анализа масштабов применения таких материалов необходимо проведение многопараметрического математического моделирования процессов плавления и затвердевания в рассматриваемых энергетических системах в условиях трехмерности анализируемого объекта и нестационарности процесса.

Одним из широко распространенных подходов к реализации представленной задачи является использование метода контрольного объема для решения уравнений гидродинамики и теплопереноса, сформулированных в физических переменных «скорость – давление».

Целью настоящей работы является численный анализ нестационарных режимов плавления материала в замкнутом объеме на основе решения уравнений гидродинамики и теплопереноса, сформулированных в преобразованных переменных «векторный потенциал – вектор завихренности».

Рассматривается нестационарный процесс плавления материала внутри замкнутого параллелепипеда (рис. 1). Область решения содержит две вертикальные изотермические грани с температурами T_h и T_c ($T_h > T_c$), остальные стенки являются адиабатическими. В начальный момент времени материал находится в твердом состоянии и имеет температуру, равную температуре плавления материала T_m . При проведении вычислительных экспериментов считается, что внутри рабочей среды теплоперенос осуществляется за счет механизмов теплопроводности и конвекции; расплав является ньютоновской жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска; режим течения расплава является ламинарным; вязкой диссипацией пренебрегаем; стенки полости являются непроницаемыми для расплава.



Рис. 1. Область решения задачи

Процесс переноса массы, импульса и энергии описывается системой нестационарных трехмерных уравнений Обербека – Буссинеска в безразмерных преобразованных переменных «векторный потенциал – вектор завихренности – температура» [3, 4]:

$$\frac{\partial \Omega_x}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_x}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_x}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_x}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial U}{\partial X} - \Omega_y \frac{\partial U}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial U}{\partial Z} = \sqrt{\frac{\Pr}{\operatorname{Ra}}} \nabla^2 \Omega_x + \frac{\partial \Theta}{\partial Y}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Omega_{y}}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_{y}}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_{y}}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_{y}}{\partial Z} - \Omega_{x} \frac{\partial V}{\partial X} - \Omega_{y} \frac{\partial V}{\partial Y} - \Omega_{z} \frac{\partial V}{\partial Z} = \sqrt{\frac{\Pr}{\operatorname{Ra}}} \nabla^{2} \Omega_{y} - \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_z}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_z}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_z}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial W}{\partial X} - \Omega_y \frac{\partial W}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial W}{\partial Z} = \sqrt{\frac{\Pr}{\operatorname{Ra}}} \nabla^2 \Omega_z, \qquad (3)$$

$$\nabla^2 \Psi_x = -\Omega_x, \quad \nabla^2 \Psi_y = -\Omega_y, \quad \nabla^2 \Psi_z = -\Omega_z, \tag{4}$$

$$\zeta(\varphi) \left[\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \right] + \operatorname{Ste} \cdot \left[\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + U \frac{\partial \varphi}{\partial X} + V \frac{\partial \varphi}{\partial Y} + W \frac{\partial \varphi}{\partial Z} \right] = \frac{\xi(\varphi)}{\sqrt{\operatorname{Ra}\operatorname{Pr}}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right).$$
(5)

Для устранения разрыва энтальпии, как функции температуры на границе раздела сред, было введено сглаживающее отображение

$$\varphi = \begin{cases} 0, & T < T_m - \eta, \\ \frac{T - (T_m - \eta)}{2\eta}, & T_m - \eta \le T \le T_m + \eta, \\ 1, & T > T_m + \eta, \end{cases}$$
(6)

где η – размер переходной зоны вблизи границы раздела фаз.

Введение сглаживающей функции (6) отражает наличие переходной зоны в окрестности межфазной границы, и, тем самым, позволяет перейти от уравнения энергии в энтальпийной форме к уравнению энергии, записанному через температуру (5), и не разделять области жидкой и твердой фаз, решая полученное уравнение (5) методом сквозного счета [5, 6].

Начальные и граничные условия для сформулированной пространственной системы дифференциальных уравнений в частных производных (1)–(5) были сформулированы аналогично представленным ранее [3, 4].

Краевая задача (1)–(5) решалась методом конечных разностей [3, 4] на равномерной структурированной сетке. Для дискретизации конвективных слагаемых в уравнениях дисперсии компонент вектора завихренности (1)–(3) и уравнении энергии (5) использовалась монотонная схема Самарского второго порядка точности [3, 4], а диффузионные слагаемые во всех уравнениях аппроксимировались на основе центральных разностей. Разностные уравнения Пуассона для компонент векторного потенциала (4) были решены методом последовательной верхней релаксации. Разработанный метод решения был протестирован на модельных задачах [3, 4].

Численные исследования проведены при следующих значениях определяющих параметров: $Ra = 2 \cdot 10^6$, Ste = 0.039, Pr = 0.0216. Проанализировано влияние времени на гидродинамику и теплоперенос внутри параллелепипеда. На рис. 2 представлены изолинии компоненты Ψ_y векторного потенциала и температуры Θ в среднем сечении Y = const в различные моменты времени.



Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-6942.2015.8) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-31137 мол_а).

Обозначения

 a_m – коэффициент температуропроводности расплава, м²/с; C_m – удельная теплоемкость расплава, Дж/(кг·К); C_s – удельная теплоемкость материала в твердом состоянии, Дж/(кг·К); g – ускорение свободного падения, м/с²; L_m – скрытая теплота плавления, Дж/кг; $\Pr = \nu/a_m$ – число Прандтля; $\operatorname{Ra} = g\beta(T_h - T_m)D^3/\nu a_m$ – число Рэлея; $\operatorname{Ste} = L_m/C_m(T_h - T_m)$ – число Стефана; β – термический коэффициент объемного расширения, K⁻¹; λ_m – коэффициент теплопроводности материала в твердом состоянии, BT/(м·K); ν – кинематический коэффициент вязкости, м²/с; ρ_m – плотность расплава, кг/м³; ρ_s – плотность материала в твердом состоянии, Kг/м³;

$$\zeta(\varphi) = \frac{\rho_s C_s}{\rho_m C_m} + \varphi \left(1 - \frac{\rho_s C_s}{\rho_m C_m}\right) \quad \forall \quad \xi(\varphi) = \frac{\lambda_s}{\lambda_m} + \varphi \left(1 - \frac{\lambda_s}{\lambda_m}\right) - \text{вспомогательные функции.}$$

Литература

1. Raoux S., Wutting M. Phase Change Materials. Science and Applications. Berlin: Springer, 2009. – 446 p.

2. Sun X., Zhang Q., Medina M.A., Liao S. Performance of a free-air cooling system for telecommunications base stations using phase change materials (PCMs): In-situ tests // Applied Energy. 2015. Vol. 147. Pp. 325–334.

3. Martyushev S. G., Sheremet M. A. Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in a three-dimensional enclosure with a heat source // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 73. Pp. 340–353.

4. Bondareva N. S., Sheremet M. A. Study of melting of a pure gallium under influence of magnetic field in a square cavity with a local heat source // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2015. Vol. 93. P. 012004-1–012004-6.

5. Belhamadia Y., Kane A.S., Fortin A. An enhanced mathematical model for phase change problems with natural convection // Int. J. of Numerical Analysis and Modeling. Series B. 2012. Vol. 2. Pp. 192–206.

6. Численные исследования естественно-конвективных течений затвердевающей жидкости / Под науч. ред. докт. физ.-мат. наук В. Ф. Стрижова // Труды ИБРАЭ РАН / Под общей ред. чл.-кор. РАН Л. А. Большова. Вып. 2. М.: Наука, 2007. – 190 с.

УДК 532.663, 536.658

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ВОДЫ ПРИ ВДУВЕ ВОЗДУХА НА ПОВЕРХНОСТЯХ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. Ю. Бородулин, В. Н. Летушко, М. И. Низовцев, А. Н. Стерлягов, М. Ю. Шлюпиков

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

Исследование процессов тепло- и массообмена испаряющихся капель является фундаментальной научной проблемой, которой занимаются уже продолжительное время [1, 2]. Интерес к изучению испарения капель жидкости связан с разнообразными практическими приложениями, начиная от возможности проведения медицинской диагностики и решения проблем биостабильности белка до разработки современных методов печати, создания наноструктур и ряда других направлений [3, 4].

Процессы тепло- и массопереноса в испаряющейся капли жидкости взаимосвязаны и существенно осложняются влиянием фазовых переходов в нестационарных условиях. Аналитическое описание данных процессов является сложным и в полной мере пока отсутствует, однако в своих частных аспектах в последние годы оно разрабатывается [5, 6]. Помимо вопросов моделирования большое внимание уделяется экспериментальным исследованиям испарения капель жидкости. При этом большинство работ, посвященных испарению капель, относятся к исследованиям подвешенных капель жидкости, или лежащих на непроницаемой поверхности. [7–9]. Значительный интерес представляют исследования испарения капель на проницаемых поверхностях пористых материалов при вдуве через них газов, что может внести существенные особенности в процессы тепло- и массопереноса.

В настоящей работе описаны результаты, полученные с применением методов инфракрасной термографии и микрофотографирования процесса испарения капель при вдуве воздуха через пористую пластину, на которой они находились. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – персональный компьютер; 2 – штатив; 3 – тепловизор; 4 – рабочий участок; 5 – цифровой микроскоп; 6 – воздушный поток; 7 – расходомер; 8 – управляющий вентиль; 9 – накопительная ёмкость; 10 – компрессор; 11 – цифровой термогигрометр

Воздух, подаваемый от компрессора, при постоянной температуре поступал под пористую пластину и продувался сквозь нее в направлении снизу вверх. Расход подаваемого воздуха варьировался от 0 до 2,5 м³/ч, при средней по поверхности пластины скорости воздуха от 0 до 1 м/с. Исследования проводились с каплями дистиллированной воды фиксированного объема 5 мкл. Капля формировалась с помощью капельного дозатора «Thermo Scientific» с точностью 0,1 мкл. В качестве проницаемых материалов в экспериментах использовались пластины из пористой меди и волокнистого полипропилена.

Во время эксперимента в процессе испарения капли методом инфракрасной термографии в различные моменты времени определялось распределение температуры на поверхности капли. В экспериментах использовалась тепловизионная камера NEC TH 7102WV, позволяющая регистрировать распределение температуры на поверхности капли с точностью 0,1 °C. Измерения проводились с применением микрообъектива TH 71-377, это позволило определять температуру с пространственным разрешением 100 мкм. В целях калибровки и для определения коэффициента излучения поверхности дополнительно выполнялись контактные измерения температуры пористой поверхности термопарой.

На основании выполненных экспериментов были получены зависимости изменения средней температуры капли, лежащей на пластине из пористой меди (рис. 2, *a*) и пластины из волокнистого полипропилена (рис. 2, *б*) при различной интенсивности вдува.



Рис. 2. Изменение средней температуры поверхности капли воды при различной интенсивности вдува: *a* – на пластине пористой меди; *б* – на пластине из волокнистого полипропилена

Представленные на рис. 2 результаты показывают, что в начальный период во всех экспериментах температура капель резко снижалась, это было обусловлено процессами испарения. При этом температура поверхностей капель не достигала температуры адиабатного испарения 17,1 °C, что вероятно было связано с подводом тепла к каплям от поверхности материалов. В дальнейшем постепенно повышалась температуры капли до ее полного испарения. При наличии вдува во всех экспериментах наблюдался более быстрый рост температуры капли, и существенно снижалось время ее испарения, причем, чем больше была скорость потока воздуха – тем меньше было время испарения. Таким образом, вдув воздуха интенсифицировал процессы испарения на поверхностях заключались в том, что для капли на медной пористой пластине понижение температуры в начальный период достигало 20 °C, а для пластины из волокнистого полипропилена – 18 °C. Разница в понижении температур капель, очевидно, была связана с тем, что теплопроводность меди существенно больше теплопроводности полипропилена, и подвод тепла к капле для медной пластины осущественно.

В работе предложена физико-математическая модель испарения капель. Модель основана на динамическом равновесии между результирующим потоком испарения, полученного в рамках кинетического подхода Герца – Кнудсена и диффузией Максвелла, ограничивающей этот поток [10]. Предполагается, что в результате превышения потока испарения над диффузионным уносом пара, вблизи поверхности капли на расстояниях порядка длины свободного пробега образуется тонкая паровая прослойка, которая имеет в процессе испарения переменную влажность φ . Градиент плотности пара, создаваемый такой прослойкой, порождает встречный поток конденсации и тем самым препятствует свободному испарению жидкости. В модели принимается, что изменение внутренней энергии капли зависит только от теплоты фазовых превращений и теплообмена на границе раздела фаз. В общем виде расчетная модель представлена системой уравнений:

$$mc\frac{dT_{k}}{dt} = L\frac{dm}{dt} + \alpha_{1}S(t)\left(T_{a} - T_{k}\right) + \alpha_{2}\Sigma(t)(T_{p} - T_{k}),$$

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\gamma\Sigma(t)}{\sqrt{2\pi R_{W}}}\frac{P_{s}(T_{k})}{\sqrt{T_{k}}}(1-\varphi),$$
(1)

$$\frac{\gamma\Sigma(t)}{\sqrt{2\pi R_W}} \frac{P_S(T_k)}{\sqrt{T_k}} (1-\varphi) = \frac{m_0 DS(t)}{R(t)} \left(\varphi \frac{P_S(T_k)}{kT_k} - \varphi_\infty \frac{P_S(T_a)}{kT_a}\right),$$

где γ — коэффициент аккомодации, α_1 — коэффициент теплоотдачи на поверхности контактного пятна, α_2 — коэффициент теплоотдачи на поверхности раздела жидкость — воздух, $\Sigma(t)$ — площадь поверхности раздела жидкость — воздух, S(t) — площадь поверхности контактного пятна, m_0 — масса молекул пара, D — коэффициент диффузии молекул пара в воздушной среде, R_W — газовая постоянная для пара, m — текущее значение массы капли, L — удельная теплота парообразования, T_k , T_a — температура капли и воздуха соответственно, P_S —давление насыщенных паров, φ_{∞} — относительная влажность тонкой паровой прослойки около капли.

На основании рассматриваемой физико-математической модели, была составлена компьютерная программа расчета испарения капель жидкости, лежащих на пористых поверхностях при различных скоростях вдува. Были выполнены расчеты изменения средней температуры поверхности испаряющейся капли жидкости для сравнения с полученными ранее экспериментальными данными по испарению капли воды, лежащей на пластине из волокнистого полипропилена без вдува. Результаты сопоставления представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, полученные расчетные результаты демонстрируют хорошее соответствие экспериментальным данным. Таким образом, разработанная модель может быть использована для расчетов испарения капель жидкости, лежащих на пористых поверхностях.





экспериментов с применением В результате цикла бесконтактного метода инфракрасной термографии исследована эволюция тепловых полей поверхностей капель при их испарении на поверхностях пористых материалов при различной интенсивности вдува. По результатам термографических измерений испарения капель воды получены временные зависимости средней температуры капель. В экспериментах обнаружено существенное понижение температуры поверхности капли на начальном этапе испарения. Во всех экспериментах наименьшее значение температуры поверхности капли превышало температуру адиабатного испарения, что объясняется подводом тепла от поверхности материала. Наименьшее значение температуры поверхности капли при испарении для различных пористых материалов отличалось, что было обусловлено различными коэффициентами теплопроводности и соответственно различной интенсивностью подвода тепла. Полученные данные показывают, что испарение капель воды на пластине из

полипропилена происходило медленнее, чем на медной пластине при одинаковых скоростях продуваемого воздушного потока. При увеличении скорости воздушного потока время испарения капель уменьшалось, как на пористой медной поверхности, так и на поверхности волокнистого полипропилена.

В работе предложена и верифицирована физико-математическая модель испарения капель жидкости, которая может быть использована для расчетов испарения капель жидкости, лежащих на пористых поверхностях при различных скоростях вдува.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ (грант № 15-08-00687).

Обозначения

D – коэффициент диффузии, м²/с; f – пористость; k – проницаемость, м²; P – давление, Па; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); τ – время, с.

Литература

1. Langmuir I. The evaporation of small spheres // Phys. Rev. 1918. No. 5. Pp. 368–370.

2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1989. – 736 с.

3. Яхно Т. А. и др. Термографическое исследование динамики температурного поля на границе жидкость – воздух в каплях водных растворов, высыхающих на стеклянной подложке // ЖТФ. 2012. Т. 82, № 7. С. 22–29.

4. Lee C. Y., Zhang B. J., Park J., Kim. K. J. Water droplet evaporation on Cu based hydrophobic surfaces with nano and micro-structures // Int. J. Heat Mass Transf. 2012. Vol. 55. Pp. 2151–2159.

5. Barash L. Yu., Bigioni T. P., Vinokur V. M., and Shchur L.N. Evaporation and fluid dynamics of a sessile drop of capillary size // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 79. P. 046301.

6. Лебедев-Степанов П. В., Кадушников Р. М., Молчанов С. П., Иванов А. А., Митрохин В. П., Власов К. О., Рубин Н. И., Юрасик Г. А., Назаров В. Г., Алфимов М. В. Самосборка наночастиц в микрообъеме коллоидного раствора: физика, моделирование, эксперимент // Российские нанотехнологии. 2013. Т. 8, № 3-4. С. 5–23.

7. Sefiane K., Tadrist L., Douglas M. Experimental study of evaporating waterethanol mixture sessile drop: influence of concentration // Int. J. Heat Mass Transf. 2003. Vol. 46. Pp. 4527–4534.

8. Shin H. D., Choi K. C., Kang T. Y., Lee H. S. Local aggregation characteristics of a nanofluid droplet during evaporation // Int. J. Heat Mass Transf. 2014. Vol. 72. Pp. 336–344.

9. Терехов В. И., Терехов В. В., Шишкин Н. Е., Би К. Ч. Экспериментальное и численное исследование нестационарного испарения капель жидкости // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 5. С. 829–836

10. Козырев А. В., Ситников А. Г. Испарение сферической капли в газе среднего давления // УФН. 2001. Т. 171, № 7. С. 765–774.

УДК 536.244

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ В СУХОЙ И ВО ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

Е. М. Бочкарева, В. В. Терехов

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

Процессы испарения и конденсации капель жидкости широко распространены в различных технологиях. Исследование этих процессов для выявления путей интенсификации и повышения эффективности энергоустановок является весьма актуальным. Достаточно давно известно об эффективности использования перегретого пара для осуществления сушки. Так, при достижении определенной температуры, называемой температурой инверсии, испарение в перегретый пар или паровоздушную смесь происходит интенсивнее, чем в сухой воздух. Имеются работы, например [1], в которых этот факт подтвержден экспериментально для испарения капель различных жидкостей. Он обусловлен более высокой теплоемкостью паров по сравнению с воздухом, влияние которой начинает превалировать в общем балансе над более высоким диффузионным сопротивлением парогазовой смеси. Изучению явления инверсии посвящено ограниченное количество работ [2-4], однако данные о температуре инверсии и ее зависимости от различных параметров применительно к задачам тепломассообмена на каплях авторам не известны. Известно [3], что диапазон температуры инверсии при испарении воды с различных поверхностей весьма широк – от 140 до 400 °C и является функцией целого ряда параметров. Отметим, что одним из важнейших факторов, определяющих температуру инверсии, является интенсивность тепломассообмена на поверхности, поэтому ожидалось, что значения этой температуры для капель будут отличаться от полученных ранее результатов для каналов и пограничного слоя на пластине.

В настоящей работе исследовалось испарение капель воды, как неподвижных, так и движущихся в потоке воздуха. Было проведено моделирование влияния размеров, скорости капли и концентрации пара в окружающей ее паровоздушной смеси на температуру, при которой наступает инверсия.

Математическая модель испарения/конденсации капли основана на подходе, базирующемся на работе [5]. В настоящей работе предполагалось, что температура капли равномерна (теплоперенос в жидкости значительно выше, чем в парогазовой смеси) и ее изменение по времени равно подведенному теплу от газа за вычетом теплоты фазового превращения

$$\frac{dT_l}{dt} = \frac{Q}{\rho_l c_{pl}},\tag{1}$$

$$Q = j^{c_{pg}(T_g - T_l)} / B_T - jL, \qquad (2)$$

где *B_T* – тепловое число Сполдинга, *j* – массовый поток пара, определяемый как

$$j = 2\pi \rho_g D_g \operatorname{Sh} R \ln(1 + B_M).$$
(3)

Здесь B_M – диффузионное число Сполдинга, числа Нуссельта и Шмидта определялись по известным зависимостям Nu = Nu(Re, *B*) для сферы, система уравнений замыкалась с помощью предположения о подобии процессов тепло- и массопереноса и заданием закона равновесия жидкость – пар.

В результате изменение радиуса капли

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{j}{4\pi\rho_1 R^2} \,. \tag{4}$$

Отметим, что массовый поток с поверхности может быть как отрицательным, так и положительным, что соответствует росту диаметра капли (конденсация) и его снижению (испарение) соответственно. Модель была верифицирована с использованием экспериментальных данных [6, 7] и показала вполне удовлетворительное прогнозирование результатов эксперимента.

Для определения температуры инверсии использовался итерационный метод Ньютона.

В качестве параметров, описывающих задачу, принимались начальная температура (20 °С во всех случаях, приведенных в данной работе) и размер капли, температура окружающей паровоздушной смеси и массовая доля пара в ней, а также относительная скорость движения фаз. На первом этапе рассматривались неподвижные относительно газовой фазы капли.

На рис. 1 представлены временные зависимости относительного диаметра капли воды $(d_0 = 1 \text{ мм})$, помещенной в неподвижный сухой воздух и в паровоздушную смесь при различных температурах. Можно видеть, что в сухом воздухе происходит постепенное испарение капли на протяжении всего процесса, тогда как в смеси воздуха и пара, на начальном этапе (рис. 1, δ), происходит конденсация пара. Это обусловлено передачей тепла, идущей на прогрев капли до температуры равновесия. Затем процесс конденсации сменяется испарением, которое может происходить более интенсивно, чем в сухом воздухе, так, что капля испаряется полностью в сухом воздухе и паровоздушной смеси за одинаковое время. Именно таким образом определяется температура инверсии. Также из рис. 1, *а* можно видеть, что при температурах ниже инверсии испарение в сухой воздух происходит интенсивнее, чем в парогазовую смесь, тогда как в обратном случае, испарение в парогазовую смесь существенно интенсивнее, чем в сухой воздух. Указанную динамику процесса можно проследить и на распределениях массовых потоков пара на поверхности капли (рис. 2).



Рис. 1. Динамика относительного диаметра капли при испарении в сухой воздух и паровоздушную смесь (*a*) и начальный этап процесса испарения капли (б). Содержание пара – 75 мас.%

На рис. 3 представлено изменение диаметра капли от времени, отнесенного к времени полного испарения для различных диаметров капли. При этом температура окружающего воздуха или парогазовой смеси принималась равной температуре инверсии, которая была определена для капли диаметром 1 мм. Обращает на себя внимание тот факт, что, несмотря на значительную вариацию начального размера капель, время их испарения в сухом воздухе и в парогазовой смеси остается одинаковым. Это позволяет сделать вывод о том, что


температура инверсии для капель не зависит от начального диаметра капель (при неподвижной газовой фазе).

Рис. 2. Изменение массового потока испаряющегося вещества при испарении в сухой воздух и паровоздушную смесь (содержание пара – 75 мас.%)



Рис. 3. Изменение диаметра капли по времени. Различные начальные диаметры капли. Температура окружающей газовой фазы равна температуре инверсии

Зависимость температуры инверсии от межфазной скорости для фиксированного начального размера капель представлена на рис. 4. Из данного рисунка можно сделать вывод, что температура инверсии слабо, но зависит от межфазной скорости, в особенности при малых скоростях обтекания капли.

Распределение температуры инверсии в зависимости от паросодержания в газовой фазе для капель воды представлены на рис. 5. Обращает на себя внимание снижение температуры, при которой наступает инверсия потоков от содержания пара в смеси, кроме того, полученные данные для капель оказались в достаточно близком количественном соответствии с данными работы [3], в которой температура инверсии была определена при испарении в пограничном слое на плоской поверхности. Также, следует отметить, что в случае движения капли температура инверсии увеличивается. Это, в определенном смысле, качественно согласуется с возрастанием наблюдаемой температуры инверсии при росте коэффициента теплоотдачи (переходе от ламинарного режима течения к турбулентному) [3].

360



340 u=10 м/с данные [3] 320 300 280 260 0,0 0,1 0,2 0.3 0,4 0.5 0,6 0,8 0.9 0,7 kh,0

u=0 м/с

1.0

Рис. 4. Зависимость температуры инверсии от межфазной скорости

Рис. 5. Зависимость температуры инверсии при испарении капель воды от содержания пара в газовой фазе. Для сравнения приведены данные [3] для испарения в ламинарном пограничном слое

Таким образом, на основе математического моделирования изучено явление инверсии потоков при испарении капель воды в паровоздушную смесь и сухой воздух. Показано, что для неподвижных капель температура, при которой наступает инверсия, не зависит от начального диаметра капель. При увеличении содержания пара в парогазовой смеси температура инверсии снижается, а с ростом скорости обтекания капель потоком она возрастает. Зависимости температуры инверсии от указанных факторов находятся в качественном соответствии с теоретическим анализом и численным моделированием [3] для пограничного слоя на плоской поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ № 14-19-00402.

Литература

1. Trommelen A. M., Crossy E. J. Evaporation and drying of drops in superheated vapors//AIChE J. 1970. Vol. 16, No. 5. Pp. 857–867.

2. Chu J. C., Lane A. M., Conking D. Evaporation of liquids into their superheated vapors // Ind. Engng. 1953. Vol. 45, No. 7. Pp. 1586–1591.

3. Волчков Э. П., Леонтьев А. И., Макарова С. Н. Температура инверсии при адиабатическом испарении жидкости в паровоздушную смесь // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 4. С. 521–533.

4. Schwartze J. P., Brocker S. The evaporation of water into air of different humidities and the inversion phenomenon // Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. Vol. 43, No. 10. Pp. 1791–1800.

5. Abramzon B., Sirignano W. A. Droplet vaporization model for spray combustion calculations // Int. J. Heat Mass Transfer. 1989, Vol. 32, No. 9. Pp. 1605–1618.

6. Терехов В. И., Терехов В. В., Шишкин Н. Е., Би К. Ч. Экспериментальное и численное исследования нестационарного испарения капель жидкости // ИФЖ. 2010. № 5. С. 829–836.

7. Daïf A., Bouaziz M., Chesneau X., Ali Cherif A. Comparison of multicomponent fuel droplet vaporization experiments in forced convection with the Sirignano model // Exper Thermal Fluid Sci. 1999. Vol. 18. Pp. 282–290.

УДК 536.42

ПРИКЛАДНАЯ ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ ИСКУССТВЕННОГО ЗАМОРАЖИВАНИЯ ГРУНТОВ ТРУБЧАТЫМИ ТЕПЛООБМЕННИКАМИ

Г. П. Бровка, К. В. Пяткевич, Н. Н. Шилович, К. А. Агутин

Институт природопользования НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь brovka gp@rambler.ru

Приводятся сведения о новой прикладной программе для расчета и визуализации процессов искусственного замораживания горных пород для проходки шахтных стволов калийных рудников в сложных гидрогеологических условиях.

Проходка шахтных стволов калийных рудников в сложных гидрогеологических условиях, как правило, осуществляется с применением искусственного замораживания. При этом расходуется значительное количество энергетических ресурсов на обеспечение температурных режимов, используются достаточно дорогостоящие материалы и оборудо-

вание. Недостаточно точный и достоверный прогноз температурного режима не позволяет в полной мере минимизировать экономические затраты на обеспечение режимов искусственного замораживания горных пород без снижения рисков безаварийных ситуаций при проходке шахтных стволов.

На базе разработанных математических моделей, конечно-разностных схем и алгоритмов задач теплопереноса с фазовыми переходами создана прикладная программа CRYOS3D для расчета процессов замораживания грунтов на участке заложения шахтных стволов в сложных гидрогеологических условиях. При этом расчетная трехмерная область в проекции на горизонтальную плоскость представляет собой квадрат с размером стороны от 25 до 50 м с центром, соответствующим координатам оси шахтного ствола, а в вертикальном направлении простирается от поверхности до максимальной глубины заморозки горных пород шахтного ствола (150–750 м). В основу программы положена явная расчетная схема, построенная на прямоугольной трехмерной сетке с шагом 0,1–0,2 м в горизонтальных направлениях и 2–10 м в вертикальном направлении.

Основные системные требования: 64-разрядная операционная система (Windows 7 и выше), ОЗУ – не менее 16.0 ГБ, процессор 2GHz и более.

Интерфейс программы включает:

о *область ввода исходных данных:* параметры сетки, технические характеристики замораживающих колонок, теплофизические характеристики породы, временные параметры расчета (рис. 1).

В области ввода исходных данных можно выделить следующие блоки:

о *ввод параметров сетки:* задаются количество узлов сетки и шаг по прямоугольным координатам X и Y;

Характеристики образца								
Шагпо Х, м 0.1 Узлов по Х 400 Шагпо У, м 0.1 Узлов по У 400 Шагпо Z, м 5 Узлов по Z 150								
Количество колонок 58	Длина ко	лонок	750					
Начальная температура поверхности, град. С	5 F	адиус ко	ольца ко	лонок, м	12.5 Ради	нус трубь	я, м 0.073	3
Начальная температура на нижнем уровне, град. С	11 T	емперат	ура охла	ждающег	о раство	ра, град.	C -20	
Теплофизические характеристики образца						🗈 Число	о слоев	22
Толшина слоя, м	80.9	15	16.1	16.9	70.1	52.8	73.7	-
Плотность. кг/м^3	2330	1950	1890	2340	1930	1870	2040	
Удельная теплоемкость скелета, Дж/кг	741	732.4	738	738.4	744.6	785.8	782	
Теплопроводность мерзлой породы, Вт/(м*град. С	3.03	3.29	3.29	2.85	1.93	1.89	2.02	
Теплопроводность талой породы, Вт/(м*град. С)	2.46	2.06	2.21	2.37	1.45	1.37	1.41	
Влагосодержание, кг/кг	0.092	0.168	0.09	0.088	0.252	0.256	0.195	
Количество незамерзшей воды, кг/кг	0.029	0.009	0.002	0.04	0.099	0.068	0.062	
Температура начала замерзания, град. С	-0.4	-0.27	-0.18	-1.13	-0.43	-0.61	-0.71	+
Шаг по времени, с				Данные	EXL			
Частота сохранения резильтатов	Задать свойства							
1 раз за 144 шага(ов)				Слой1	annon po			
Распределение температур	Ko	эффици	ент тепл	ообмена			1000)
🔘 Загрузить температурное поле из файла	Теплоемкость трубы, Дж/м^3*К 10000000							
🔘 Использовать начальные данные	Расход охлаждающего раствора, м^3/с							278
	Пл	отность	охлажда	ющего ра	створа, н	кг/м^3	1245	;
Начать расчет	Теплоемкость охлаждающего раствора, Дж/(кг*К) 2346							

Рис. 1. Окно интерфейса ввода теплофизических характеристик породы, технических характеристик замораживающих колонок и параметров расчета

о ввод технических параметров замораживающих колонок – радиус кольца, количество колонок, температура охлаждающего раствора;

о ввод теплофизических характеристик породы – начальная температура грунта, плотность, удельная теплоемкость, коэффициенты теплопроводности талой и мерзлой породы, влагосодержание, количество незамерзшей воды, температура начала замерзания.

Для послойного задания теплофизических характеристик замораживания горного массива цилиндрическими теплообменниками на участке расположения шахтного ствола используются заранее приготовленные файлы с табличными данными в формате dddddd.*xls*, где ddddddd – название шахтного ствола.

Запуск программы.

Запуск программы осуществляется вызовом на выполнение файла Project1.exe.

Выходные файлы (результат расчёта) записываются в формате tttt.*txt*, где tttt – расчётное время, для которого произведена запись информации (в секундах).

о *область вывода результатов расчета:* рассчитанное температурное поле, тепловой поток в единицу времени и интегральный поток.

Отображение результатов расчета.

Выводить результаты расчета можно как в процессе расчета, так и после его окончания. Визуализация результатов осуществляется в графическом окне программного модуля CRYOS3D. Для его вызова следует нажать кнопку «**Температурное поле**». Результатом этого действия будет появление окна графической визуализации программного модуля. Используя линейки осей Z, X, Y, выбираются соответственно сечения температурного слоя по этим осям. При наведении курсора на любой элемент сетки температурного поля в левой верхней части окна отобразятся параметры этого элемента: прямоугольные координаты X,Y, Z и соответственно значение температуры в этом элементе сетки. В окне вывода отображаются также тепловые потоки, интегрированные по скважинам, интегральное количество теплоты с начала момента заморозки и при наведении курсора на координаты скважины теплоотдачу с одного погонного метра замораживающих колонок.

На рис. 2 представлены примеры вывода информации по распределению температуры в различных сечениях. Для наглядности область отрицательных температур представлена цветовой гаммой от красного (0 °C) до синего цвета (-36 °C). На рисунках ярко-синие точки соответствуют координатам расположения замораживающих колонок, темное поле – зоне положительных температур. В вертикальном разрезе правый край рисунка соответствует вертикальной оси шахтного ствола.

На первом этапе расчетов были проведены тестовые расчеты температурного режима вокруг термостатируемых цилиндрических поверхностей в различных породах по разработанной программе с сопоставлением с тестовой программой, позволяющей для определенных геометрий получать численные расчеты с погрешностью не более 1%. Результаты выполненных расчетов показали, что разработанная программа позволяет получать вполне удовлетворительные результаты с погрешностью расчета радиальной координаты фронта промерзания не более 0,05 м.

Для верификации методики расчета по разработанной программе выполнено сопоставление расчетных данных с фактическими данными наблюдения за температурным режимом замораживания горных пород в районе проходки шахтных стволов № 1 и № 2 Гарлыкского месторождения калийных солей в Туркменистане, представленных ОАО «Белгорхимпром». Для этой цели был сформирован базовый комплекс теплофизических характеристик в соответствии с геологическим строением горного массива на указанных стволах, а также отчета о НИР по исследованию теплофизических и деформационно-прочностных характеристик горных пород Гарлыкского месторождения калийных солей, выполненного ранее Институтом природопользования НАН Беларуси по договору с ОАО «Белгорхимпром».



Рис. 2. Горизонтальный разрез (*a*) и вертикальный разрез (б). Радиус кольца замораживающих колонок 9 м, $T_3 = -36$ °C, время замораживания 9 мес.

После выполнения расчетов был проведен анализ полученных результатов по особенностям формирования температурного режима на замораживаемых объектах. В первую очередь было проведено сопоставление фактических и расчетных параметров радиальной координаты фронта промерзания на стволах № 1 и № 2. Установлено, что различие расчетных и фактических данных не превышает 0,15 м, при этом максимальные отклонения имеют различные знаки. Это можно объяснить погрешностью введенных тепло-

физических характеристик, вследствие ярко выраженной неоднородности массива горных пород на указанном руднике, а также погрешностью замера температуры в контрольнонаблюдательных колонках.

Проведено также сопоставление значений температуры в точках наблюдения с соответствующими расчетными значениями, когда уже сформировались ледопородные ограждения на стволах, которое показало вполне удовлетворительное соответствие расчетных и фактических значений температуры.

Таким образом, можно сделать заключение, что разработанная программа позволяет адекватно и детально рассчитывать температурное поле процесса формирования ледопородных ограждений в формате 3D с оценкой мощности и суммарного расхода энергетических затрат процесса замораживания. При этом имеются возможности моделировать как активный, с расходом, так и пассивный, т. е. без расхода хладагента, режимы охлаждения (нагревания). Программа CRYOS3D позволяет останавливать процесс счета на любом этапе для просмотра полученных результатов и возобновлять численный расчет с любого места, используя для этого текущее распределение температурного поля из предыдущих результатов расчета.

С помощью разработанной программы выполнены расчеты различных вариантов заморозки горного массива для проходки клетевого ствола на участке Нивенский-1 Калининградской области, что позволяет выбрать оптимальные варианты режимов заморозки горных пород, сократить на 15–20% время заморозки и на 7–10% расход электрической энергии.

Следует отметить, что разработанная программа для расчета процессов искусственного замораживания грунтов трубчатыми теплообменниками зарегистрирована в Национальном центре интеллектуальной собственности РБ и сертифицирована в Российской Федерации в 2015 г. (сертификат соответствия № 1814644).

УДК 536.422

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В АДСОРБЦИОННОМ АККУМУЛЯТОРЕ ГАЗООБРАЗНОГО ТОПЛИВА С ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЕМ

Л. Л. Васильев, Л. Е. Канончик, А. П. Цитович

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

В настоящее время природный газ рассматривается как альтернатива жидкому топливу и как самый дешевый вид экологически чистого топлива для Республики Беларусь. В топливном балансе энергосистемы страны его доля составила в 2015 г. 81,1%, в 2020 г. планируется за счет вовлечения других источников энергии сократить потребление газа до 47.5% [1]. Природный газ может легко транспортироваться к объектам его существенного потребления (тепловым электрическим станциям) по трубопроводной сети под давлением 7.5 МПа. Значительно сложнее организовать доставку к рассеянным по большой территории автономным мелким потребителям, таким как жилищно-коммунальные хозяйства, сельскохозяйственные комплексы, небольшие города и села, коттеджные и дачные поселки. Бортовое хранение топлива продолжает оставаться одной из ключевых технических и технологических проблем на пути широкой коммерциализации автотранспортных средств, работающих на природном газе. Из-за низкой съемной концентрации энергии запасы

природного газа на транспорте приходится размещать после предварительной подготовки по одному из способов сжатия до высоких давлений (20–40 МПа) или сжижения при криогенных температурах (110 К). Повышенная металлоемкость сосудов со сжатым газом, большие энергозатраты по ожижению или сжатию в сочетании с негативным воздействием на свойства конструкционных материалов ставят на первый план проблему разработки безопасных газовых аккумуляторов для децентрализованных потребителей и транспортных средств.

В последние годы в качестве наиболее перспективного метода рассматривается хранение газообразного топлива в связанном состоянии при средних давлениях (2–5 МПа). Использование специальных материалов с высокой удельной поверхностью, способных к обратимой сорбции и имеющих высокие показатели по удельной емкости, обеспечивает экономию энергоресурсов и металла, сокращение расходов на компрессорное оборудование и эксплуатацию. В случае повреждения корпуса происходит самозамораживание сорбента в окрестности отверстия и снижение скорости выхода газа в окружающую среду. Такие безопасные сорбционные аккумуляторы газа будут востребованы в Беларуси и России, в странах с жарким и холодным климатом. Подобные системы хранения, однако, подвержены внутренним тепловым эффектам, которые могут оказывать существенное влияние на характеристики функционирования. Адсорбция, происходящая в ходе зарядки газового аккумулятора, является экзотермическим процессом. Тепловые эффекты тесно связаны с внешней теплоотдачей системы хранения, теплофизическими свойствами конструкционных материалов, с организацией теплообмена в слое адсорбента. Увеличение температуры адсорбента, вызванное выделением скрытой теплоты фазового перехода и низкой теплопроводностью, приводит к уменьшению количества газа, запасенного в динамических условиях, в сравнении с ожидаемым количеством. Как следует из исследований, выполненных в [2, 3], распределение температуры в слое сорбента является важным фактором, который определяет динамику процессов заполнения и извлечения газа и вызывает необходимость регулирования поступающих тепловых потоков с помощью специальных устройств. В связи с этим возникают задачи разработки научных основ аккумуляторов технически важных газов (природного газа, метана, биогаза и др.), изучения методов инициализации процессов теплообмена в слое пористого сорбирующего материала.

В данной работе мы предлагаем CFD расчетную модель газового аккумулятора, включающего в свой состав теплообменный аксиальный элемент, и представляем результаты изучения закономерностей его заполнения метаном при различных условиях. Потенциал углеродного материала как сорбирующего наполнителя системы хранения, в области сверхкритических температуры и давления (3–6 МПа) оценивается (прогнозируется) на основе термодинамического подхода к моделированию изотерм метана и изостерической теплоты адсорбции. Для формулировки и решения проблемы нестационарного тепло- и массообмена, осложненного адсорбцией, применялся пакет ANSYS Fluent 14.5, в котором используется для решения метод конечных объемов.

Модель основана на определяющих 2-D уравнениях сохранения потоков массы, импульса и энергии в гомогенной (точнее псевдогомогенной) пористой среде с источниковыми членами, обусловленными явлением физической адсорбции:

$$\frac{\partial \varepsilon \rho_{\rm g}}{\partial \tau} + \nabla \cdot \left(\rho_{\rm g} \mathbf{v} \right) = S_{\rm m} \,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\rho_{g} \mathbf{v} \right) + \nabla \cdot \left(\rho_{g} \mathbf{v} \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{st} - \left(\frac{\mu}{K} \mathbf{v} + C_{2} \left| \mathbf{v} \right| \mathbf{v} \right),$$
(2)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\varepsilon \rho_{g} E_{g} + (1 - \varepsilon) \rho_{s}^{*} E_{s} \right) + \nabla \cdot \left(\mathbf{v} \left(\rho_{g} E_{g} + P \right) \right) = \nabla \cdot \left(\lambda_{ef} \nabla T \right) + S_{H}.$$
(3)

где

$$S_{\rm m} = -\left(1 - \varepsilon_t\right) \rho_{\rm s} M_{\rm CH_4} \frac{\partial N}{\partial \tau}, \quad S_{\rm H} = -\Delta H_{\rm is} S_m / M_{\rm CH_4}.$$
⁽⁴⁾

CFD модель дополнена пользовательской подпрограммой (UDS), которая включают в себя приближенное уравнение кинетики и уравнение Дубинина – Астахова изотермической адсорбции с модифицированным термическим коэффициентом предельной адсорбции:

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} = K_{s0} \left(N_{eq} - N \right) \exp\left(-\frac{E_a}{RT} \right), \tag{5}$$

$$N_{\rm eq} = N_0^0 \exp\left\{-\left(\frac{A}{E}\right)^n - \alpha_{t,\rm mod} \left(T - T_0\right)\right\}, \quad A = RT \ln \frac{P_{\rm cr}}{P} \left(\frac{T}{T_{\rm cr}}\right)^2.$$
(6)

Здесь предельная величина адсорбции (N_0^0) соответствует начальной (экспериментальной) изотерме адсорбции при температуре T_0 ; термический коэффициент предельной адсорбции равен

$$\alpha_{t,\text{mod}} = \frac{\ln(\rho_b / \rho_{a,\text{mod}}^{cr})}{(T_{cr} - T_b)} = 0.00341, \qquad (7)$$

где $\rho_{a, \text{mod}}^{cr} = 2\rho_{liq}^{cr}$.

Изостерическая теплота сорбции может быть получена в результате применения известного уравнения Клапейрона – Клаузиуса к уравнению изотермы адсорбции (6) в предположении идеальности газовой фазы:

$$\Delta H_{\rm st} = E z_g \left[\left(\ln \frac{N_0^0}{N_{\rm eq}} - \alpha_{t,\rm mod} (T - T_0) \right)^{1/n} + \frac{\alpha_t T}{n} \left(\ln \frac{N_0^0}{N_{\rm eq}} - \alpha_{t,\rm mod} (T - T_0) \right)^{(1-n)/n} \right] + 2R z_g T \,. \tag{8}$$

Для большинства активированных углеродных материалов гетерогенный параметр *n* = 2 и уравнение (8) преобразуется в следующее выражение:

$$\Delta H_{\rm st} = z_g \left(A + \frac{\alpha_{t,\rm mod}T}{2} \frac{E^2}{A} + 2RT \right). \tag{9}$$

На рис. 1 показана расчетная область аккумулятора/адсорбера с наложенной сеткой, содержащей 10 716 ячеек и 11 199 узлов.

Для решения задачи был выбран неявный алгоритм "Pressure Based" и применен адаптивный метод изменения шага по времени. Производился расчет и запись полей давления, температуры, величины равновесной и неравновесной сорбции, скорости во времени (рис. 2).

Результаты моделирования сравнивались с данными, полученными при испытании экспериментального образца (внутренний объем 2.2 л) в режиме полного цикла, соответствующего зарядке газового аккумулятора с постоянным массовым расходом метана до номинального давления, периодом приближения к температуре хранения при постоянном давлении и разрядке или извлечению газа [4].



Рис. 1. Схема расчетной области аккумулятора/адсорбера с наложенной сеткой: ■) корпус; ■) газовый канал, образованный сеткой и внутренней поверхностью корпуса; ■) кольцевой слой адсорбента; ■) объем свободного газа; ■), ■) фланец подвески и оболочка теплообменного элемента; ■) металлические ребра (толщиной 0.5 мм с шагом 0,013 м); ■) концевые фланцы



Рис. 2. Двумерные поля температуры и удельной величины адсорбированных молекул метана экспериментального образца аккумулятора/адсорбера, соответствующие моменту зарядки, когда давление достигает номинального значения 5 МПа ($\tau = 1644$ с, G = 0.075 г/с)

В качестве адсорбента-наполнителя (679,3 г) использовался уплотненный промышленно выпускаемый в Беларуси активированный углеродный волокнистый материал «Бусофит (TM055)» – продукт пиролиза пропитанной целлюлозы. Как видно из графиков, представленных на рис. 3, прослеживается удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных зависимостей массового расхода газа на входе, давления и средней температуры в адсорбенте от времени, которые взаимосвязаны с характером изменения количества метана в объеме.



Рис. 3. Сопоставление расчетных и экспериментальных характеристик аккумулятора/адсорбера метана в ходе полного цикла: *a*) массовый расход и давление, *б*) температура в слое адсорбента, *в*) масса адсорбированного и сжатого газа (температура жидкости в термостате 273 К, коэффициент теплоотдачи к внутренней стенке теплообменного элемента 500 Вт/(м·К), массовый расход газа G = 0.0223 г/с)

Параметрическое исследование, выполненное с использованием разработанной модели, показало, что теплообменные процессы в слое адсорбента, помещенного в аккумулятор, оказывают доминирующее влияние на динамику цикла "зарядка–разрядка". Полученные результаты могут быть использованы при проектировании перспективных аккумуляторов водородсодержащего газа при пониженном давлении и сорбционных элементов энергетического оборудования.

Литература

1. Развитие Белорусской энергетической системы в 2011–2015 г. ЗАО "Техника и коммуникации". www.tc.by/download_files/rymashevskiy_slaydy_k_ dokladu.ppt.

2. Lamari M., Aoufi A., Malbrunot P. Thermal effects in dynamic storage of hydrogen by adsorption // Environ. Energ. Eng. 2000. Vol. 46. Pp. 632–641.

3. Momen G., Hermosilla G., Michau A., Pons M., Firdaous M., Marty Ph., Hassouni K. Experimental and numerical investigation of the thermal effects during hydrogen charging in packed bed storage tank // Int. J. Heat and Mass Transfer. February 2009. Pp. 1495–1503.

4. Vasiliev L. L., Kanonchik L. E., Tsitovich A. P., Alqahtani Saad H. Safe storage of gaseous fuel in a coupled state: I. Methane adsorption on microporous carbon fiber // Proc. of the 9th Minsk Intern. Seminar "Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators, Power Sources". 7–10 September 2015. Minsk, Belarus, 2015. Pp. 275–284.

УДК 532.529

КИПЕНИЕ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ: МЕХАНИЗМ ПРОЦЕССА

Н. В. Васильев, Ю. А. Зейгарник, К. А. Ходаков

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Кипение воды, недогретой до температуры насыщения, широко используется в современных технологиях, связанных с интенсивным выделением тепла и необходимостью отвода экстремальных тепловых потоков. Это двигатели разного типа, импульсные магнитогидродинамические установки, силовая электроника и т. д. В рамках теплофизических исследований акцент большей частью делался на закономерностях теплоотдачи (коэффициентах теплоотдачи, критических тепловых потоках) [1–4]. Более редки исследования механизма указанного процесса [5–7]. В последние годы в ОИВТ РАН также был выполнен цикл экспериментальных работ, направленных на изучение механизма поверхностного кипения [8, 9].

Эксперименты проводились при вынужденном течении дистиллированной воды в прямоугольном канале шириной 20 мм, высотой 5 мм и длиной 70 мм. Использовались два варианта канала. В первом варианте напротив диагностического окна устанавливалась лёгкосъёмная вставка из стеклотекстолита, на которой монтировалась обогреваемая фольга из нержавеющей стали толщиной $\delta = 0,1$ мм или нихрома ($\delta = 0,2$ мм) в виде полоски шириной 3 мм и длиной 30 мм. Обогрев фольги осуществлялся пропусканием выпрямленного электрического тока. Во втором варианте напротив диагностического окна вклеивалась фольга в виде круга диаметром 18 мм. В этом случае обогрев осуществлялся лазерным излучением с длиной волны 1.06 нм. При этом площадь пятна нагрева варьировалась от 1 до

5 мм² и появлялась возможность более детально рассмотреть поведение отдельных пузырьков, в том числе одиночных. Температура тыльной стороны греющей поверхности (со стороны падающего излучения) измерялась тепловизором SDS Hotfind-DX. Рабочий участок имел окна для фотографирования и видеосъемки процесса кипения как по нормали к поверхности нагрева, так и сбоку под небольшим (0–5 градусов) углом к ней. Использовались как обычные, так и высокоскоростные видеокамеры.

Опыты были проведены при тепловых потоках 1–8 MBт/м² (вплоть до критических), скоростях воды до 0,8 м/с и недогревах воды до температуры насыщения 30–75 °C. Особое внимание уделялось степени деаэрации воды. В большинстве опытов деаэрация осуществлялась многочасовым кипячением воды с удалением пара.

Были получены следующие результаты. Для всех сочетаний режимных параметров характерна бессистемность (хаотичность) возникновения паровых пузырей на греющей поверхности, т. е. отсутствие постоянно действующих центров парообразования. Это имело место на гладкой поверхности с шероховатостью $R_a = 0,15$ мкм и на поверхности, обработанной наждачной бумагой до шероховатости $R_a = 1,8$ мкм. Характерно, что и на поверхности из нержавеющей стали с покрытием, полученным из осажденных кипячением наножидкости частиц Al_2O_3 (средний размер образования. По всей видимости, недогрев жидкости приводит к деактивации впадин после схлопывания парового пузыря (рис. 1).

Скоростная съемка также показала, что преобладают пузыри сферической формы, диаметр которых меняется во времени (пузырь как бы пульсирует), и лишь при приближении к критической плотности теплового потока пузыри сливаются в конгломераты. Пульсации размера пузыря как "норма" их поведения в недогретой жидкости отмечена впервые. Пузырь смещается вдоль греющей поверхности со скоростью близкой к скорости жидкости. Среднее время жизни пузыря 200–700 мкс, продолжительность стадии роста 50–100 мкс, а стадия схлопывания может длиться до 200 мкс и более. Оригинальные кадры видеосъемки заключительной фазы жизни пузыря приведены на рис. 2. Максимальная скорость процесса схлопывания наблюдается в нижней части пузыря у греющей стенки. Остаток пузыря, уже потеряв контакт с греющей поверхностью, схлопывается окончательно и оставляет воздушный пузырь микронного размера (даже при глубокой деаэрации воды, заполняющей контур).

Средняя «заселенность» теплоотдающей поверхности паровыми пузырями составляла 20–25 пузырей на см² при плотности теплового потока ~2 МВт/м² и $\Delta t_{\mu} \approx 60^{\circ}$ С. Пузыри занимают малую долю поверхности нагрева в плане, менее 10%. Среднее расстояние между паровыми пузырями составляло около 2 мм. Тем самым, каждый действующий паровой пузырь охлаждал площадь примерно 3–4 мм². С учетом средней продолжительности жизни пузыря это дает ~(70–80)·10³ пузырей на 1 см² в 1 с, т. е. даже при достаточно малых для кипения недогретой воды тепловых потоках в течение 1 с на 1 см² греющей поверхности возникают и заканчивают свое существование от 50 до 100 тысяч паровых пузырьков.

По нашим представлениям пузырь работает в режиме микротепловой трубы. В его основании происходит испарение микрослоя воды, а вблизи купола – конденсация образовавшегося пара. Оценки показывают, что за время жизни пузыря через него проходит количество пара, равное примерно двадцатикратному объему пузыря.

Типичные распределения паровых пузырьков по размерам представлены на рис. 3. Эти данные получены в результате статистической обработки нескольких сотен фотоснимков случайной выборки. Видно преобладание пузырьков диаметром 200–300 мкм. Увеличение плотности теплового потока q ведет к сдвигу кривых распределения пузырей по размерам вправо, в сторону больших диаметров. К такому же эффекту приводит и снижение недогрева жидкости до температуры насыщения Δt_{μ} .



Рис. 1. Хаотичное распределение центров парообразования на поверхности с покрытием из частиц Al₂O₃ (последовательные кадры, снятые через 1 мс, q = 2,3 MBT/м², $\Delta t_{H} = 75$ °C, w = 0,8 м/с, размер кадра 2,28х2,82 мм)



Рис. 2. Заключительные кадры жизни парового пузыря в недогретой воде (вид сбоку), $q = 1.6 \text{ MBr/m}^2$, $\Delta t_{\mu} = 65 \text{ °C}$, w = 0.65 м/c



Рис. 3. Распределение пузырей по размерам для поверхностей с разной шероховатостью при электрическом нагреве, $\Delta t_n = 68$ (1, 2), 66 (3, 4), 18 (5, 6) °C; q = 6,45 (1, 2), 6,1 (3, 4), 1,54 (5, 6) МВт/м² для шероховатой ($R_a = 1,8$ мкм) поверхности (1, 3, 5) и гладкой ($R_a = 0,15$ мкм) поверхностей (2, 4, 6)

Следует отметить, что близкие распределения пузырей по размерам наблюдаются и на испытанных поверхностях с покрытием из частиц Al₂O₃.

В целом полученные данные по характеристикам механизма кипения воды, недогретой до температуры насыщения, позволяют более уверенно разрабатывать модели процесса.

Обозначения

q – плотность теплового потока, MBт/м²; Δt_{μ} – недогрев воды до температуры насыщения, ^oC; w – скорость течения воды, м/с.

Литература

1. Bergles A. E. Burnout in Boiling Heat Transfer. Part II. Subcooled and Low Quality Forced Convection Systems // Nuclear Safety. Vol. 18, No. 2. March–April 1977. Pp. 154–167.

2. Зейгарник Ю. А., Климов А. И., Маслакова И. В. Предельные параметры для систем охлаждения, использующих кипение сильно недогретой воды // Теплоэнергетика. 1985. № 12. С. 55–59.

3. Орнатский А. П., Кичигин А. М. Критические тепловые нагрузки при кипении недогретой воды в трубах малого диаметра в области высоких давлений // Теплоэнергетика. 1962. № 19. С. 44–47.

4. Похвалов Ю. Е., Кронин И. В., Курганова И. В. Обобщение данных по теплоотдаче пузырьковом кипении недогретых жидкостей в трубах // Теплоэнергетика. 1966. № 5. С. 63–68.

5. Трещёв Г. Г. Экспериментальное исследование механизма процесса поверхностного кипения // Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1959. С. 51–68.

6. Gunther F. C. Photographic Study of Surface – Boiling Heat Transfer to Water With Forced Convection // Transactions of ASME. Ser. C. J. of Heat Transfer. 1951. Vol. 73. Pp. 115–123.

7. Victor H. Del Valle M., Kenning D. B. R. Subcooled Flow Boiling at High Heat Flux // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1985. Vol. 28, No. 10. Pp. 1907–1920.

8. Зейгарник Ю. А., Платонов Д. Н., Ходаков К. А., Шехтер Ю. Л. Визуализация кипения недогретой воды // ТВТ. 2011. Т. 49, № 4. С. 584–588.

9. Зейгарник Ю. А., Ходаков К. А., Шехтер Ю. Л. Опытные данные по механизму кипения недогретой воды: скоростная съемка // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 3. С. 299–307.

УДК 536.24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ В ПУЧКЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБ ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ВОЗДУХОМ

В. И. Володин

Белорусский государственный технологический университет, г. Минск, Беларусь volvic@mail.ru

В реальных теплообменных аппаратах рабочие среды, как правило, по поверхности теплообмена распределены неравномерно, что приводит к снижению их тепловой эффективности. Однако экспериментальные исследования показали, что может наблюдаться увеличение теплоотдачи в пучке стержней нафталина при неравномерном обтекании потоком воздуха [1]. Промышленные испытания аппаратов воздушного охлаждения также показывают, что изменение локальных коэффициентов теплоотдачи при конденсации и со стороны воздуха, также может приводить к росту плотности теплового потока в одноходовых конденсаторах [2]. Однако при исследовании и проектировании теплообменников воздушного охлаждения данному вопросу должного внимания не уделяется [3].

До настоящего времени проблема пленочной конденсации в пучке вертикальных труб при неравномерном воздушном охлаждении остается мало изученной. В данной работе методом вычислительного эксперимента проводится комплексный анализ влияния неравномерного распределения скорости охлаждающего воздуха на тепловую и гидравлическую эффективность конденсатора. Конденсатор одноходовой. Схема течения рабочих сред – однократный перекрестный ток – показана на рис. 1.



Рис. 1. Схема расчетного блока конденсатора

Исследование проводится на основе разработанной локальной математической модели конденсации в системе параллельных каналов, реализованной в виде вычислительной программы. Стационарная математическая модель строится на следующих основных допущениях: течение со стороны воздуха расслоенное, в двухфазном потоке при пленочной конденсации сохраняется осевая симметрия. Исходными данными являются входные режимные параметры: температуры, давления и расходы (скорости) потоков и тип теплообмена поверхности с основными размерами. Процесс пленочной конденсации рассчитывается на основе одномерной методики, учитывающей ламинарный, ламинарноволновой и турбулентный режимы течения пленки конденсата и перегрев конденсируемого потока. Связь между каналами

осуществляется с одной стороны через нагрев охлаждающего воздуха при поперечном обтекании пучка ребристых труб, расположенных в шахматном порядке, а с другой перераспределением конденсируемого потока по взаимосвязанным каналам.

На входе может задаваться произвольный закон изменения скорости охлаждающего воздуха в виде одно- или двухмерной матрицы. Для исследования взяты достаточно плавные профили скорости, характерные для теплообменников с фронтальной и коллекторной подачей воздуха на трубный пучок конденсатора. Степень неравномерности распределения потока определяется по отклонению минимальной скорости воздуха от средней:

$$\Delta w = \left(1 - \frac{w_{\min}}{\overline{w}}\right) \cdot 100\%.$$

Влияние неравномерного охлаждения на тепловую эффективность конденсатора на каждом шаге интегрирования проявляется через граничные условия 3-го рода, так как коэффициент теплоотдачи со стороны воздуха непосредственно связан с локальной скоростью потока.

Тепловая эффективность конденсатора оценивается по отклонению плотности теплового потока q, полученной при средней скорости, от плотности теплового потока $q_{\rm H}$, полученной при неравномерном распределении скорости воздуха:

$$\varepsilon_q = \frac{q - q_{\scriptscriptstyle \rm H}}{q} \cdot 100 \%.$$

Гидравлическая эффективность аппарата оценивалась аналогично по отклонению перепада давления Δp , соответствующего средней скорости воздуха:

$$\varepsilon_{\Delta p} = \frac{\Delta p - \Delta p_{\rm H}}{q} \cdot 100\%.$$

Вычислительный эксперимент проводился в два этапа. Первый этап включал исследование влияния неравномерности раздачи потока воздуха в одном из направлений: по высоте труб *x*, или по длине фронта конденсатора *y* (рис. 1). Второй – исследование при одновременном изменении скорости воздуха как по длине, так и по фронту конденсатора.

Проведен вычислительный эксперимент на шестирядном трубном пучке, набранном из биметаллических ребристых труб с коэффициентом оребрения 14,6. Высота труб в пучке и длина фронта конденсатора равны 4 м. Внутри труб конденсируется равновесная перегретая смесь диоксида азота при давлении 1 МПа и температуре 387 К на входе в конденсатор. Температура и средняя скорость воздуха на входе в пучок равны 300 К и 4,5 м/с соответственно.

Результаты расчета показывают, что при неравномерности в направлении координаты *у* тепловая эффективность уменьшается независимо от характера распределения скорости охлаждающего воздуха. В данном случае максимальное снижение тепловой эффективности составляет 10% и соответствует $\Delta w_y = 75\%$ при параболическом распределении скорости с минимумом в начале или середине фронта трубного пучка. При этой же степени неравномерности и параболическом распределении скорости с максимумом в середине фронта $\varepsilon_{qy} = -2\%$. При синусоидальном и линейном распределении скорости ε_{qy} принимает промежуточные значения. С уменьшением степени неравномерности тепловая эффективности ность повышается.

В случае неравномерности по высоте труб конденсатора наблюдается как снижение, так и повышение тепловой эффективности. Здесь большую роль играет предыстория развития процесса конденсации по длине каналов. Анализ локальных данных показал, что повышение тепловой эффективности наблюдается, когда зона максимальных значений коэффициентов теплоотдачи при пленочной конденсации, совпадает с областью максимальных скоростей воздуха. Иначе тепловая эффективность снижается. В рассмотрен-ных случаях максимальное повышение тепловой эффективности не превышало 15%. Полученный результат требует опытной проверки.

Во всех рассмотренных случаях с увеличением Δw гидравлическая эффективность уменьшается и потери давления растут, что согласуется с результатами других исследований.

В общем случае, когда скорость воздуха распределена неравномерно по высоте труб *x* и по фронту *y*, выполняется закон аддитивности:

$$\Delta w = \Delta w_x + \Delta w_y$$

Проверка данного закона проводилась путем транспонирования матрицы скорости.

В пределах точности численного анализа показатели тепловой и гидравлической неравномерности также подчиняются закону аддитивности:

$$\varepsilon_q = \varepsilon_{qx} + \varepsilon_{qy}, \qquad \varepsilon_{\Delta p} = \varepsilon_{\Delta px} + \varepsilon_{\Delta py}.$$

Таким образом, разработана математическая модель, которая позволяет учитывать распределение охлаждающего потока воздуха по фронту трубного пучка конденсатора, и может быть использована при проектировании и для обработки экспериментальных данных. Получено, что в одноходовом конденсаторе с воздушным охлаждением при определенных условиях возможно увеличение интенсивности теплоотдачи при неравномерном распределении охлаждающего потока воздуха по высоте труб.

Литература

1. Спэрроу Рунц. Влияние вызванного загромождением неравномерного распределения потоков на теплообмен и падения давления в трубном пучке // Теплопередача. 1982. № 4. С. 104–114.

2. Крюков Н. П. Аппараты воздушного охлаждения. М.: Химия, 1983. – 168 с.

3. Бессонный А. Н., Дрейцер Г. А., Кунтыш В. Б. и др. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: Справочник / Под общ. ред. В. Б. Кунтыша, А. Н. Бессонного. СПб.: Недра, 1996. – 512 с.

УДК 536.24/423

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ ЭМУЛЬСИЙ С НИЗКОКИПЯЩЕЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ

Б. М. Гасанов¹, Н. В. Буланов²

¹Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия ²Уральский государственный университет путей сообщения, г. Екатеринбург, Россия

С использованием скоростной съемки проведены исследования процесса пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой состоят из низкокипящей дисперсной фазы и высококипящей дисперсионной среды. Режим конвективного теплообмена у таких эмульсий мало отличается от аналогичного режима дисперсионной среды. При пузырьковом кипении проявляется ряд особенностей: высокие перегревы капелек дисперсной фазы, широкие, по сравнению с чистыми жидкостями, интервалы пузырькового кипения, высокие значения коэффициента теплоотдачи от нагревателя к эмульсии.

Визуализация кипения эмульсий, с использованием обычной видеокамеры (30 кадров в секунду) представлена в работах [1, 2]. Использование обычной видеокамеры не дает полного понимания быстропротекающих процессов кипения, но, тем не менее, результаты таких исследований показали схожесть процессов пузырькового кипения с кипением чистых жидкостей при недогревах до температуры насыщения, когда на поверхности нагрева присутствуют «сидящие» крупные пузырьки пара и наблюдается схлопывание мелких пузырьков пара.

В работах [3, 4], на основе экспериментальных данных, предложена модель активационного (лавинообразного) кипения перегретых капелек дисперсной фазы в тепловом пограничном слое. Для проверки предложенной модели кипения проведена визуализация процесса пузырькового кипения эмульсий с использованием скоростной съемки.

Основные сложности визуализации кипения эмульсий связаны с их непрозрачностью. В качестве нагревателя в исследованиях использовалась платиновая проволока диаметром 0.10 мм и длиной 25 мм. Наблюдение за поверхностью проволоки велось с помощью цифрового стереомикроскопа Альтами СМ II с увеличением кратностью от 4 до 200. Скоростная камера марки Fas video-250 (до 5000 кадров в секунду) с помощью адаптера подключена к микроскопу. Изображения с поверхности проволоки камерой передавались на компьютер для дальнейшей обработки. Опыты проводились при комнатной температуре и при атмосферном давлении.

Эмульсии готовились механическим перемешиванием пропеллерной мешалкой. При таком перемешивания получали полидисперсную эмульсию, минимальный диаметр капелек дисперсной фазы 5–10 мкм, максимальный 100–120 мкм. Основная доля капелек дисперсной фазы имела диаметр в интервале 50–80 мкм.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные по теплообмену при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении воды l и эмульсии н-пентан/вода 2 с концентрацией 4,0 об.%. В опытах при кипении дистиллированной воды наблюдается эмиссия микропузырьков растворенного в воде газа, при плотностях теплового потока $q = 1,85 \text{ мBt/m}^2$ (рис. 2, a_6). При схлопывания мелких паровых пузырьков возникают струи микропузырьков, направленные под разными углами в объем жидкости, которые, не конденсируясь, медленно поднимаются к свободной поверхности воды. С ростом плотности теплового потока, что наблюдается при последующем перегреве поверхности нагрева, происходит дальнейшая активация новых центров кипения, количество мелких пузырьков пара увеличивается, и при их схлопывании также выделяются микропузырьки неконденсирующегося газа (рис. 2, b_6 и c_6).



Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T_w при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении на горизонтальной платиновой проволоке: I – вода, $T_o = 20.1$ °C, 2 – эмульсия н-пентан/вода, $T_o = 22.1$ °C, C == 4.0 об.%. Буквы обозначают изображения на рис. 2

Из-за близости коэффициентов преломления n при температуре 20 °C воды (n = 1.3330) и н-пентана (n = 1,3577) невозможно отследить вскипание отдельной капельки н-пентана на поверхности проволоки.

На кривой кипения эмульсии н-пентан/вода (рис. 1), можно выделить два участка пузырькового кипения. На одном участке, при температурах проволоки ниже температуры насыщенных паров воды T_s происходит кипение только капелек н-пентана. На другом участке, при температурах проволоки выше T_s воды, наблюдается совместное кипение капелек н-пентана и воды. При кипении капелек н-пентана, в зависимости от их диаметра, образуются паровые пузыри малых размеров, которые соединяются в крупные пузыри диаметрами 600-1400 мкм (рис. 2, a, и b₂). Механизм отвода тепла от нагреваемой поверхности такими пузырями следующий: в основании парового пузырька происходит испарение жидкости, а в вершине пузыря пар конденсируется. Такое испарение и конденсация может происходить достаточно продолжительное время. Крупные паровые пузыри могут сливаться и всплывать. Интенсивные процессы парообразования происходят при температурах нагреваемой проволоки выше температуры насыщенных паров воды T_s. На поверхности проволоки, кроме крупных паровых пузырьков, наблюдается кипение и Как уже отмечалось, из-за близости схлопывание мелких паровых пузырьков. коэффициентов преломления воды и н-пентана, невозможно определить происхождение схлопывающихся паровых пузырьков и паровых пузырьков малого размера, покидающих поверхность нагрева (рис. 2, с₂). При кипении эмульсии н-пентан/вода, также как и при кипении воды, наблюдается эмиссия микропузырьков неконденсирующегося газа (рис. 2, *c*₃).





 $T_w = 106.5$ °C, q = 1.85 mBt/m²





 $T_w = 117.4$ °C, q = 3.99 MBT/M²



 $T_w = 76.5 \text{ °C}, q = 0.59 \text{ MBT/M}^2$

 b_{9} $T_{w} = 87.2 \text{ °C}, q = 1.37 \text{ MBT/M}^{2}$



Рис. 2. Кадры кипения дистиллированной воды и эмульсии н-пентан/вода при разных плотностях теплового потока, $T_o = 20.1$ °C. Индекс *в* относится к воде, индекс э к эмульсии



Рис. 3. Отрыв паровых пузырьков от поверхности нагрева при взрывном кипении капельки н-пентана в тепловом пограничном слое. Стрелкой указана перегретая капелька н-пентана. $T_w = 232.0$ °C; q = 1.87 мBT/м²

В эмульсии н-пентан/вода не обнаружено кипение капелек н-пентана в тепловом пограничном слое. Взрывное кипение капелек н-пентана в воде невозможно, потому что для реализации такого механизма кипения необходим перегрев капелек н-пентана до температуры предельного перегрева T_{lim} . В эмульсии н-пентан/вода зарождение паровой фазы может происходить в тепловом пограничном слое на центрах кипения, находящихся в объеме эмульсии, плотность и активность которых существенно ниже, чем на нагреваемой поверхности. Центрами кипения в этом случае служат «загрязняющие» жидкость твердые микрочастицы, растворенный газ, прилипший к поверхности капельки дисперсной фазы

пузырек воздуха, образовавшийся при получении эмульсии и др. Результаты исследования показали, что при малых плотностях теплового потока (рис. 2, a_3 и b_3) кипение капелек нпентана происходит только на поверхности нагреваемой проволоки, а кипение в тепловом пограничном слое отсутствует. При больших плотностях теплового потока (рис. 2, c_3) при совместном кипении н-пентана и воды, вокруг нагреваемой проволоки образуется «облако» из микропузырьков неконденсирующегося газа, которое препятствует обнаружению кипения капелек н-пентана в тепловом пограничном слое.

В отличие от кипения эмульсии н-пентан/вода, при кипении эмульсии нпентан/глицерин основной вклад в плотность теплового потока вносят кипящие капельки нпентана. Визуализация процесса пузырькового кипения эмульсии н-пентан/глицерин показала, что механизм парообразования происходит по следующим сценариям: кипение отдельных капелек дисперсной фазы на поверхности проволоки с коалесценцией в крупные паровые пузыри; взрывное кипение капелек н-пентана при контакте с нагретой поверхностью проволоки выше температуры T_{lim} предельного перегрева н-пентана; взрывное кипение перегретых капелек н-пентана в тепловом пограничном слое и кипение капелек нпентана в тепловом пограничном слое по механизму гетерогенного зародышеобразования. Основной вклад в отвод тепла от нагреваемой поверхности вносит парообразование при первых трех сценариях, которые были учтены при построении модели пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой.

При взрывном кипении капельки н-пентана, за короткое время $\tau = 0.3$ мс образуется паровой пузырь, диаметр которого сопоставим с диаметрами крупных пузырей, образованных в результате коалесценции паровых пузырьков при кипении отдельных капелек дисперсной фазы. При таком кипении возникает импульс давления, величина которого зависит от объема и величины перегрева капельки дисперсной фазы [3, 4].

Действие взрывного кипения н-пентана в тепловом пограничном слое на паровые пузыри, находящиеся на поверхности нагрева, показано на рис. 3 (стрелкой указана капелька н-пентана диаметром 95 мкм, находящаяся на расстоянии 240 мкм от поверхности проволоки). Цифрами 1 и 2 отмечены крупные паровые пузыри, «сидящие» на поверхности нагрева. При взрывном кипении капельки н-пентана объем образующегося парового пузыря нарастает с такой скоростью, что паровой пузырь раздвигает эмульсию, которая накатываясь на крупные поверхность нагрева пузыри 1 и 2 деформирует их, и они покидают поверхность нагрева. Покидающие поверхность нагрева пузыри 1 и 2 увлекают за собой нагретый пристеночный слой эмульсии, место которой занимает новая порция эмульсии. Такой механизм кипения вносит дополнительный вклад в интенсивность теплоотдачи и расширяет температурный интервал пузырькового кипения эмульсии.

Одной из целей настоящей работы была проверка модели лавинообразной активации центров кипения [3, 4], которая заключается в следующем. При определенных условиях случайное кипение капельки дисперсной фазы в тепловом пограничном слое приводит к кипению одной или нескольких соседних, что, в свою очередь, активирует кипение следующих капелек. В результате возникает лавинообразный процесс кипения эмульсии. Результаты настоящей работы не подтверждают наличие такого механизма кипения эмульсий.

Литература

1. Roesle M. L., Kulacki F. A. An experimental study of boiling in dilute emulsions, part B // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55, Iss. 7-8. Pp. 2166–2172.

2. Гасанов Б. М., Буланов Н. В. Кипение эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой на поверхности проволочного нагревателя // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепломассообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 10–13 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 1, Ч. 2. С. 456–458.

3. Буланов Н. В., Гасанов Б. М. Муратов Г. Н. Критический объем и цепная активация центров кипения в эмульсиях с низкокипящей дисперсной фазой // ТВТ. 2009. Т. 47, № 6. С. 899–904.

4. Буланов Н. В., Гасанов Б. М. Зависимость начала цепной активации центров кипения от перегрева капелек дисперсной фазы эмульсии // ТВТ. 2011. Т. 49, № 2. С. 221–224.

УДК 532.529.5

ВЛИЯНИЕ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ И УГЛА НАКЛОНА НА ТЕПЛООБМЕН В ДВУХФАЗНОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ТЕЧЕНИИ В ПЛОСКОМ НАКЛОННОМ КАНАЛЕ

А. Е. Гореликова^{1,2}, В. В. Рандин^{1,2}, А. В. Чинак¹

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

Двухфазные газожидкостные течения получили широкое распространение в ряде областей, таких как энергетика, химическая и микробиологическая промышленность. Распространение использования газожидкостных потоков ставит задачу теоретического предсказания их поведения для увеличения надежности оборудования и предотвращения внештатных ситуаций. В то же время, сложность структуры газожидкостных потоков часто требует использования эмпирических данных для моделирования и теоретического описания, что делает экспериментальное изучение газожидкостных потоков актуальным.

Большая часть экспериментальных работ посвящена пузырьковым течениям в вертикальных трубах и каналах. Намного меньше внимания уделено горизонтальной геометрии и практически нет работ по наклонным трубам и каналам, несмотря на то, что в случае с пузырьковыми течениями ориентация канала может оказывать существенное влияние на газожидкостный поток.

В работе представлено экспериментальное изучение влияния газовых пузырей и угла наклона канала на теплообмен в двухфазном газожидкостном течении. Эксперименты проводились при следующих режимных параметрах: расход жидкости $Q_l = 8-34$ л/мин, расход газа $Q_g = 0,2-5$ л/мин, угол наклона канала $\theta = 30-60^\circ$. Режимные параметры подбирались таким образом, чтобы объемное расходное газосодержание потока не превышало 12–15% и режим течения оставался пузырьковым.

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости двухфазный циркуляционный контур. Рабочим участком служил канал из оргстекла с поперечным сечением 100х10 мм и длиной 1,7 м. Газ вводился в поток жидкости через генератор пузырей, состоящий из 41 капилляра с внутренним сечением 0,36 мм.

Для определения теплоотдачи от стенки к потоку жидкости использовался участок с нагреваемой стенкой (рис. 1). Нагревателем служила фольга из нержавеющей стали с известными размерами. Сопротивление фольги было измерено с помощью двойного моста Томпсона и составляло 0,0156 Ом. Плотность теплового потока определялась по току нагревателя из выражения

$$q = \frac{I^2 R}{S_{ch}}.$$



Рис. 1. Блок тепловых измерений. 1 – термосопротивления, 2 – фольга из нержавеющей стали. Размеры нагревателя: 273х73х0,2 мм. Размеры термосопротивлений: 2х2х1 мм

Коэффициент теплоотдачи вычислялся по формуле

$$\alpha = \frac{q}{T - T_l}.$$

Температура нагревателя определялась с помощью платиновых термосопротивлений, прикрепленных к обратной поверхности нагревателя. Согласно [1] градиент температуры между поверхностями нагревателя составляет менее 0,02°С. Температура рабочей жидкости поддерживалась системой термостатирования на уровне $T_l = 25$ °С.

Теплообмен измерялся на расстоянии 900 мм от места ввода газа в поток жидкости. В качестве рабочей жидкости в экспериментах по теплообмену использовался раствор ферри- (0.16%) и ферроцианида (0.21%) калия и углекислого натрия (2.55%) в дистиллированной воде.

Коэффициент теплопроводности 10%-го водного раствора углекислого натрия при температуре 20°С составляет 0,607 Вт/(м·град) [2] и составляет 101.34% от теплопроводности чистой воды. Это позволяет предположить, что добавки, присутствующие в рабочей жидкости, не вносят заметного вклада в ее теплофизические свойства.

Для получения фотографий пузырьков использовался теневой метод. Скорость съемки была 120 кадров/с при разрешении 720х1280 точек. Полученные кадры программно обрабатывались для получения значений площади каждого пузырька. Затем из площади вычислялся диаметр пузырей как эквивалентный диаметр:

$$D = \frac{4S}{P}.$$

Расстояние от места ввода газа до места съемки пузырей составляло 100, 470 или 900 мм.

В работе была использована оценочная величина – заполненность пузырькового слоя ф, которая является отношением площади снимка, занятого газовыми пузырями к общей площади снимка:

$$\phi = \frac{S_b}{S_{full}}.$$

Данная величина представляет особый интерес, так как демонстрирует схожее поведение с величиной относительного теплообмена на верхней стенке плоского наклонного канала при изменении объемного расходного газосодержания (рис. 2).

На рис. 3 представлены графики зависимости среднего диаметра газовых пузырей и заполненности пузырькового слоя на различных расстояниях от места ввода газа в поток жидкости. На расстоянии 100 мм диаметр газовых пузырей увеличивается линейно. В то же время, при увеличении расстояния от места ввода газа в поток жидкости увеличивается вклад коалесценции в диаметр газовых пузырей, что приводит к нелинейному росту диаметра.



Рис. 3. Зависимость характеристик потока от объемного расходного газосодержания β на различных расстояниях от места ввода газа в поток жидкости ($\theta = 45^{\circ}$, расход жидкости $Q_l = 34$ л/мин, расход газа $Q_g = 0.2-5$ л/мин); a – средний диаметр пузырей, δ – заполненность пузырькового слоя

Коалесценция так же оказывает влияние и на заполненность пузырькового слоя. На расстоянии 100 мм график не имеет перегибов, так как увеличение заполненности пузырькового слоя происходит за счет увеличения количества пузырей. На больших расстояниях процесс увеличения количества пузырей компенсируется коалесценцией, что приводит к перегибу функции.

Рассмотрены зависимости теплообмена от объемного расходного газосодержания для различных скоростей жидкости. Показано, что угол наклона канала оказывает меньшее влияние на теплообмен при увеличении скорости жидкости.

Получены значения диаметров газовых пузырей и заполненности пузырькового слоя при различных режимных параметрах течения. Эксперименты проводились на различных расстояниях от места ввода дисперсной фазы в поток. Это позволило сделать вывод о том, что на малых расстояниях от места ввода газа в поток жидкости, увеличение заполненности пузырькового слоя при возрастании объемного расходного газосодержания достигается в основном за счет увеличения количества пузырей. При увеличении расстояния от места ввода газа в поток, на заполненность пузырькового слоя начинает оказывать влияние процесс коалесценции пузырей.

Обозначения

 Q_l – расход жидкости, л/мин; Q_g – расход газа, л/мин; θ – угол наклона канала, град; q – плотность теплового потока, Вт/см²; I – ток нагревателя, А; R – сопротивление фольги, Ом; S_{ch} – площадь поверхности фольги, мм²; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(см².°С); T – температура нагревателя, град; T_l – температура жидкости, °С; D – диаметр газового пузыря, мм; S – площадь пузыря на снимке, мм²; P – периметр газового пузыря на снимке, мм; ϕ – заполненность пузырькового слоя; S_b – площадь пузырьков на снимке, мм²; S_{full} – площадь снимка, мм²; β – объемное расходное газосодержание.

Литература

1. Григорьев В. А., Зорин В. М. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник. М.: Энергоиздат, 1982.

2. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. – 720 с.

УДК 532.529.5:536.248.2

СРАВНЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДОВ ПРИ ОПИСАНИИ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ УГЛЕВОДОРОДНОГО СЫРЬЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

С. И. Дмитриев, П. С. Гринчук, Н. В. Павлюкевич

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

Предложенная математическая модель испарения облака капель углеводородного сырья (УВС) использовалась для исследования режимов получения технического углерода (техуглерода) из газовой смеси, пересыщенной парами углерода (печным способом), на экспериментальной установке в Институте тепло- и массообмена в Минске.

Математическая модель тепло- и массопереноса при испарении капель УВС в высокотемпературном газовом потоке при гидродинамическом режиме испарения капель состоит из уравнения для изменения диаметра капли d_f , плотности паров УВС ρ_v , движения капли v_{fZ} и ее температуры T_f ; распределение температуры дымовых газов в коаксиальном направлении канала реактора (ось Z) считалось известным из экспериментов:

$$\frac{1}{2}\rho_{f}v_{fZ}\frac{dd_{f}}{dZ} = -\frac{\mathrm{Sh}D}{d_{f}}(\rho_{ev} - \rho_{v})\frac{1}{1 - \rho_{v}/\rho_{g}} \equiv -j, \qquad (1)$$

$$u\frac{d\rho_{\nu}}{dZ} = \pi d_f^2 n_f \frac{\mathrm{Sh}D}{d_f} (\rho_{e\nu} - \rho_{\nu}) \frac{1}{1 - \rho_{\nu}/\rho_g} \equiv \pi d_f^2 n_f j, \qquad (2)$$

$$\frac{dv_{fZ}}{dZ} = \frac{3}{4} C \left(\text{Re}_f \right) \frac{\rho_g \left(v_{fZ} - u \right)^2}{\rho_f v_{fZ} d_f}, \qquad C \left(\text{Re} \right) = \frac{24}{\text{Re}_f} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_f^{\frac{2}{3}} \right), \tag{3}$$

$$c_{pf}\rho_{f}v_{fZ}\frac{dT_{f}}{dZ} = \frac{6}{d_{f}}\left[\alpha\left(T - T_{f}\right) - \left(Q_{\nu} + Q_{1}\right)\frac{\mathrm{Sh}D}{d_{f}}\left(\rho_{e\nu} - \rho_{\nu}\right)\frac{1}{1 - \rho_{\nu}/\rho_{g}}\right],\tag{4}$$

$$T(Z) = 1700 - 100Z.$$
 (5)

Граничные условия: $d_f \Big|_{Z=0} = d_{f0}$, $\rho_v \Big|_{Z=0} = \rho_v \Big|_{300\text{K}}$, $v_{fZ} \Big|_{Z=0} = 0,1 \text{ м/c}$, $T_f \Big|_{Z=0} = 300 \text{ K}$. В уравнениях (1), (2), (4) для гидродинамического режима массопереноса используется выражение для коэффициента массообмена $\alpha_m = \text{Sh}D/d_f$, причем критерий Шервуда Sh зависит от Re: Sh = 2 + 0,6 \cdot Re^{1/2} Sc^{1/3}. Аналогичное соотношение для α_m и уравнения (1), (2) используются в работах [1, 2] при расчете испарительного охлаждения капель воды в градирне. Введение дополнительного множителя $(1 - \rho_v / \rho_g)^{-1}$ в правые части уравнений (1), (2), (4) отражает учет стефановского потока пара [3] при испарении капель, т.е. плотность массового потока паров УВС равна

$$j = \frac{\text{Sh}D}{d_f} (\rho_{ev} - \rho_v) \frac{1}{1 - \rho_v / \rho_g}.$$
 (6)

В правой части балансового уравнения (4) для температуры капли первый член описывает конвективный теплообмен, а второй – охлаждение капли за счет фазового перехода и теплоты разложения углеводородного сырья [4]. При этом следует отметить, что, хотя разложение испарившихся молекул капель на H_2 и С происходит в газовом потоке, эти затраты тепла включаем в уравнение для T_{f_3} так как теплообмен в потоке газа не рассматривается (распределение температуры дымовых газов в канале принимается линейно убывающим (5)).

В уравнениях (1)-(4)

$$\rho_g = \rho_B + \rho_v, \quad Sc = \frac{\upsilon}{D}, \quad D = 5,46 \cdot 10^{-6} \frac{T}{300^{\circ} \text{K}}, \quad \alpha = \frac{\lambda}{d_f} \text{Nu},$$
$$Nu = \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \left(2 + 0,6 \cdot \text{Re}_f^{1/2} \text{Pr}^{1/3}\right), \quad \text{Re}_f = \frac{d_f \sqrt{(v_{fZ} - u)^2}}{v}, \quad B_T = \frac{c_{pv} \left(T - T_f\right)}{Q_v}$$

– число Сполдинга [5] для теплопереноса, учитывающее влияние на α_m вдува более холодного пара (при $B_T < 1$ число Nu уменьшается). Давление насыщенных паров УВС P_{ev} , а также C_{pf} , C_{pv} рассчитывались по эмпирическим формулам [5].

Число капель в единице объема n_f определяется по формуле

$$n_f = \frac{G_f}{\rho_f \frac{\pi d_{f0}^3}{6} \pi r_0^2 v_{jZ0}},$$
(7)

где $G_f = 1, 1 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $r_0 = 0,04$ м, $\rho_f = 860$ кг/м³.

Если процесс массопереноса контролируется диффузией и кинетикой испарения, то необходимо использовать выражение для *j* в случае неравновесного испарения, т. е. условие типа Герца – Кнудсена [6]. Тогда

$$j = \frac{2\beta}{2-\beta} \left(\frac{P_{ev}(T_f) - P_v}{\sqrt{2\pi \frac{R}{M_v} T_f}} \right),$$
(8)

где β – коэффициент испарения. Назовем этот процесс массопереноса кинетическим.

Обсуждение результатов расчета. Расчет тепло- и массопереноса при испарении облака капель УВС проводился по системе уравнений (1)–(5) как по гидродинамической, так и по кинетической моделям (плотность потока пара *j* определялась по формулам (6) и (8) соответственно).

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов изменения d_f , ρ_v , v_{fZ} и T_f по длине канала реактора L = 3 м (что соответствует длине канала экспериментальной установки) при начальных диаметрах капли $d_{f0} = 50$ и 100 мкм и скорости потока u = 16 м/с. Использовались следующие значения величин $Q_v = 254 \cdot 10^3$ Дж/кг, $Q_1 = 842 \cdot 10^3$ Дж/кг, $M_v(C_{14}H_{27}) = 195$ кг/кмоль, $\rho_B = 0.25$ кг/м³, $v = 2 \cdot 10^{-4}$ м²/с. Видно, что капли УВС испаряются достаточно быстро и не лимитируют технологический процесс получения техуглерода.



Рис. 1. Результаты расчетов при $v_{jZ0} = 0,1$ м/с: a – температура капли T_{f_5} δ – плотность пара ρ_{ν} , e – скорость v_{jZ} , e – диаметр капли d_{f_5} 1, 1' – $d_{f0} = 50$ мкм, $n_f = 3,8 \cdot 10^{10}$; 2, 2' – $d_{f0} = 100$ мкм, $n_f = 0,48 \cdot 10^{10}$; 1, 2 – гидродинамический режим, 1', 2' – кинетический режим



Рис. 2. Результаты расчетов при $v_{fZ0} = 1$ м/с: a – температура капли T_{f_5} δ – плотность пара ρ_{ν} , e – скорость v_{fZ} , e – диаметр капли d_{f_5} 1, 1' – $d_{f0} = 50$ мкм, $n_f = 3,8 \cdot 10^{10}$; 2, 2' – $d_{f0} = 100$ мкм, $n_f = 0,48 \cdot 10^{10}$; 1, 2 – гидродинамический режим, 1', 2' – кинетический режим

Из рис. 1 видно, что в двухфазном потоке газа (T \leq 1700 K) и капель УВС температура капель T_f не превышает 480 K (для $d_{f0} = 50$ мкм, 100 мкм) и слабо зависит от диаметра капли. При этом плотность числа капель n_f определяется по формуле (7) и должна удовлетворять режиму течения одиночных частиц $\left(\frac{1}{6}\pi d_{f0}^3 n_f <<1\right)$. Использование величины коэффициента испарения $\beta = 0,5$ в формуле (8) приводит к незначительному увеличению температуры капли T_f по сравнению со случаем $\beta = 1$.

В гидродинамической модели испарения температура капель T_f в начальный период возрастает быстрее и превышает значения T_f в случае кинетической модели (примерно на 10–30 К). В конце периода испарения капель значения T_f практически совпадают в обеих моделях испарения. При этом в гидродинамической модели время испарения капли несколько большее, чем в кинетической модели.

В работе [7] также исследуется испарение капли дизельного топлива в гидродинамическом и кинетическом режимах. Отмечается, что кинетические эффекты по испарению капли дизельного топлива всегда заметны, несмотря на то, что испарение происходило при больших давлениях. Кинетические модели предсказывают более длительное время испарения и более высокую температуру капли по сравнению с гидродинамической моделью для капель достаточно малых размеров ($d_{f0} = 20$ мкм). Однако это относится к случаю испарения одной капли и отсутствия течения газа. В работе [7] в кинетической модели ρ_v за кнудсеновским слоем определялась из приравнивания выражений для потоков пара по кинетической и чисто диффузионной моделям. У нас же плотность пара ρ_v определяется испарением облака капель и изменяется при течении двухфазного потока в канале согласно уравнению (2).

Рассмотрим случай с меньшей концентрацией капель n_f , например, $n_f = 0,48 \cdot 10^{10} \text{ 1/m}^3$ для капель с $d_{f0} = 100$ мкм и $n_f = 3,8 \cdot 10^{10} \text{ 1/m}^3$ для капель с $d_{f0} = 50$ мкм. Это соответствует $v_{fZ0} = 1$ м/с в формуле (7). В этом случае абсолютное значение ρ_v мало. Тогда в гидродинамической модели T_f в начальный период резко возрастает и очень быстро достигает почти постоянного значения (примерно 420 К, рис. 2). Это связано с тем, что даже в гидродинамическом режиме в этом случае из-за большой разности $\Delta \rho_v = \rho_{ev}(T_f) - \rho_v$ испарение капли достаточно интенсивное, и ее охлаждение за счет испарения почти сравнивается с нагревом. В кинетической модели испарение с самого начала более интенсивное, поэтому температура капли заметно меньшая, чем в гидродинамической модели практически на всем интервале по оси Z (рис. 2).

Выводы

1. В высокотемпературном потоке двухфазной смеси газа ($T \le 1700$ K) и капель УВС с диаметром $d_{f0} = 50-100$ мкм температура капель T_f не превышает 480 K, а время испарения капли в гидродинамической модели несколько больше, чем в кинетической. При этом плотность числа капель n_f определяется по формуле (7) и должна удовлетворять режиму течения одиночных частиц $\frac{1}{6}\pi d_{f0}^3 n_f \ll 1$.

2. Капли УВС испаряются достаточно быстро и не лимитируют технологический процесс получения техуглерода.

3. При концентрациях капель $n_f = 0,48 \cdot 10^{10} \, 1/\text{м}^3$ для капель с $d_{f0} = 100$ мкм и $n_f = 3,8 \cdot 10^{10} \, 1/\text{m}^3$ для капель с $d_{f0} = 50$ мкм в гидродинамической модели испарения температура капель в начальный период возрастает быстрее и превышает значения T_f в случае кинетической модели. В конце периода испарения капель значения T_f практически совпадают в обеих моделях испарения. При концентрациях капель на порядок меньших (когда плотность пара ρ_v мала) значения T_f уменьшаются, при этом в кинетической модели.

Авторы выражают благодарность С. П. Фисенко за внимание к работе и полезные замечания.

Обозначения

Капля VBC: d_f – диаметр, м; T_f – температура, К; n_f – концентрация, 1/м³; v_{fZ} – скорость, м/с; ρ_f – плотность, кг/м³; G_f – расход VBC, кг/с; c_{pf} – теплоемкость, Дж/кг; Q_v – теплота испарения, Дж/кг. Пары VBC: c_{pv} – теплоемкость, Дж/кг; p_{ev} – давление, Па; ρ_v – плотность, кг/м³; ρ_{ev} – плотность насыщенных паров, кг/моль; M_v – молекулярный вес, кг/моль; Q_1 – теплота распада молекул пара, Дж/кг. Дымовые газы в реакторе: λ – теплопроводность, Вт/(м·К); v – кинематический коэффициент вязкости, м²/с; u – скорость потока, м/с; T – температура, К; α_m – коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К); D – коэффициент диффузии, м²/с. Sh – критерий Шервуда; B_T – число Сполдинга для теплопереноса; Nu – число Нуссельта; Pr – критерий Прандтля; Re – критерий Рейнольдса; Sc – критерий Шмидта; r_0 – радиус канала реактора, м; Z– осевая координата реактора, м.

Литература

1. Бринь А. А., Петручик А. И., Фисенко С. П. Математическое моделирование испарительного охлаждения воды в вентиляторной градирие // ИФЖ. 2002. Т. 75, № 6. С. 68–73.

2. Fisenko S. P., Brin A. A., Petruchik A. I. Evaporative cooling of water in a mechanical draft cooling tower // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. Pp. 165–177.

3. Лыков А. В. Теория сушки. Учебное пособие. М.: Энергия, 1968. – 472 с.

4. Кельцев В. В., Теснер П. А. Сажа: свойства, производство и применение. М.-Л.: Гостоптехиздат, 1952.

5. Sazhin S. S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation // Progress in energy and combustion science. 2006. Vol. 32. Pp. 162–214.

6. Крюков А. П., Левашов В. Ю., Павлюкевич Н. В. Коэффициент конденсации: определения, современные экспериментальные и расчетные данные, оценка величины // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 1. С. 229–237.

7. Krykov A. P., Levashov V. Yu., Sazhin S. S. Evaporation of diesel fuel droplets: kinetics versus hydrodynamic models // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. Pp. 2541–2549.

УДК 536.248.2

СВЯЗЬ ТЕПЛОВЫХ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РОСТА ПУЗЫРЬКА ПАРА ПРИ КИПЕНИИ

Б. М. Дорофеев, В. И. Волкова

ФГАОУ ВПО «Северо-Кавказский федеральный университет», г. Ставрополь, Россия bm.dorofeev@yandex.ru; stav.volkova@yandex.ru

В работе [1] установлено, что зависимость радиуса R сферического пузырька пара от времени t

$$\frac{R}{R_*} = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) \tag{1}$$

 $(R_* \ u \ \tau_* - постоянные)$ при насыщенном кипении с высокой степенью точности (не хуже ±1.0%) аппроксимирует результаты экспериментов. В [2] она выведена на основе уравнения нестационарной теплопроводности. В [3, 4] показано, что при росте пузырька пара за счёт избыточной энтальпии окружающего его слоя перегретой жидкости справедлива зависимость (1). В [5] установлено, что эта зависимость лучше всего описывает рост пузырька пара и при поверхностном кипении недогретой жидкости. В [6] представлен её вывод тремя способами. В настоящем докладе зависимость (1) является основной при представлении связи между тепловыми характеристиками роста пузырька пара при кипении (плотности теплового потока, перегрева и коэффициента теплоотдачи) и гидродинамическими характеристиками этого процесса (радиусом пузырька, скоростью и ускорением при его росте).

В соответствии с (1) скорость роста пузырька

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = \frac{R_*}{\tau_*} \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)$$
(2)

и ускорение при его росте

$$\ddot{R} = \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{R_*}{\tau_*^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right).$$
(3)

Из равенств (1)–(3) с использованием отношений соответствующих величин к их максимальным значениям – радиуса пузырька R, скорости \dot{R} и ускорения \ddot{R} при его росте – получаем соотношения:

 $\exp\!\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) = 1 - \boldsymbol{R}, \qquad (4)$

$$\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) = \dot{\boldsymbol{R}},\tag{5}$$

$$\exp\!\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) = -\ddot{\boldsymbol{R}} \,. \tag{6}$$

При росте пузырька уравнение теплового баланса жидкости и пара имеет вид

 $qSdt = \rho''LdV,$

где q – плотность теплового потока, S – площадь межфазной поверхности пузырька, V – его объём, ρ'' – плотность пара и L – удельная теплота парообразования. При сферической форме пузырька это соотношение имеет вид

$$qdt = \rho'' L dR$$

и с учётом (2) переписывается так:

$$q = \frac{\rho'' L R_*}{\tau_*} \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) = q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right).$$

При этом относительная плотность теплового потока

$$\boldsymbol{q} = \frac{\boldsymbol{q}}{\boldsymbol{q}_0} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right). \tag{7}$$

Из формул (7), (4)–(6) получаем зависимости относительной плотности теплового потока от относительных радиуса пузырька, скорости и ускорения при его росте (первая строка табл. 1 и рис. 1).

Таблица 1

q = 1 - R	$q = \dot{R}$	$q = -\ddot{R}$
$\boldsymbol{\theta} = 1 - \boldsymbol{R}^3$	$\boldsymbol{\theta} = 1 - (1 - \dot{\boldsymbol{R}})^3$	$\boldsymbol{\theta} = 1 - (1 + \ddot{\boldsymbol{R}})^3$
$\boldsymbol{\alpha} = \frac{1 - \boldsymbol{R}}{1 - \boldsymbol{R}^3}$	$\boldsymbol{\alpha} = \frac{\dot{\boldsymbol{R}}}{1 - (1 - \dot{\boldsymbol{R}})^3}$	$\boldsymbol{\alpha} = \frac{\ddot{\boldsymbol{R}}}{1 - (1 + \ddot{\boldsymbol{R}})^3}$

Формулы связи тепловых и гидродинамических характеристик



Рис. 1. Зависимости относительной плотности теплового потока от относительных радиуса пузырька (*a*), скорости (*б*) и ускорения (*в*) при его росте

При росте пузырька пара за счёт избыточной энтальпии окружающего его слоя перегретой жидкости в любой момент времени справедливо равенство

$$m'c'\theta_0 = m'c'\theta + \frac{4}{3}\pi\rho''LR_*^3 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)\right]^3$$

(θ – перегрев жидкости в пристенном слое). При этом с учётом начального и конечного условий уравнение теплового баланса жидкости и пара имеет вид

$$m'c'\theta_0=\frac{4}{3}\pi\rho''LR_*^3.$$

В результате деления первого из этих двух равенств на второе, получаем формулу относительного перегрева

$$\boldsymbol{\theta} = \frac{\boldsymbol{\theta}}{\boldsymbol{\theta}_0} = 1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) \right]^3.$$
(8)

Из формул (8), (4)–(6) находим зависимости относительного перегрева от относительных радиуса пузырька, скорости и ускорения при его росте (средняя строка табл. 1 и рис. 2).

В соответствии с определением коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q}{\theta} = \frac{q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)}{\theta_0 \left\{1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)\right]^3\right\}}$$

его относительная величина

$$\boldsymbol{\alpha} = \frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)}{1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)\right]^3}.$$
(9)

Из формул (9), (4)–(6) получаем зависимости относительного коэффициента теплоотдачи от относительных радиуса пузырька, скорости и ускорения при его росте (последняя строка табл. 1 и рис. 3). Обратим внимание на то, что связь параметров теплообмена с акустическими характеристиками роста пузырька пара при кипении представлена в [7].



Рис. 2. Зависимости относительного перегрева от относительных радиуса пузырька (*a*), скорости (б) и ускорения (*в*) при его росте



Рис. 3. Зависимости относительного коэффициента теплоотдачи от относительных радиуса пузырька (*a*), скорости (*б*) и ускорения (*в*) при его росте

Заметим, что из (4)–(6) следуют формулы связи гидродинамических (верхняя строка табл. 2), а из (7)–(9) – тепловых (нижняя строка табл. 2) характеристик.

Таблица 2

Связь между гидродинамическими и между тепловыми характеристиками

$\dot{\boldsymbol{R}} = 1 - \boldsymbol{R}$	$\ddot{\boldsymbol{R}} = \boldsymbol{R} - 1$	$\dot{R} = -\ddot{R}$		
$q = 1 - (1 - \theta)^{\frac{1}{3}}$	$\boldsymbol{q} = \frac{1}{2} \left[3 - \left(\frac{4}{\boldsymbol{\alpha}} - 3\right)^{\frac{1}{2}} \right]$	$\boldsymbol{\theta} = 1 - \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[3 - \left(\frac{4}{\boldsymbol{\alpha}} - 3 \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{3}$		

Литература

1. Дорофеев Б. М., Поддубная Н. А. Временная и частотные характеристики звукового импульса, генерируемого пузырьком пара при насыщенном кипении // ТВТ. 1996. Т. 34, № 6. С. 914–918.

2. Дорофеев Б. М., Поддубная Н. А. Решение некоторых задач определения скорости роста пузырька пара при насыщенном кипении // Вест. СГУ. 1997. № 11. С. 112–118.

3. Дорофеев Б. М., Волкова В. И. Акустика кипения. Изд. 2-ое, доп. и перераб. Ставрополь: Став. гос. ун-т, 2007. – 352 с.

4. Дорофеев Б. М., Волкова В. И. Динамика роста пузырьков пара при кипении за счет избыточной энтальпии окружающей их перегретой жидкости // ТВТ. 2008. Т. 46, № 6. С. 931–936.

5. Дорофеев Б. М., Волкова В. И. Динамика изменения объёма пузырьков пара и генерируемые ими звуковые импульсы при поверхностном кипении недогретой жидкости // XXV сессия РАО. 2012. Т. І. С. 82–85.

6. Dorofeev B. M., Volkova V. I. Dynamics of vapor bubbles growth at boiling resulting from enthalpy excess of the surrounding superheated liquid and sound pulses generated by bubbles // Heat and Mass Transfer. DOI 10.1007/s00231-015-1698-9.

7. Dorofeev B. M., Poddubnaya N. A. Boiling acoustics and heat transfer // Heat Transfer Research. 2002. Vol. 33, No. 3-4. Pp. 176–180.

УДК 536.248.2

ТЕПЛООБМЕН И РАЗВИТИЕ КРИЗИСНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ КИПЕНИИ И ИСПАРЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ТОНКОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ

В. И. Жуков¹, А. Н. Павленко²

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

Испарение и кипение тонких пленок жидкости используется в тепломассообменных аппаратах, в устройствах охлаждения электронной техники, системах распылительного охлаждения, кондиционирования и др. Это определяется их способностью отводить значительные тепловые потоки при малом термическом сопротивлении. При достижении предельных тепловых нагрузок развиваются кризисные явления, такие как разрывы пленки и появление "сухих пятен" на поверхности нагрева, которые ограничивают по режимным параметрам применение тонких пленок. В [1] жидкость подавалась на охлаждаемую горизонтальную поверхность сверху из сопла в виде свободно падающей круглой струи и растекалась по поверхности. С уменьшением толщины пленки наблюдалось снижение критического теплового потока. В наиболее тонких пленках плотность критического теплового потока была примерно на 13% выше, чем расчетные значения по формуле С. С. Кутателадзе [2] для кипения жидкости в большом объеме. В пленках большей толщины плотность теплового потока была выше и не зависела от ее толщины. В более ранних работах [3, 4] исследовались теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении и кипении в пленках жидкого азота, стекающих по вертикальным равномерно обогреваемым поверхностям. Обнаружен ранее не исследованный режим развития кризиса осушения теплоотдающей поверхности, характеризующийся вытеснением пузырькового кипения с обогреваемой поверхности вверх по потоку и развивающийся в определенных диапазонах режимных параметров течения и длины обогреваемой поверхности. При достижении критической плотности теплового потока в нижней части течения в результате слияния локальных "сухих пятен" формируется температурное возмущение, распространяющееся в дальнейшем на всю поверхность теплоотдачи и приводящее к ее осушению. При этом критический тепловой поток перестает описываться известными расчетными зависимостями и характеризуется существенно меньшими, относительно расчетных, значениями. В [5, 6] исследовался процесс интенсивного испарения вакуумного масла в горизонтальном тонком слое при низких давлениях. При интенсивном испарении наблюдалась деформация межфазной поверхности. В слое образовывались под действием реактивной силы фазового перехода структуры в форме "воронок" и "кратеров". Предложена приближенная модель наблюдавшегося явления, в которой показано, что расчетные значения для плотности теплового потока, соответствующие образованию "кратера" на месте массива "воронок" в тонком слое жидкости, практически совпадают с величиной плотности критического теплового потока по зависимости С. С. Кутателадзе [2] и с экспериментальными данными. Из приведенных в [5, 6] данных следует, что кризис осушения поверхности наступает при более высоком критическом тепловом потоке, чем его расчетные значения для кипения жидкости в большом объеме. В то же время при кипении жидкости в движущихся вертикальных и горизонтальных тонких пленках наблюдается тенденция к уменьшению критического теплового потока с уменьшением толщины пленки жидкости [1, 3, 4]. В данной работе представлены экспериментальные данные по исследованию теплообмена и критических тепловых потоков при интенсивном кипении и испарении горизонтальных слоев вакуумного масла ВМ–1С и н-додекана.

Исследования проводились на экспериментальной установке, подробное описание которой приведено в [6]. Рабочая камера, где проводились эксперименты, конструктивно выполнена в виде термосифона. Она представляет собой цилиндрический сосуд с внутренним диаметром 120 мм, высотой 300 мм и толщиной стенок 1 мм из стали 12Х18Н10Т. На наружной поверхности верхней части расположен змеевик охлаждения. Для визуальных наблюдений сверху и сбоку на рабочей камере имелись смотровые окна. В ходе экспериментов реализовывался ряд стационарных режимов теплообмена, при которых регистрировались температуры по толщине поверхности нагрева, давление над слоем жидкости в объеме и одновременно проводилась видеосъемка процесса видеокамерой с частотой кадров 240 кадр/с.

По результатам визуальных наблюдений было получено, что в тонких слоях жидкости образуются структуры четырех основных типов – "воронки", "кратеры", "сухие пятна" и полусферические пузыри (рис. 1). В слоях меньше капиллярной постоянной образовывались при низких давлениях "сухие пятна", при повышении давления начинали образовываться полусферические пузыри. В слоях выше капиллярной постоянной при низком давлении образовывались "воронки" и "кратеры". "Кратеры" образовывались на месте массива "воронок". При высоком давлении возникало пузырьковое кипение. В докладе приводятся карты режимов кипения, на которых указываются режимные параметры, при которых образовывались характерные типы структур.



Рис. 1. Структуры, образующиеся в процессах кипения и испарения тонкого горизонтального слоя жидкости, а) "воронки", б) "кратер" в слое масла ВМ-1С, высотой h = 4.4 мм ($h/l_{\sigma} = 2.4$), давление над слоем $P_s = 67$ Па, q = 9100 Вт/м², ($T_w - T_s$) = 60 K; I – "воронки"; масштаб 1 см; в) "сухое пятно" в слое масла ВМ-1С, высотой h = 1.2 мм ($h/l_{\sigma} = 0.7$), давление над слоем $P_s = 67$ Па, q = 6400 Вт/м², ($T_w - T_s$) = 58.8 K, масштаб 1 см; г) пузыри в слое н-додекана, высотой h = 1.4 мм ($h/l_{\sigma} = 0.82$), давление над слоем $P_s = 24000$ Па, q = 40000 Вт/м², ($T_w - T_s$) = 60.7 K

Для измерения температуры поверхности нагрева использовались медьконстантановые термопары в нержавеющих капиллярах, которые вставлялись в пять отверстий, просверленных в днище на различной высоте. Давление в рабочей камере измерялось деформационно-ионизационным датчиком вакуума и поддерживалось постоянным регулировкой с помощью натекателя и вентиля. Критический тепловой поток фиксировался по моменту резкого роста температуры поверхности нагрева при постоянном тепловом потоке. В экспериментах получали кривые кипения при постоянном значении давления над слоем. Из экспериментальных данных по теплообмену для вакуумного масла (рис. 2) видно, что с увеличением высоты слоя жидкости наклон зависимости плотности теплового потока от температурного напора существенно меняется. В слоях с толщиной больше капиллярной постоянной температурный напор слабо зависит от теплового потока. Аналогичные результаты были получены при исследовании слоев н-додекана.



Рис 2. Плотность теплового потока в зависимости от температурного напора при различных значениях высоты слоя жидкости

На рис. 3 приведены экспериментальные данные по критическим тепловым потокам для кипения и испарения слоев н-додекана. На этом же рисунке приведено сравнение экспериментальных данных с расчетными зависимостями.



Рис 3. Плотность критических тепловых потоков в зависимости от приведенного давления для слоев н-додекана. Расчетные зависимости: 1 – [2], 2 – [8, 9], 3 – [10]. Экспериментальные данные: 4, 5, 6 – слой н-додекана высотой 1.7 мм ($h/l_{\sigma} = 1$), 1.4 мм ($h/l_{\sigma} = 0.82$), 0.7 мм ($h/l_{\sigma} = 0.41$), соответственно

При исследовании критических тепловых потоков было получено, что величина их существенно зависит от высоты слоя жидкости, давления и гидродинамического режима теплообмена. Из полученных экспериментальных данных следует, что критические тепловые

потоки при низких приведенных давлениях $P/P_{cr} < 10^{-2}$ существенно зависят от высоты слоя жидкости. При этих давлениях в слое наблюдаются структуры в форме "воронок", "кратеров" и "сухих пятен". При приведенных давлениях $P/P_{cr} > 10^{-2}$, в слое возникает пузырьковое кипение жидкости, величина критических тепловых потоков резко возрастает и для слоев высотой порядка капиллярной постоянной становятся справедливыми известные расчетные зависимости С. С. Кутателадзе [2] и В. В. Ягова [7, 8]. Предельные величины критических тепловых потоков при низких значениях приведенного давления ограничены сверху зависимостью Л. Д. Ландау [9], полученной при анализе устойчивости режима горения жидкости в примыкающем к ее поверхности слое насыщенного пара.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 14-49-00010: блок исследований по изучению динамики развития переходных процессов и кризисных явлений в интенсивно испаряющейся пленке жидкости) и при поддержке гранта РФФИ (проект № 14-08-00691-а: блок исследований по теплообмену и критическому тепловому потоку).

Обозначения

h – высота слоя жидкости, м; l_{σ} – капиллярная постоянная, м; P – давление, Па; P_{cr} – критическое давление для жидкости, Па; q – плотность теплового потока, Вт/м²; T_w , T_s – температура поверхности нагрева и температура насыщения, соответственно, К.

Литература

1. Mahmoudi S. R., Adamaik K., Castle G. S. P. Two-Phase Cooling Characteristics of a Saturated Free Falling Circular Jet of HFE7100 on Heated Disk: Effect of Jet Length // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. Vol. 55. Pp. 6181–6190.

2. Кутателадзе С. С. Гидромеханическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // ЖТФ. 1950. Т. 20, № 11. С. 1389–1392.

3. Pavlenko A. N., Lel V. V. Heat Transfer and Crisis Phenomena in Falling Films of Cryogenic Liquid // Russ. J. Eng. Therm. 1997. Vol. 7, No. 3–4. Pp. 177–210.

4. Pavlenko A. N., Lel V. V., Serov A. F., Nazarov A. D., and Matsekh A. D. The Growth of Wave Amplitude and Heat Transfer in Falling Intensively Evaporating Liquid Films // J. Eng. Therm., 2002. Vol. 11, No. 1. Pp. 7–43.

5. Zhukov V. I., Pavlenko A. N. Critical Phenomena at Evaporation of a Thin Liquid Layer under the Reduced Pressures // Proc. 8th Int. Forum Strategic Technology 2013, IFOST–2013. Ulaanbaatar, Mongolia: Mongolian University of Science and Technology. 2013. Vol. 1. Pp. 274–278.

6. Zhukov V. I., Pavlenko A. N. Critical phenomena at evaporation in a thin liquid layer at reduced pressures // J. of Engineering Thermophysics. 2013. Vol. 22, iss. 4. Pp. 257–287.

7. Ягов В. В. Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // Теплоэнергетика. 1988. № 6. С. 53–59.

8. Yagov V. V. Is a crisis in pool boiling actually a hydrodynamic phenomenon? // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 73. Pp. 265–273.

9. Ландау Л. Д. К теории медленного горения // ЖЭТФ. 1944. Т. 14. С. 240-245.

УДК 536.248.2

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ФРЕОНА 113 НА СФЕРАХ С ПОКРЫТИЕМ, ПОЛУЧЕННЫМ ПО МЕТОДУ МИКРОДУГОВОГО ОКСИДИРОВАНИЯ

В. М. Жуков¹, Ю. А. Кузма-Кичта², А. В. Лавриков³, К. И. Белов¹, В. А. Леньков¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия ²Московский энергетический институт (технический университет), г. Москва, Россия ³Сколковский институт науки и технологий, Московская область, Россия

Среди разных методов нанесения капиллярно-пористых покрытий [1], таких как газопламенное напыление, нанесение металлических порошков методом спекания или нанесение покрытий путем осаждения на поверхность теплообмена наночастиц из наножидкости, метод микродугового оксидирования (МДО) занимает особое место. Этот метод поверхностной обработки и упрочнения вентильных металлов и их сплавов позволяет керамические покрытия, обладающие формировать высокой износостойкостью. коррозионной стойкостью, теплостойкостью. Не удивительно, что эти покрытия широко используются в различных отраслях техники [2]. Наряду с уникальными физикомеханическими свойствами, покрытия с капиллярно-пористой структурой обладают благоприятными теплофизическими свойствами (теплоемкость, плотность, теплопроводность), позволяющими расширить сферу применения МДО покрытий в смежные и другие отрасли современной техники. Одной из актуальных и перспективных областей применения МДО покрытий может рассматриваться их использование для интенсификации теплообмена в теплообменных аппаратах и устройствах, охлаждаемыми двухфазными средами. Целью работы является изучение особенностей теплообмена при охлаждении сфер с МДО покрытиями в насыщенном и недогретом фреоне 113.

Исследование теплообмена при кипении фреона 113 проводилось нестационарным методом путем погружения разогретых выше температуры Лейденфроста образцов в виде сфер в жидкость, находящуюся при атмосферном давлении. Образцы изготавливались из сплава алюминия Д-16 с МДО покрытием и гладкой поверхностью и ранее использовались в [3] (рис. 1). На поверхность образцов с помощью МДО технологии, разработанной в [3], формировались керамические покрытия на основе Al₂O₃.

На рис. 2 показаны, полученные с помощью электронного микроскопа Sigma Zeiss при увеличении в 10 000 раз, изображения покрытия на поверхности сферы. Из рисунка видно, что покрытие имеет капиллярно-пористую структуру с неоднородным распределением пор по размерам в диапазоне изменения от нанометров до десятков микрометров, причем средняя толщина покрытия достигает приблизительно 20 мкм. Кроме того, наблюдаются сквозные каналы от поверхности покрытия к основанию сплава алюминия.

Как показано в ряде работ и, в частности в [4, 5], нанесение тонкого малотеплопроводного покрытия на поверхность нагрева при пленочном кипении жидкостей приводит к локальному уменьшению температуры стенки, образованию холодных пятен и раннему прекращению пленочного режима кипения. Кроме того, нанесение малотеплопроводного покрытия позволяет увеличить интенсивность отвода тепла в пленочном режиме кипения жидкости.

Опыты проводились на экспериментальной установке, подробное описание которой представлено в [6]. Образцы с помощью тонкостенной трубки поднимались в зону нагрева, где выдерживались при заданной температуре и погружались в жидкость при синхронном включении системы сбора и обработки опытных данных.


Рис. 1. Сферические образцы с покрытием и с гладкой поверхностью. *D* = 25 мм



Рис. 2. Микрофотография пористого слоя на образце

Для измерения температуры поверхности сфер внутри каждой из них сверлилось отверстие диаметром 0,8 мм глубиной 12,5 мм, в которое заделывался спай медь-константановой термопары с диаметром термоэлектродов 0,2 мм. Сигналы термопар подавались на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) Е24 фирмы L-Card, настроенный на частоту 20 Гц и подключенный к персональному компьютеру с установленной специальной программой для сбора и обработки опытных данных. Для нахождения кривых кипения при охлаждении сферы использовалась методика, основанная на регистрации изменения ЭДС термопары от времени и ее преобразовании в зависимость q от ΔT . Мгновенное значение q на поверхности сферы рассчитывалось из уравнения теплового баланса

$$q = -\frac{C_P(T)m}{F}\frac{dT}{d\tau}.$$

Здесь $dT/d\tau$ – скорость изменения температуры образца при охлаждении в жидкости. В опытах также измерялись температура нагревателя и температура фреона 113 в сосуде. Особое внимание уделялось изучению влияния МДО покрытия на основные характеристики теплообмена в широком диапазоне температурных напоров, охватывающих пузырьковый, переходный и пленочный режимы кипения фреона 113. Погрешность определения температурного напора ΔT оценивалась в 15%, второй критической плотности теплового потока $q_{\kappa p2} - 20\%$.

На рис. 3 представлены характерные кривые изменения температуры от времени для образцов с покрытиями и с гладкой поверхностью при их охлаждении во фреоне 113 от температуры 525 К до температуры насыщенной или недогретой жидкости. Как и в опытах с азотом [3], обнаружено, что нанесение пористых покрытий на поверхность сферы, приводит к существенному сокращению времени ее охлаждения по сравнению со сферой без покрытия, что свидетельствует об увеличении интенсивности отвода тепла во всех режимах кипения. Из рисунков видно, что при температуре насыщения время охлаждения сферы с пористым рельефом по сравнению с образцом с гладкой поверхностью уменьшилось приблизительно на 30 с.

На рис. 4, *a*, *б* представлены кривые кипения насыщенного и недогретого фреона 113 для гладких образцов и образцов с покрытиями. Из рисунка видно, что нанесение покрытий приводит к увеличению отвода тепла во всех режимах кипения жидкости и возрастанию значений $q_{\rm kp2}$ и $\Delta T_{\rm kp2}$, также $q_{\rm kp1}$. При температуре насыщения для сферы с покрытием величина $q_{\rm kp2}$ увеличилась приблизительно вдвое от 9000 до 18 000 Вт/м², а величина $\Delta T_{\rm kp2}$ от 17 до 32 К также возросла вдвое по сравнению с гладкой поверхностью. Такая же тенденция увеличения этих параметров сохранилась и при высоких значениях недогрева жидкости.

В опытах обнаружено существенное влияние покрытия на значения $q_{\text{кр1}}$. Так, для сферы с покрытием $q_{\text{кр1}}$ изменилась от 120 000 до 200 000 Вт/м² а для гладкой сферы – от 85 000 до 120 000 Вт/м² в исследованном диапазоне температурных напоров.



Рис. 3. Влияние недогрева на изменение температуры от времени при охлаждении сферы из сплава алюминия во фреоне 113: *а* – сфера без покрытия (1 – недогрев 26 К, 2 – недогрев 8 К, 3 – недогрев 4 К, 4 – насыщение); *б* – сфера с МДО покрытием (1 – недогрев 20 К, 2 – недогрев 12 К, 3 – недогрев 5 К, 4 – насыщение)



Рис. 4. Кривые кипения фреона 113 на сферах: *а* – сфера без покрытия (1 – недогрев 26 К, 2 – недогрев 8 К, 3 – недогрев 4 К, 4 – насыщение); *б* – сфера с МДО покрытием (1 – недогрев 20 К, 2 – недогрев 12 К, 3 – недогрев 5 К, 4 – насыщение)

Как показано в [5] при анализе распространения тепловой волны в твердых телах, на поверхностях которых происходит пузырьковое или пленочное кипение, глубина проникновения фронта волны определяется относительным коэффициентом тепловой активности $\chi = [(C_P\lambda\rho)_M/C_P\lambda\rho)_{\mathcal{H}}]^{0.5}$. В случае малотеплопроводного покрытия, для которого коэффициент тепловой активности мал, возрастает вероятность раннего по времени разрушения паровой пленки и возникновения контакта жидкости с поверхностью нагрева. Кроме того, течение пара вдоль поверхности с покрытием с размером частиц, превышающим характерные размеры неровностей технических поверхностей, может приводить к турбулизации пленки пара и интенсификации теплоотдачи, а также росту $q_{\rm kp2}$ и $\Delta T_{\rm kp2}$.

Как показывают визуальные наблюдения и данные видео и фотосъемки [6], с уменьшением температуры поверхности при пленочном кипении средняя толщина колеблющейся пленки пара уменьшается, что способствует росту теплоотдачи при контакте жидкости со стенкой и приводит к возникновению переходного режима кипения (рис. 5).





Таким образом, в опытах продемонстрировано, что нанесение МДО покрытия приводит к увеличению интенсивности отвода тепла во всех режимах кипения фреона 113 по сравнению с гладкой поверхностью. Насколько известно авторам, данные по интенсификации теплообмена при кипении фреона 113 на поверхностях тел с МДО покрытиями получены впервые.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 15-08-00775а.

Обозначения

 α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·K); q – плотность теплового потока, Вт/м²; ΔT – температурный напор, К; $C_p(T)$ – теплоемкость алюминиевого сплава, Дж/кг; ρ – плотность, кг/м³; m – масса образца, кг; F – площадь поверхности сферы, м²; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); τ – время, с.

Литература

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». М.: ФГУП «ЦНИИатоминформ», 2008. – 532 с.

2. Суминов И. В., Эпельфельд А. В., Борисов А. М., и др. Синтез керамикоподобных покрытий при плазменно-электролитической обработке вентильных металлов // Изв. РАН. Сер. физическая. 2000. Т. 64, № 4. С. 763–766.

3. Жуков В. М., Елагина О. Ю., Кузма-Кичта Ю. А. и др. Интенсификация теплообмена при кипении жидкого азота с помощью нанесения субмикронных керамических покрытий на поверхности тел из сплава алюминия // Тепловые процессы в технике. 2014. № 12. С. 553–559.

4. Жуков В. М., Казаков Г. М., Ковалев С. А., Кузма-Кичта Ю. А. Теплообмен при кипении жидкости на поверхностях с малотеплопроводными покрытиями // Теплообмен и физическая газодинамика. М.: Наука, 1974. С. 116–129.

5. Петухов Б. С., Ковалев С. А., Жуков В. М., Кузма-Кичта Ю. А. Исследование механизма теплообмена при пленочном кипении жидкостей // Теплообмен. 1974. Советские исследования. М.: Наука, 1975. С. 236–242.

6. Жуков В. М., Кузма-Кичта Ю. А., Леньков В. А., Рахманов А. А. Нестационарный теплообмен при кипении фреона 113 на поверхности сферы с пористым покрытием // Труды 4-й РНКТ. М.: МЭИ, 2006. Т. 4. С. 96–99.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ И НЕДОГРЕВА НА РЕЖИМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕЛ ПРИ ПЛЕНОЧНОМ КИПЕНИИ

А. Р. Забиров, М. А. Лексин, П. К. Канин, О. Н. Кабаньков, В. В. Ягов

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

Процесс кипения жидкостей может быть представлен двумя отличными друг от друга режимами – пузырьковым и пленочным. Естественной границей, отделяющей один режим от другого, является температура поверхности, на которой происходит кипение. При этом, согласно классической термодинамике, температура стенки, соответствующая пузырьковому кипению, не может превышать температуру предельного перегрева жидкости T_{lim}. Это объясняется тем, что по достижении поверхностью T_{lim} прямой контакт жидкости с поверхностью становится невозможным, так как жидкость мгновенно вскипает [1]. Возникшая паровая пленка отделяет горячую стенку от объема жидкости и интенсивность отвода тепла сильно ухудшается. Однако, как впервые показали английские ученые [2], при охлаждении горячих медных шаров в недогретой до температуры насыщения воде наблюдались совершенно не характерные для пленочного кипения темпы охлаждения. Коэффициенты теплоотдачи на 1-2 порядка превосходили значения, типичные для пленочного кипения насыщенной жидкости. Авторами были проведены схожие исследования [3], и было подтверждено наличие высоких плотностей тепловых потоков, превышающих 5 MBт/м², в момент, когда температура поверхности сильно превышала не только T_{lim}, но и критическую температуру воды. Отсутствие понимания механизмов, объясняющих такие аномально высокие темпы охлаждения в режиме пленочного кипения, ставит много вопросов перед исследователями.

Для поиска ответов на эти вопросы авторами была проведена масштабная экспериментальная работа по изучению пленочного кипения сильно недогретых до температуры насыщения жидкостей. Наличие интенсивного режима охлаждения в режиме пленочного кипения, наблюдаемого на воде, заставило проверить наличие этого процесса на других жидкостях, с отличными свойствами. В качестве жидкостей были выбраны спирт – изопропанол (C_3H_8O) и фторуглерод – перфторгексан (C_6F_{14}). Серии экспериментов были проведены на сферических рабочих участках диаметром 30–50 мм, выполненных из нержавеющей стали, меди и никеля. Начальная температура сферы составляла 500–700 °C. Температура жидкости изменялась в широком диапазоне от 0 до –78 °C. Термограммы охлаждения нержавеющего шара по осредненной температуре поверхности представлены на рис. 1. Из термограмм видно, что темп охлаждения с ростом недогрева сильно не меняется и интенсивный режим охлаждения не наблюдается. Представленные термограммы, полученные на изопропиловом спирте, аналогичны термограммам, когда в качестве охлаждающей среды использовался перфторгексан.

Методом решения обратной задачи теплопроводности были получены плотности тепловых потоков, которые представлены на рис. 2. Как видно, плотности тепловых потоков не превосходят 100 кВт/м².

Также были проведены эксперименты при повышенных давлениях (до 9 атм). Эти эксперименты показали, что интенсивность охлаждения растет с повышением избыточного давления на спирте и падает на воде.



Рис. 1. Термограммы охлаждения 38 мм шара из нержавеющей стали в изопропаноле с температурой: 1 – 18 °C; 2 – 25; 3 – 35; 4 – 45; 5 – 55



Рис. 2. Плотность теплового потока при охлаждении стального шара диаметром 38 мм на участке устойчивого плёночного кипения в изопропаноле с температурой –35 °C, –55 °C, –70 °C и 78 °C (линии 1–4 соответственно)

Таким образом, оказалось, что на изопропиловом спирте и перфторгексане не наблюдается режим интенсивного охлаждения в режиме пленочного кипения даже при очень больших недогревах до температуры насыщения (до 160 К). В работе анализируется влияние рода материала образца, влияние давления и свойств жидкости на возникновение и протекание режима интенсивного охлаждения в условиях пленочного кипения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00991).

Обозначения

 T_{lim} – температура предельного перегрева, К; q – плотность теплового потока, кВт/м², T – температура стенки, °С, ΔT – разница между температурой стенки и температурой насыщения, К.

Литература

1. Scripov V.P. Metastable Liquids. New York, Wiley, 1974.

2. Zvirin Y., Hewitt G. F., Kenning D. B. R. Boiling on free falling spheres: drag and heat transfer coefficient // Experimental Heat Transfer. 1990. Vol. 3. Pp. 185–214.

3. Yagov V. V., Zabirov A. R., Lexin M. A. Unsteady heat transfer during subcooled film boiling // Thermal Engineering. 2015. Vol. 62, No. 11. Pp. 833–842.

УДК 51-74:536.248.2

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ДВУХФАЗНОЙ ЗОНЫ В НЕПРЕРЫВНОЛИТОМ СЛИТКЕ

А. А. Иванова, А. Н. Курганский

Институт прикладной математики и механики, г. Донецк, Украина ivanova.iamm@mail.ru

При затвердевании сплавов в отличие от чистых металлов граница фазового перехода представляет собой не бесконечно тонкую поверхность, а некоторый слой, в котором одна часть металлического сплава уже образовала кристаллы, а вторая – находится ещё в жидком состоянии [1], т. е. между полностью жидкой фазой и полностью твёрдой находится так называемая двухфазная зона (mushy zone). Определение положения двухфазной зоны необходимо при изучении тепловых процессов внутри затвердевающего слитка. При непрерывной разливке эта информация требуется для управления процессом кристаллизации слитка, в частности, например, для управления процессом мягкого обжатия.

Для решения задач затвердевания металлических сплавов широко используют теорию "квазиравновесной" двухфазной зоны, развитую в работах В. Т. Борисова [2]. Д. В. Александровым разработана теория, учитывающая кинетическое и концентрационное (или диффузионное) переохлаждение расплава [3]. Оригинальный метод определения положения двухфазной зоны предложен в [4], а в [5] выполнены расчёты для сравнения результатов, полученных этим способом, с решением классической задачи Стефана. В данной работе предлагается ещё один упрощённый метод расчёта положения двухфазной зоны внутри непрерывного слитка.

Формализация задачи. Рассматривается одномерная задача. Уравнение теплопроводности описывает теплопередачу в неограниченной пластине. Если рассматривать широкий непрерывнолитой сляб, то такой моделью достаточно точно может быть описана теплопроводность в направлении, лежащем на пересечении плоскостей продольного, проходящего через центр широкой грани, и поперечного сечений слитка, который движется с постоянной скоростью (рис. 1). Исследуется качественное поведение положения двухфазной зоны. Тепловой поток на поверхности слитка считается известным – данные взяты из решения задачи [5], где уже проведено сравнение расчётов полученных из решения классической задачи Стефана и предлагаемым в [4] методом. Известны температуры ликвидуса, солидуса и скрытая теплота кристаллизации.



Рис. 1. Пересечение плоскостей проходящих через ось и центр широкой грани слитка криволинейной машины непрерывного литья Предполагается, что в начальный момент времени в рассматриваемой области уже имеется твёрдая фаза, поскольку в случае её отсутствия для зарождения центров кристаллизации понадобятся дополнительные условия, такие, как, например, переохлаждение жидкости [2], или диффузионное переохлаждение [3].

Математическая модель. Уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{c(T)\rho(T)} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right\}, \quad 0 < x < d , \qquad (1)$$

где τ – время, x – пространственная координата, $T = T(\tau, x)$ – температура, c(T) – удельная теплоёмкость, $\rho(T)$ – плотность, $\lambda(T)$ – теплопроводность.

Граничные условия второго рода в точке x = 0 – нулевой тепловой поток:

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \bigg|_{x=0} = 0, \qquad (2)$$

и на втором конце тепловой поток – известная функция

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=d} = q(\tau).$$
(3)

Задано начальное распределение температур

$$T(\tau, x)\Big|_{\tau=0} = T_0(x).$$
 (4)

Как было сказано выше, рассматривается случай, когда в расплаве уже присутствует твёрдая фаза. Если в какие-то моменты времени в распределении присутствуют температуры из интервала ликвидус (T_l) – солидус (T_s) , то участки с такими температурами являются двухфазной зоной. На границах двухфазной зоны выполняется условие равенства температур:

$$T(\tau, x)|_{I_{+}} = T(\tau, x)|_{I_{-}} = T_{l}, \qquad T(\tau, x)|_{s_{+}} = T(\tau, x)|_{s_{-}} = T_{s},$$
(5)

где l – граница между жидкой фазой и двухфазной зоной, l_+ – со стороны жидкой фазы (выше температуры ликвидуса), l_- – со стороны двухфазной зоны (ниже температуры ликвидуса); аналогично s – граница между твёрдой фазой и двухфазной зоной, s_- – со стороны твёрдой фазы (ниже температуры солидуса), s_+ – со стороны двухфазной зоны (выше температуры солидуса).

Предположим, что кристаллизация происходит в два этапа: первый фронт – кристаллизуется некоторая часть расплава, второй – кристаллизуется оставшаяся часть расплава (рис. 2). Тогда часть скрытой теплоты кристаллизации выделится на первом фронте, и оставшаяся часть – на втором.

Положение ликвидуса тогда можно описать условием Стефана:

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{l_{\perp}} - \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{l_{\perp}} = \mu_l \rho_l \frac{\partial l}{\partial \tau}, \qquad (6)$$

где µ_l – часть скрытой теплоты кристаллизации, выделяющаяся на фронте ликвидуса, р_l – плотность при температуре ликвидуса.

Соответственно положение солидуса задаётся условием

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{s_{-}} - \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{s_{+}} = \mu_{s} \rho_{s} \frac{\partial s}{\partial \tau}, \qquad (7)$$

где $\mu_s = \mu - \mu_l$, μ – скрытая теплота кристаллизации для данного вещества, ρ_s – плотность при температуре солидуса. Заданы начальные положения ликвидуса и солидуса.



Рис. 2. Три возможных состояния вещества и соответствующая им температура

Конечно-разностная аппроксимация. Для численных расчётов температуры используется конечно-разностная аппроксимация уравнения (1), явная схема

$$\frac{T_{i}^{j+1} - T_{i}^{j}}{\Delta \tau} = \frac{1}{c(T_{i}^{j})\rho(T_{i}^{j})} \left\{ \frac{\lambda(T_{i}^{j}) - \lambda(T_{i-1}^{j})}{\Delta x} \frac{T_{i}^{j} - T_{i-1}^{j}}{\Delta x} + \frac{T_{i-1}^{j} - 2T_{i}^{j} + T_{i+1}^{j}}{\left(\Delta x\right)^{2}} \right\}.$$

В остальных уравнениях для аппроксимации первых производных так же, как и в последнем, используются правые разности. Поскольку явная схема условно устойчива, определяется максимально допустимый шаг по времени.

Вычислительные эксперименты. Расчёты выполнены для полутолщины слитка 0,1 м, скорости разливки v = 0,0167 м/с (1 м/мин). Теплофизические характеристики приведены в табл. 1 ($T_l = 1790$ K; $T_s = 1740$ K; температура поступающего расплава $T_r = 1803$ K; $\mu = 220$ кДж/кг).

Таблица 1

Температура	$\lambda(T), \operatorname{Bt/}(\operatorname{M} \cdot \operatorname{K})$	$c(T)$, Дж/(кг \cdot К)	ho(T), кг/м ³
$T \leq T_s$	27	686	7030
$T_s < T < T_l$	27,5	686,6	7005
$T \ge T_l$	28	687	6080

Теплофизические характеристики слитка

Тепловой поток на поверхности рассчитывается так же как в [5, 6]:

$$q(\tau) = 1.12 \exp(-3.13 \tau) + 0.503 \text{ MBt/m}^2$$
.

Результаты расчётов предлагаемым способом и соответствующие данные, полученные при решении классической задачи Стефана, представлены на рис. 3.



Рис. 3. Границы фазового перехода. 1 – результаты решения классической задачи Стефана [5], 2 – солидус, 3 – ликвидус

Выводы. Представлен способ расчёта положения двухфазной зоны в непрерывном слитке, движущемся с постоянной скоростью. Результаты расчётов несколько отличаются от данных полученных ранее в [5], однако также наблюдается более быстрое продвижение фронтов кристаллизации и более раннее окончательное затвердевание по сравнению с решением классической задачи Стефана.

Обозначения

 τ – время, с; x – пространственная координата, м; $T = T(\tau, x)$ – температура, К; $\lambda(T)$ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); $\rho(T)$ – плотность, кг/м³; c(T) – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К); μ – скрытая теплота кристаллизации, Дж/кг; l – граница между жидкой фазой и двухфазной зоной; s – граница между твёрдой фазой и двухфазной зоной; $q(\tau)$ – тепловой поток, Вт/м²; ν – скорость, м/с.

Литература

1. Jain P. L. Principles of Foundry Technology. Tata McGraw-Hill Education, 2009 – 454 p.

2. Борисов В. Т. Теория двухфазной зоны металлического слитка. М.: Металлургия, 1987. – 224 с.

3. Александров Д. В. К теории зарождения двухфазной зоны при затвердевании бинарных расплавов // ММФ-2000: IV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 22–26 мая 2000 г. Минск, 2000. Т. 5. С. 476–480.

4. Бородин А. И. Моделирование теплопереноса в однородной среде при наличии фазового перехода // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 2. С. 407–412.

5. Бородин А. И., Иванова А. А. Моделирование температурного поля непрерывнолитого слитка с определением положения границы фазового перехода // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 2. С. 492–497.

6. Нисковских В. М., Карлинский С. Е., Беренов А. Д. Машины непрерывного литья слябовых заготовок. М.: Металлургия, 1991.

УДК 536.248.1

ПЛЕНОЧНОЕ И ПЕРЕХОДНОЕ КИПЕНИЕ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ НА СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Ю. П. Ивочкин¹, К. Г. Кубриков¹, А. П. Крюков², Ю. Ю. Пузина²

¹Объединенный институт высоких температур, г. Москва, Россия ²Национальный исследовательский университет «Московский энергетический университет», г. Москва, Россия

Введение. Создана оригинальная экспериментальная установка, позволяющая изучать особенности пленочного и переходного кипения недогретой воды на горячих поверхностях, температура которых достигает ~1600 °C. Опыты проводились при атмосферном давлении с использованием сферических и каплеобразных тел, имеющих диаметр 5–10 мм и изготовленных из разных металлов (олово, цинк, шарикоподшипниковая сталь). Предварительный нагрев рабочих образцов, погружаемых в дистиллированную воду, осуществлялся с помощью индуктора в инертной среде аргона или воздуха. Диапазон изменения температуры воды 20–95 °C. В экспериментах осуществлялся мониторинг температур нагретых тел и охладителя с одновременной видеозаписью процесса кипения.

Экспериментальная ячейка, предназначенная для исследования смены режимов кипения на поверхности шара, размещается в цилиндрической кювете (рис. 1). Эта кювета оборудована каналами для продувки аргоном, наполнения водой и дренажа. В каналах размещены специальные электроклапаны, которые снабжены электроприводом и предназначены для регулирования в ручном режиме расходов охлаждающей жидкости и инертного газа.

Кювета изготовлена из прозрачного органического стекла, позволяющего визуально контролировать этап наладки эксперимента, а также визуализировать процессы в ячейке с помощью высокоскоростной киносъемки. В нижней крышке смонтирована керамическая подставка, на которой располагается образец – металлическая сфера (сталь ШХ18) диаметром 8 мм с шероховатостью порядка 0.5 мкм. Благодаря сферическому углублению в подставке в эксперименте помимо твердых нагревателей могут использоваться жидкометаллические капли (например, оловянные). Внутри керамической подставки планируется протянуть волновод из стальной проволоки. Волновод оканчивается экспоненциальным согласующим узлом, к которому прижимается пьезокерамический датчик давления. Датчик прижимается с предварительным усилием, что позволяет отслеживать импульсы отрицательного давления.

Генератор индукционного нагревателя собственной разработки с рабочей частотой 300 кГц выполнен на базе инвертора, основанного на современной элементной базе (MOSFET-транзисторы) по схеме «полный мост (full-bridge)». Виток индуктора покрыт тепло- и водостойким изоляционным составом и расположен в непосредственной близости от керамической подставки.

Методика проведения эксперимента. Подготовка и проведение эксперимента разбивается на несколько стадий. На предварительном этапе металлический шар размещается на керамической подставке внутри кюветы, воздух из которой вытесняется аргоном, что предотвращает окисление опытного образца. Кювета заполняется дистиллированной водой до уровня, близкого к торцу подставки (для различных режимов скорость и уровень заполнения кюветы был различным). Основной цикл эксперимента включает в себя нагрев заготовки до температуры выше температуры предельного перегрева жидкости (~300 °C) с помощью индукционного нагрева. Уровень воды в кювете поднимается таким образом, чтобы металлический шар полностью погрузился в воду. Индуктор при этом не отключался. На заключительном этапе проводился дренаж кюветы, сбор образцов и обработка результатов.



Рис. 1. Экспериментальная ячейка. *1* – кювета с водой; *2* – канал для продувки аргоном; *3* – канал для подачи и сброса воды; *4* – термопара с выходом на усилитель и АЦП; *5* – согласующий узел; *6* – чехол; *7* – керамическая подставка; *8* – индуктор; *9* – капля металла; *10* – паровая пленка

Особенностью тел сферической геометрии, является отсутствие концевых эффектов, что позволяет рассматривать экспериментальные данные как наиболее надежные. Поскольку нагрев осуществляется индукционным образом, можно использовать задание теплового потока на нагревателе в качестве граничного условия. В ходе экспериментов, помимо оценочных измерений температуры образца, с помощью тепловизора производилась видеозапись процессов формирования, развития и разрушения паровой пленки.

Результаты экспериментов. Получен новый экспериментальный материал по тепловым параметрам и динамике развития сферических паровых оболочек, включая отрыв парообразований с межфазной поверхности пар – жидкость. Проведены эксперименты по изучению поведения паровой пленки на перегретых стальных сферах (тип стали ШХ15, 95Х18) диаметром 5–10 мм, погруженных в дистиллированную воду, имеющую температуру ниже температуры кипения. Диапазоны изменения температур нагретых тел и охлаждающей воды 200–1600 °C и 20–95 °C соответственно.

Получена оценочная картина изменения формы межфазной поверхности и установлено, что при температурах поверхности выше ~350 °С имеет место пленочный режим кипения с образованием и регулярным отрывом паровоздушного пузыря от верхней образующей сферы (рис. 2). Температура нагретой поверхности определяющим образом влияет на частоту отрыва пузырей, но оказывает слабое (в пределах погрешности измерений) влияние на толщину паровой оболочки и отрывной диаметр паровых образований $d \approx 3.3$ мм.



Рис. 2. Характерная динамика развития паровой пленки во временном интервале между двумя отрывами пузыря. Температуры воды и нагретой стальной сферы диаметром 10 мм 35 и 1100 °C соответственно. a – начало отчета $\tau = 0$ с; $\delta - 0.2$; e - 0.4; e - 0.8; $\partial - 1.0$; e - 1.2; $\mathcal{H}c - 1.4$; 3 - 1.6; u - 1.8; $\kappa - 1.84$; n - 1.88; M – сфера перед погружением в воду

Постановка задачи и математическое описание. Шаровой нагреватель радиусом R_w с температурой T_w погружен в недогретую жидкость T_b на глубину h. Температура нагревателя T_w выбирается таким образом, чтобы на поверхности образовывалась стационарная паровая пленка толщиной δ (радиусом R_1). Над поверхностью жидкости поддерживается постоянное давление P_b . Задачей исследования ставится определение стационарной толщины паровой пленки δ в зависимости от заданных параметров и влияние процессов тепломассопереноса на температуру межфазной поверхности T_1 .

Система уравнений относительно размера пленки δ и температуры межфазной поверхности T_1 получена с учетом теплопереноса излучением в паровой пленке в отличие от [1]. Используется неравновесная модель описания состояния пара вблизи межфазной поверхности:

$$\alpha \left(T_1 - T_b\right) = \frac{\overline{\lambda}'' \left(T_w - T_1\right) R_w}{(R_w + \delta)\delta} + \varepsilon \sigma_0 \left(T_w^4 - T_1^4\right), \tag{1}$$

$$P_{S}(T_{1}) + 0.44 \frac{\overline{\lambda}''(T_{w} - T_{1})R_{w}}{(R_{w} + \delta)\delta\sqrt{2RT_{1}}} - (P_{b} + \rho'gh) = \frac{2\sigma}{R_{w} + \delta}.$$
(2)

Вопрос об определении коэффициента теплоотдачи а вблизи межфазной поверхности в жидкости сводится к определению режима обтекания водой шара [1]. Однако в [2] указывалось, что для согласования с экспериментальными данными необходимо увеличение коэффициента теплоотдачи относительно предложенного критерия для ламинарной естественной конвекции около шара. В соответствии с [3] предложена следующая формула для воды:

$$Nu = 2 + 0.5 (Gr Pr)^{0.25}$$
(3)

в диапазоне параметров: $10 \le \text{Nu} \le 90$ и $3 \cdot 10^5 \le \text{Gr Pr} \le 8 \cdot 10^8$. Формула (2) определяет средний коэффициент теплоотдачи.

На рис. 3 представлены результаты расчета при $T_b = 40$ °C и $T_w = 600$ °C. Для сравнения выбраны два размера нагревателя R_w . Температура межфазной поверхности T_1 не зависит от от размера нагревателя R_w , а определяется глубиной погружения h.





Графическое решение системы (1) представляет собой пересечение двух линий, одна из которых определяется зависимостью давления насыщения от температуры $P_s(T)$, а другая – теплопереносом в паре и в жидкости (рис. 4). Уравнения (1) и (2) являются квадратными относительно толщины паровой пленки δ , а решение уравнение (2) имеет особенность.





Заключение. Полученные экспериментальные данные по поведению паровых оболочек охладителя около горячих тел, нагретых индукционным способом до температуры ~1600 °С, обладают новизной и оригинальностью. Они, в частности, демонстрируют, что, в отличие от общепринятых представлений, отвод пара с поверхности раздела фаз определяется не только гидродинамическими факторами, такими как капиллярная постоянная или критическая длина волны, но и тепловыми параметрами, например, температурой нагретой поверхности, значение которой существенным образом влияет на частоту отрыва парообразований.

Рассмотрено стационарное пленочное кипение недогретой жидкости на поверхности шара. Система уравнений относительно толщины паровой пленки и температуры межфазной поверхности решена с учетом теплопереноса излучением в паровой пленке. Получена зависимость толщины паровой пленки от глубины погружения, проанализировано влияние размера нагревателя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 15-08-06145).

Обозначения

g – ускорение свободного падения, м/с²; h – глубина погружения, м; P – давление, Па; R – радиус, м; T – температура, К; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); δ – толщина пленки, м; λ – теплопроводность, Вт/(м·К); ρ – плотность, кг/м³; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м. Индексы: 1 – параметры на межфазной поверхности; b – параметры на удалении; s – параметры на линии насыщения; w – параметры нагревателя; ' – параметры жидкости; " – параметры пара.

Литература

1. Пузина Ю. Ю., Ковалев С. А., Кубриков К. Г. Стационарное состояние паровой пленки при взаимодействии горячего шара с недогретой жидкостью // Вестник МЭИ. 2013. № 4. С. 41–46.

2. Пузина Ю. Ю. Влияние давления на пленочное кипение недогретой воды // Труды 6-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. С. 4–33.

3. Wayne S. Amato and Chi Tien Free convection heat transfer from isothermal spheres in water // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. Vol. 15. Pp. 327–339.

УДК 536.423

СТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ОКРЕСТНОСТИ КРИЗИСА КИПЕНИЯ

В. П. Коверда, В. Н. Скоков, А. В. Виноградов, А. В. Решетников

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Использование предельных и критических тепловых нагрузок в элементах энергетического оборудования требует диагностики процессов тепломассопереноса, опирающихся на количественные показатели возникновения кризисных режимов, а также динамики случайных пульсаций. Такая диагностика необходима для прогнозирования устойчивой работы элементов энергетического оборудования при критических нагрузках. В кризисных и переходных режимах тепломассообмена могут возникать экстремальные пульсации, имеющие спектр мощности обратно пропорциональный частоте (1/f спектр). В таких процессах происходит перекачка энергии от высокочастотных к низкочастотным модам и возможны крупномасштабные катастрофические выбросы в системе. В наших работах экстремальные пульсации с 1/f спектром моделируются системой нелинейных стохастических уравнений, описывающей взаимодействующие неравновесные фазовые переходы [1]:

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\varphi \psi^2 + \psi + \Gamma_1(t),$$

$$\frac{d\psi}{dt} = -\varphi^2 \psi + 2\varphi + \Gamma_2(t),$$
(1)

где φ и ψ – динамические переменные, Γ_1 и Γ_2 – δ -коррелированные шумы с нормальным распределением. При моделировании процессов стохастическими уравнениями критерием устойчивости может быть принцип максимума информационной энтропии, который определяет оптимальный уровень белого шума для формирования 1/*f* спектра флуктуаций в системе [2]. Внешние воздействия на систему приводят к усложнению процесса [3]. При внешней периодической нагрузке в предкризисных и переходных режимах с неравновесными фазовыми переходами динамика результирующего процесса описывается уравнениями:

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\varphi \psi^{2} + \psi + \Gamma_{1}(t) + A\sin(\Omega t),$$

$$\frac{d\psi}{dt} = -\psi \varphi^{2} + 2\varphi + \Gamma_{2}(t) + A\sin(\Omega t),$$
(2)

где *А* и Ω – амплитуда и частота внешней периодической силы соответственно.

При периодическом воздействии наряду с 1/*f* шумом в системе (2) возможен стохастический резонансный отклик, проявляющийся многократным усилением амплитуды периодического сигнала. Явление стохастического резонанса заключается в увеличении чувствительности нелинейной системы к периодическому входному воздействию при наличии внешнего шума, приводящей к усилению амплитуды периодического сигнала [4].

Наличие стохастического резонанса в системе уравнений, моделирующей пульсации при неравновесных фазовых переходах в критических и переходных режимах тепломассопереноса при периодическом внешнем возмущении, ставит задачу экспериментального наблюдения стохастического резонансного отклика в таких процессах. Типичным неравновесным фазовым переходом является переход от пузырькового к пленочному кипению в условиях тепловой бистабильности, при которой заданному значению управляющего параметра соответствуют два стационарных состояния неравновесной системы [5].

Далее приведены результаты экспериментального исследования стохастического резонанса в переходе от пузырькового к пленочному режиму кипения воды на платиновом проволочном нагревателе при периодическом джоулевом тепловыделении [6].

На рис. 1 приведена вольт-амперная характеристика тепловыделяющего элемента в отсутствие периодического воздействия. При увеличении вводимой мощности на поверхности нагревателя появлялись очаги пленочного кипения, и на вольт-амперных характеристиках наблюдался переход (стрелка 1, рис. 1) вдоль нагрузочной линии электрической схемы. Обратный переход к пузырьковому кипению (стрелка 2, рис. 1) происходил при меньших тепловых нагрузках. Величина гистерезиса зависела от величины дополнительного нагрузочного сопротивления. Нерегулярный характер образования и отрыва пара приводил к нерегулярным пульсациям падения напряжения и транспортного тока в цепи. Вольтамперная характеристика, приведенная на рис. 1, усреднена по таким пульсациям. Спектр мощности температурных пульсаций 1/f в переходном режиме имел вид [7].



Рис. 1. Вольт-амперная характеристика проволочного нагревателя на постоянном токе. Стрелки – переходы от одного режима кипения к другому

Периодический режим нагрева приводит к особенностям кризисных явлений при кипении [8]. Для исследования влияния периодического воздействия в электрическую цепь был дополнительно включен генератор синусоидальных колебаний. При частотах выше десятых долей герца переменная составляющая не оказывала заметного качественного влияния на характер кипения. В этом случае переменная составляющая тока дает лишь вклад в эффективный джоулевый нагрев проволочки, переходы между режимами пузырькового и пленочного кипения за характерное время периода колебаний тока произойти не успевают. При частотах ниже 0.1 Гц и напряжениях постоянного тока, близких к верхней границе пузырькового кипения, в системе могли возникать колебания, при которых режим кипения изменялся от пузырькового к пленочному и обратно.

Было исследовано влияние дополнительного шумового воздействия на режимы кипения. В качестве источника дополнительного шумового воздействия использовались пузыри воздуха, барботирующие через воду. Тонкая струя воздуха, состоящая из отдельных пузырей, подавалась через предварительно нагретую тонкую медную трубку в зону кипения воды на проволочном нагревателе. Интенсивность дополнительного шумового источника определялась методом лазерной фотометрии. В качестве интенсивности белого шума принимались измеренные относительные флуктуации интенсивности лазерного луча. Такие флуктуации увеличивались с увеличением напора струи воздуха, т. е. интенсивностью шума можно было управлять.

На рис. 2 показана последовательность измеренных реализаций падения напряжения на нагревателе при увеличении интенсивности шума. Верхняя реализация соответствует устойчивому режиму пузырькового кипения. Амплитуда периодических осцилляций в этом режиме составляла около 0.3 В, это приблизительно 20% от постоянной составляющей. С увеличением интенсивности внешнего шума начинали осуществляться перебросы с ветки вольт-амперной характеристики, соответствующей пузырьковому кипению, к ветке, соответствующей пленочному кипению. Такие переходы происходили нерегулярно по типу перемежаемости. Амплитуда колебаний при этом возрастала примерно в четыре раза и составляла приблизительно 1.2 В. Соответственно возрастала и амплитуда колебаний тока в цепи. При дальнейшем увеличении интенсивности шума устанавливался режим пленочного кипения.



Рис. 2. Последовательность реализаций падения напряжения на нагревателе с периодической нагрузкой при увеличении интенсивности источника дополнительного шума. Величина относительной интенсивности шума σ : a - 0.3; b - 0.4; c - 0.5; d - 0.7; e - 0.8. Частота внешнего периодического сигнала $f_0 = 0.05$ Гц

По измеренным реализациям определялись спектры мощности и амплитуды пульсаций. Величина спектральной линии на основной частоте определяет мощность процесса на частоте периодического воздействия. На рис. 3 приведена зависимость мощности пульсаций к на частоте периодического воздействия от относительной интенсивности шума о.



Рис. 3. Зависимость мощности пульсаций к на частоте периодического воздействия от относительной интенсивности шума σ . Частота внешнего периодического сигнала $f_0 = 0.05 \Gamma$ ц

С увеличением интенсивности источника дополнительного шума до значений, при которых начинали происходить переходы между двумя режимами кипения, мощность периодических пульсаций возрастала и, достигнув максимума, начинала убывать. Подобное немонотонное поведение характерно для зависимостей коэффициентов усиления мощности периодического сигнала от интенсивности шума при стохастическом резонансе [4].

В качестве дополнительного источника шума использовалась также паровая струя, генерируемая искусственно созданным источником гетерогенных паровых центров, размещенным на дне сосуда под проволочным нагревателем. Полученные результаты идентичны результатам, полученным с использованием барботирующего воздуха.

Следует отметить, что используемый в экспериментах источник дополнительных пузырей, вызывающий стохастический резонансный отклик при периодическом нестационарном нагреве, может встречаться в реальных энергетических устройствах с использованием кипящего теплоносителя. Роль такого источника могут осуществлять паровые пузыри, генерируемые при интенсивном кипении в больших объемах.

Полученные экспериментальные результаты согласуются с результатами теоретического моделирования стохастического резонанса при взаимодействующих фазовых переходах. Теоретическое моделирование позволяет более детально выявить особенности процесса, в том числе при условиях, не всегда доступных в эксперименте.

Резонансный отклик проявляется при нагрузках, которые ниже соответствующих критических параметров при стационарном кризисе кипения. Определение таких предельных нагрузок, при которых появляются экстремальные пульсации, представляет собой важную задачу. Таким образом, перемежаемость и возрастание амплитуды тепловых пульсаций в переходных режимах кипения воды на проволочном нагревателе при периодическом джоулевом нагреве можно интерпретировать как стохастический резонансный отклик системы.

Комплексное теоретическое и экспериментальное исследование экстремальных пульсаций при неравновесных фазовых переходах позволит установить общие закономерности возникновения таких пульсаций и проводить диагностику кризисных и переходных режимов тепломассопереноса.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 15-08-02210*а* и Программы фундаментальных исследований УрО РАН № 15-1-2-7.

Литература

1. Skokov V. N., Koverda V. H., Reshetnikov A. V., Skripov V. P., Mazheiko N. A., Vinogradov A. V. 1/*f* noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46. Pp. 1879–1883.

2. Koverda V. P., Skokov V. N. Maximum entropy in a nonlinear system with a 1/*f* power Spectrum // Physica A-Statistical Mechanics and its Applications. 2012. Vol. 391. Pp. 21–28.

3. Koverda V. P., Skokov V. N. Maximum entropy and stability of a random process with a 1/f power spectrum under deterministic action // Physica A-Statistical Mechanics and its Applications. 2012. Vol. 391. Pp. 5850–5857.

4. Анищенко В. С., Нейман А. Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. Стохастический резонанс как индуцированный шумом эффект увеличения степени порядка // УФН. 1999. Т. 169, № 1. С. 7–38.

5. Ковалев С. А. Устойчивость режимов кипения // ТВТ. 1964. Т. 2, № 5. С. 780–788.

6. Виноградов А. В., Скоков В. Н., Коверда В. П. Стохастический резонансный отклик в переходном режиме кипения при периодическом тепловыделении // Докл. РАН. 2014. Т. 458, № 5. С. 531–534. 7. Коверда В. П., Скоков В. Н., Виноградов А. В. Устойчивость низкочастотных пульсаций в переходных режимах теплообмена с фазовыми превращениями // ТВТ. 2013. Т. 51, № 3. С. 471–476.

8. Pavlenko A. N., Chekhovich V. Yu. Interconnection between dynamics of liquid boilingup and heat transfer crisis for nonstationary heat release // J. of Engineering Thermophysics. 2007. Vol. 16, No. 3. Pp. 175–187.

УДК 62.621.4.662.6.536

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В АЛЮМИНИЕВЫХ КАНАВЧАТЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

Д. В. Козак, С. М. Хайрнасов, Б. М. Рассамакин

Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт", г. Киев, Украина dk.kpi.hp@gmail.com, sergey.khairnasov@gmail.com, bmrass@gmail.com.

Появление новых технологий и тенденции развития различных областей техники призвали инженеров к поиску новых подходов к решению вопроса о терморегулировании и поддержании рабочих режимов различных технических устройств. Одним из подходов обеспечения требуемого температурного уровня является применение тепловых труб (TT). Они представляют собой высокотеплопередающее устройство, работающее на замкнутом испарительно-конденсационном цикле под действием сил тяжести или капиллярных сил. За счет своей автономности и независимой работы TT получили широкое применение в решении различных теплотехнических задач.

На сегодня TT применяются в таких областях техники, как радиоэлектронная аппаратура, аэрокосмические системы, системы теплоснабжения зданий, холодильные установки, системы на базе нетрадиционных источников энергии, устройства для повышения энергоэффективности производственных процессов, медицина и т. д. Однако широкое применение часто ограничено их конструкционной сложностью и эффективностью использования в заданной конструкции теплообменного оборудования. Таким образом, задача создания эффективных конструкций TT с комплексов характеристик, позволяющим в наиболее полной мере реализовать потенциальные возможности этих устройств и достичь высокой теплопередающей способности при низком термическом сопротивлении, воспроизводимости оптимальных характеристик в процессе изготовления, длительного ресурса работы в условиях различных внешних воздействий является актуальной [1, 2].

В этом направлении хорошие перспективы имеют алюминиевые TT с канавчатой капиллярной структурой [3]. Особый метод их изготовления, который основывается на процессе экструзии, придает им ряд преимуществ перед другими устройствами этого типа. Перспективность применения таких TT в различных областях техники обосновано их следующими характеристиками: высокой теплопередающей способностью и низким термическим сопротивлением, простой и дешевой технологией изготовления корпусов, высокой повторяемостью рабочих характеристик и т. п.

На данный момент уже проведены множество исследований влияний различных факторов на процессы тепломассообмена в ТТ. Каждый из них, в зависимости от режимов и особенностей эксплуатации ТТ, имеет свою степень значимости. Важным и мало исследуемым

параметром является влияние давления в алюминиевых TT, которое определяет условия и качество их работы. Так, с увеличением подведенного количества тепла к TT увеличивается давление насыщения, что приводит к увеличению скорости пара. Так как в TT жидкость и пар движутся в противоположных направлениях, на поверхности раздела фаз возникает сдвигающая сила. Если скорость пара достаточно велика, то может быть достигнут предел, когда жидкость будет притормаживаться, отрываться от поверхности капиллярной структуры и увлекаться потоком пара. Это может привести к нарушению циркуляции жидкости в TT и прекращению поступления ее в зону отвода тепла, в результате чего ухудшается теплоотвод и наступает кризис теплообмена, который проявляется полным осушением капиллярной структуры TT.

В работе экспериментально исследовано влияние давления насыщения, плотности теплового потока, угла наклона и степени заполнения ТТ на интенсивность и кризис теплообмена при кипении в алюминиевых ТТ с канавчатой капиллярной структурой в диапазоне тепловых потоков $q = 200-12\ 000\ \text{Bt/m}^2$ и давлений насыщения $P_{\rm H} = 0,11-0,28\ \text{M}\Pi a$ ($T_{\rm H} = 40-70\ ^{\circ}\text{C}$). Выполнен анализ и получена эмпирическая зависимость определения коэффициентов теплоотдачи и критических тепловых потоков в зоне испарения алюминиевых TT. Результаты показали существенное влияние давления на кризис при кипении в TT и являются актуальными при разработке систем терморегулирования на их основе.

Литература

1. Безродный М. К., Пиоро И. Л., Костюк Т. О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика. Киев: Факт, 2005. – 704 с.

2. Reay D. A., Kew P. A. Heat Pipes. Fifth ed. 2006. – 374 p.

3. Rassamakin Boris, Khairnasov Sergey, Rassamakin Andrey, Alpherova Olga. Space-Applied Aluminum Profiled Heat Pipes with Axial Grooves: Experiments and Simulation Pipe Science and Technology // Int. J. 2011. Vol. 1(4). Pp. 313–327.

УДК 536.46

ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКИХ СМЕСЕВЫХ БИОТОПЛИВ

А. К. Копейка¹, Ю. А. Олифиренко¹, Д. С. Дараков¹, М. В. Батурина¹, А. В. Бербега¹, Л. Раславичус²

¹Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, г. Одесса, Украина kopiyka@onu.edu.ua ²Department of Transport Engineering, Kaunas University of Technology, Kaunas, Lithuania laurencas.raslavicius@ktu.lt

Одним из распространенных способов ослабления негативного влияния антропогенного фактора является замена традиционных топлив на их возобновляемые аналоги, такие как биоэтанол, биобутанол и различные эфиры жирных кислот. Основной проблемой при попытке непосредственного использования данных биотоплив в двигателях, разработанных для эксплуатации на бензине или дизельном топливе, является существенное отличие в теплофизических свойствах, что, в свою очередь, влияет на характерные времена испарения капель, смесеобразования, воспламенения и горения топливовоздушной смеси. Поэтому, как компромиссный вариант, в настоящее время, активно обсуждается идея применения спиртов в качестве добавок к бензинам.

В настоящей работе представлены результаты исследований основных закономерностей испарения как одиночных капель биотоплив (этанол – Е, бутанол – В), так и их смесей, в том числе с бензином – G (октановое число 92). В исследуемых образцах смесевых топлив объемная доля бутанола варьировалась в интервале от 10 до 85%.

Экспериментальные исследования проводились методом подвешенной капли в нагретой воздушной среде в интервале температур 350–700 К и атмосферном давлении. Начальный размер капли составлял $d_0 \approx 2$ мм. Капля исследумого топлива с помощью дозирующего устройства помещалась на подвижный П-образный подвес с диаметром спая 600 мкм. Время ввода капли в центр нагретой печи не превышало 0,3 с. Печь представляла собой нагревательный элемент цилиндрической формы (диаметр 5·10⁻² м, длина 24·10⁻² м), снабженный расположенными с торцов окнами из кварцевого стекла для визуальных наблюдений и видеосъемки процесса. Текущий размер капли исследуемого топлива определялся с помощью видеосъемки со скоростью 5 кад/с и авторского программного продукта для захвата и обработки изображения. Эксперименты проводились в условиях слабого тока воздуха $v = 6,6\cdot10^{-3}$ м/с, а величина константы испарения K' пересчитывалась из измеряемой величины K по формуле Фресслинга [1]:

$$K' = K \left(1 + 0,229 \operatorname{Re}^{1/2} \right). \tag{1}$$

Полученные экспериментальные данные для топлив и их смесей представлены на рис. 1 и 2 в виде зависимости

$$\frac{d^2}{d_0^2} = f\left(\frac{t}{d_0^2}\right).$$

Анализ этих данных показал, что в указанном температурном диапазоне процесс испарения капель для этанола, бутанола и их смеси 60%E-40%B протекал в равновесном режиме.



Рис. 1. Динамика испарения капель при температуре 360 К: 1 – бутанол; 2 – этанол; 3 – смесь 60% E + 40% В

Рис. 2. Динамика испарения капель при температуре 360 К: 1 – бутанол; 2 – смесь 85%В + 15%G; 3 – смесь 60%В + 40%G; 4 – смесь 10%В + 90%G; 5 – бензин (G)

Соответствующие значения констант равновесного испарения К при различных температурах окружающей среды представлены на рис. 3. Можно видеть, что значение константы испарения увеличивается с ростом температуры, при этом для капель бутанола

величина K несколько больше чем для этанола, что особенно заметно в области более высоких температур. В то же время, найденные в опытах с каплями топливной смеси 60%E + 40%B значения K оказались меньшими, либо близкими к значению аналогичной величины для этанола, что говорит о неаддитивном характере зависимости от состава смеси некоторых теплофизических характеристик, например таких, как теплота парообразования L.



Рис. 3. Зависимость константы испарения капель исследуемых биотоплив от температуры среды. Расчет: 1 – бутанол, 2 – этанол, 3 – смесь 60%E + 40%B. Эксперимент: 4 – бутанол, 5 – этанол, 6 – смесь 60%E + 40%B

Здесь же для сравнения приведены также и расчетные значения величины K, вычисленные в рамках модели равновесного испарения капли инертной жидкости с учетом стефановского потока [1, 2]:

$$K = \frac{8\lambda}{\rho_{\kappa}c_{p}} \ln\left(1 + \frac{c_{p}\left(T_{\infty} - T_{S}\right)}{L}\right),\tag{2}$$

где *T_S* – температура поверхности капли, которая определялась по уравнению

$$\left\{1 - \frac{\mu_{rasa}}{\mu_{napa}} \left[1 - \exp\frac{L\mu_{napa}}{RT_{S}T_{\kappa un}} \left(T_{\kappa un} - T_{S}\right)\right]\right\}^{-1} = 1 - \left[1 + \frac{c_{p}}{L} \left(T_{\infty} - T_{S}\right)\right]^{-Le}$$

Как видно из сравнения теоретических оценок величины *К* и результатов, полученных в ходе эксперимента, имеет место удовлетворительное согласование этих данных между собой.

Зависимость $\frac{d^2}{d_0^2} = f\left(\frac{t}{d_0^2}\right)$ для бутанола и его смесей 85%B + 15%G и 60%B + 40%G

линейно зависит от времени, в отличие от капель G и его смеси 10%B + 90%G. Анализ экспериментальных данных (1-3) на рис. 2 позволил оценить величину константы испарения капель бутанола и его смесей 85%B + 15%G и 60%B + 40%G. Величина константы испарения увеличивается с ростом температуры и слабо зависит от состава смеси (рис. 4).

Для бензина и его смеси с добавкой 10% бутанола были получены аппроксимационные выражения следующего вида:

$$\frac{d^2}{d_0^2} = A + B \exp\left(-\frac{1}{C}\frac{t}{d_0^2}\right).$$
 (3)

Обнаружено, что во всем исследованном интервале температур величины аппроксимационных коэффициентов A и B из выражения (3) для бензина и его смеси 10%B + 90%G примерно равны 0,1 и 1 соответственно. Кроме того, указанные коэффициенты слабо зависят от температуры и состава смеси. Напротив, на величину коэффициента *С* значительное влияние оказывает и температура, и состав смеси (рис. 5). Однако с ростом температуры среды влияние состава смеси на величину коэффициента *С* ослабевало.





Рис. 4. Зависимость константы испарения от температуры: 1 – бутанол, 2 – смесь 85%B + 15%G; 3 – смесь 60%B + 40%G

Рис. 5. Зависимость аппроксимационного коэффициента C от температуры: 1 – бензин G, 2 – смесь 10%B + 90%G

Тот факт, что значения констант испарения *К* капель бензина и его смеси с бутанолом оказались близкими во всем исследуемом интервале температур, а величина аппроксимационного коэффициента *С* одинаковая, по крайней мере, при температуре 500 К, подтверждает тезис о хорошем смешивании бутанола с бензином.

Обозначения

K – константа скорости испарения, м²/с; T_{∞} – температура среды, К; T_{S} – температура поверхности капли; К, $T_{\kappa un}$ – температура кипения топлива, К; ρ_{κ} – плотность жидкости, кг/м³; c_{p} – удельная теплоемкость паров топлива, Дж/кг·К; λ – коэффициент теплопроводности среды, Вт/м²; L – удельная теплота испарения, Дж/кг; μ_{casa} и μ_{napa} – молярные массы испаряющейся жидкости и газовой среды соответственно, кг/моль; Re – критерий Рейнольдса; Le – критерий Льюиса.

Литература

1. Григорьев Ю. М. Испарение и воспламенения капель н-гептана в окислительной среде // Горение и взрыв. М.: Наука, 1972. С. 221–226.

2. Григорьев Ю. М., Гонтковская В. Т., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. К теории испарения и воспламенения капли взрывчатого вещества // ФГВ. 1968. Т. 4. С. 526–239.

УДК 536.75:539.2

ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПЕРЕСЫЩЕННОГО ПАРА В ЗАПЫЛЕННОМ ПАРОГАЗОВОМ ПОТОКЕ

Н. М. Корценштейн¹, А. К. Ястребов²

¹ОАО «Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского», г. Москва, Россия ²Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Для моделирования процесса гомогенной объемной конденсации пересыщенного пара, как правило, используется кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам. В случае конденсации в одномерном стационарном потоке без учета коагуляции это уравнение имеет следующий вид (см., например, [1, 2]):

$$u\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial (\dot{r}f)}{\partial r} = \frac{I}{\rho}\delta(r - r_{cr}), \qquad (1)$$

где f – функция распределения капель по размерам, u – скорость потока, r – радиус капли, \dot{r} – скорость роста капель, I – скорость нуклеации, ρ – плотность смеси пара, газа и капель, δ – дельта-функция, r_{cr} – критический радиус. В общем случае парогазовый поток может содержать твердые частицы, являющиеся центрами конденсации, При этом в потоке существует два вида капель: 1) микрокапли, образовавшиеся вследствие нуклеации в объеме парогазовой смеси; 2) макрокапли, образовавшиеся при конденсации на частицах пыли. Процессы образования и роста микрокапель описываются кинетическим уравнением (1). Для макрокапель кинетическое уравнение имеет вид

$$u\frac{\partial f_M}{\partial x} + \frac{\partial (\dot{r}f_M)}{\partial r} = 0.$$
⁽²⁾

Здесь f_M — функция распределения макрокапель по размерам. Количество макрокапель постоянно и равно количеству пылинок, поэтому правая часть (2) равна нулю. Для микрокапель функция распределения во входном сечении равна нулю, а для макрокапель — задаваемой функции распределения частиц пыли. Исследование влияния этих частиц и их распределения по размерам (в отличие от предыдущей работы [3], где рассматривались только монодисперсные частицы) на объемную конденсацию является целью данной работы.

Рассматривается одномерное стационарное течение смеси пара, газа и пылинок в сверхзвуковой части сопла. Для описания течения используются уравнения газовой динамики в односкоростном приближении (размеры пылинок и капель достаточно малы). Во входном сечении заданы температура смеси и парциальные давления компонентов, при этом пар является насыщенным, а скорость потока равна скорости звука.

Уравнения неразрывности и движения записываются следующим образом:

$$\frac{d}{dx}(\rho uA) = 0, \quad \rho u \frac{du}{dx} = -\frac{dp}{dx}$$
(3)

Здесь ρ и p – плотность и давление смеси, A – поперечное сечение сопла. Кроме уравнения неразрывности, выражающего закон сохранения массы для всей смеси, также используются уравнения баланса массы для отдельных компонентов:

$$\frac{dg_{v}}{dx} = -\frac{dg_{l}}{dx} = -\frac{4}{3}\pi\rho_{l}\frac{d}{dx}\left(\int_{r_{cr}}^{\infty}r^{3}fdr + \int_{0}^{\infty}r^{3}\left(f_{M} - \frac{\rho_{p}}{\rho_{l}}f_{0}\right)dr\right), \quad \frac{dg_{g}}{dx} = \frac{dg_{p}}{dx} = 0, \quad (4)$$

где g_v , $g_l g_g$ и g_p – массовые доли пара, жидкости, неконденсирующегося газа и твердых частиц соответственно, ρ_l и ρ_p – плотности жидкости и твердых частиц соответственно, f_0 – функция распределения пылинок по размерам во входном сечении.

Для расчета температур газовой фазы и капель использовалась однотемпературная модель, в которой температуры фаз считаются одинаковыми (ее точность увеличивается с ростом концентрации газа). В рамках данной модели используется одно уравнение энергии для жидкой и газовой фазы:

$$C_p \frac{dT}{dx} + u \frac{du}{dx} = L \frac{dg_l}{dx}.$$
(5)

Здесь С_р – теплоемкость смеси пара, газа и капель, L – теплота парообразования.

Система уравнений (1)–(5) замыкалась с помощью уравнений состояния для компонентов газовой фазы (использовалось приближение идеального газа). Скорость нуклеации в кинетическом уравнении для микрокапель (1) вычислялась по формуле Френкеля – Зельдовича [1], а скорость роста в (1) и (2) – по формуле Фукса [4]:

$$\dot{r} = \frac{\alpha \left(p_v - p_s \right)}{\rho_l \sqrt{2\pi RT/\mu_v}} \left(1 + \frac{\alpha}{D} \sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu_v}} \frac{r^2}{r + \lambda} \right)^{-1}, \tag{6}$$

где α – коэффициент конденсации, p_v и p_s – парциальное давление пара и давление насыщения при температуре потока, R – универсальная газовая постоянная, μ_v – молярная масса пара, D – коэффициент диффузии, λ – средняя длина свободного пробега молекул.

Расчеты проводились для смеси воздуха и водяного пара. Температура на входе в сверхзвуковую часть сопла с углом раскрытия 5° равна 343 К, парциальное давление газа превышает давление пара в 50 раз. Как показали результаты расчетов при отсутствии пыли, точность однотемпературной модели при этом является приемлемой. Использовалось два вида распределения пылинок по размерам – монодисперсное и логнормальное. Задаваемыми параметрами частиц пыли являлись их средний радиус, среднеквадратичное отклонение размеров пылинок от среднего значения (нулевое для монодисперсного распределения) и массовая доля пыли. Кинетические уравнения (1) и (2) решались с помощью метода прямого численного решения [5]. Сравнение результатов для незапыленного и запыленного потоков при монодисперсном распределении пыли позволяет выявить изменения, связанные с наличием пыли. Сравнение результатов для различных распределений позволяет оценить влияние среднеквадратичного отклонения на объемную конденсацию в запыленном потоке.

На рис. 1 и 2 показано изменение температуры потока и массовой доли конденсата по длине сопла при различных значениях массовой доли пылинок g_p для монодисперсной пыли радиусом 1 мкм. Как видно из рис. 1, 2, в зависимости от запыленности потока процесс объемной конденсации протекает по одному из трех направлений:

1. При $g_p = 0,2\%$ за счет гомогенной конденсации образуется существенно больше жидкости, чем за счет гетерогенной. Положение зоны нуклеации и характер изменения температуры в ней мало меняются по сравнению с незапыленным потоком. Относительная площадь поверхности пылинок (поверхность пылинок, отнесенная к поверхности капель в незапыленном потоке в момент достижения максимального пересыщения) составляет 0,32.

2. Увеличение запыленности до $g_p = 0.5\%$ повышает влияние тепловыделения при гетерогенной конденсации на параметры потока и приводит к существенному сдвигу зоны

нуклеации вниз по потоку, а также сглаживает повышение температуры в ней. Вклады гомогенного и гетерогенного механизмов процесса объемной конденсации сопоставимы. Относительная площадь поверхности пылинок составляет 0,81.

3. Дальнейшее увеличение запыленности до $g_p = 1,5\%$ приводит к подавлению процесса гомогенной конденсации. Тепловыделение при конденсации обеспечивает монотонное и замедленное (по сравнению с первыми двумя случаями) снижение температуры вдоль потока. Относительная площадь поверхности пылинок составляет 2,41.



Рис. 1. Изменение температуры потока вдоль оси сопла для монодисперсной пыли при различных значениях ее массовой доли



Рис. 2. Изменение массовой доли жидкости вдоль оси сопла для монодисперсной пыли при различных значениях ее массовой доли $(1 - g_p = 0; 2 - 0,2\%; 3 - 0,5\%; 4 - 1,5\%)$; сплошные линии – жидкость в микрокаплях, штриховые линии – в макрокаплях)

На рис. 3 представлены зависимости степени пересыщения и количества капель в единице массы. При неподавленной гомогенной конденсации рост среднеквадратичного отклонения приводит к смещению зоны нуклеации ближе к входному сечению, причем влияние среднеквадратичного отклонения на степень пересыщения усиливается с увеличением массовой доли твердых частиц (кривые 2 и 3 на рис. 3). Однако в случае подавленной гомогенной конденсации (кривые 4 на рис. 3, *a*) результаты, полученные при различных значениях среднеквадратичного отклонения, отличаются меньше. Рост массовой доли пыли приводит к смещению зоны нуклеации от входного сечения и увеличению ее продольного размера (рис. 3, δ). Чем больше содержание пыли в потоке, тем существеннее влияние среднеквадратичного отклонения на положение и размер зоны нуклеации. Вместе с тем при высоком содержании пыли среднеквадратичное отклонение слабее влияет на количество капель в единице массы после прекращения нуклеации.



Рис. 3. Изменение степени пересыщения вдоль оси сопла (*a*) и зависимость количества капель от координаты (δ) при различных значениях относительного среднеквадратичного отклонения (сплошные линии – монодисперсные частицы, штриховые – 0,25; 1 – $g_p = 0$; 2 – 0,2%; 3 – 0,5%; 4 – 1,5%)

Использованное логнормальное распределение пылинок по размерам во входном сечении сопла задавалось следующим образом [6]:

$$f_0 = \frac{n_p}{\sqrt{2\pi r\sigma}} \exp\left(-\left(\ln\left(r/r_p\right) - \mu\right)^2 / 2\sigma^2\right),\tag{7}$$

где n_p и r_p – количество пылинок в единице массы и их средний радиус, μ и σ – параметры логнормального распределения, которые связаны с математическим ожиданием M и дисперсией D функции f_0 как [6]

$$M = r_p e^{\mu + \sigma^2/2}, \quad D = r_p^2 \left(e^{\sigma^2} - 1 \right) e^{2\mu + \sigma^2}.$$
 (8)

Из требования равенства математического ожидания функции распределения (7) среднему радиусу r_p получаем

$$\mu = -\sigma^2/2, \quad \delta \equiv \sqrt{D}/r_p = \sqrt{e^{\sigma^2} - 1}.$$
(9)

Здесь δ – среднеквадратичное отклонение радиуса пылинок, отнесенное к их среднему радиусу. Площадь поверхности пылинок и их массовая доля с учетом выражений для моментов логнормального распределения [6] определяются следующим образом:

$$S_{p} = 4\pi \int_{0}^{\infty} f_{0}(r)r^{2}dr = 4\pi n_{p}r_{p}^{2}e^{\sigma^{2}}, \quad g_{p} = \frac{4}{3}\pi\rho_{l}\int_{0}^{\infty} f_{0}(r)r^{3}dr = \frac{4}{3}\pi\rho_{l}n_{p}r_{p}^{3}e^{3\sigma^{2}}.$$
 (10)

Из (10) с использованием (8) можно получить выражение, связывающее площадь поверхности твердых частиц с их массовой долей:

$$S_{p} = \frac{3g_{p}}{\rho_{l}r_{p}e^{2\sigma^{2}}} = \frac{3g_{p}}{\rho_{l}r_{p}\left(1+\delta^{2}\right)^{2}}.$$
(11)

В соответствии с (11), при постоянной массовой доле увеличение среднеквадратичного отклонения приводит к снижению площади поверхности пылинок. Вследствие этого тепловыделение при конденсации на поверхности твердых частиц должно быть меньше, степень пересыщения должна расти быстрее, а зона нуклеации должна быть ближе к входному сечению. Представленные на рис. 3 результаты подтверждают этот вывод.

Таким образом, из полученных результатов следует, что необходимость в учете распределения пылинок по размерам возникает при таких запыленностях потока (относительной площади пылинок), когда вклад гетерогенного механизма объемной конденсации сопоставим или превосходит вклад гомогенного механизма. Проведенные исследования не учитывали два обстоятельства: броуновскую коагуляцию образующихся капель и столкновительную коагуляцию в потоке при взаимодействии капель и частиц пыли. Учет указанных обстоятельств является задачей дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 16-08-00182 и 14-08-00467).

Литература

1. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.

2. Баханов В. П., Буйков М. В. Кинетика спонтанной квазистационарной конденсации в камере Вильсона // Коллоидный журнал. 1967. Т. 29. С. 779–785.

3. Корценштейн Н. М., Ястребов А. К. Тепломассообмен при объемной конденсации в запыленном парогазовом потоке // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 10–13 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 1, Ч. 2. С. 517–521.

4. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.-Л.: Издательство АН СССР, 1958.

5. Корценштейн Н. М., Самуйлов Е. В., Ястребов А. К. Новый метод моделирования объемной конденсации пересыщенного пара // ТВТ. 2009. Т. 47, № 1. С. 89–100.

6. Королюк В. С., Портенко Н. И., Скороход А. В., Турбин А. Ф. Справочник по теории вероятностей и математической статистике. М.: Наука, 1985.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ТРУБЕ С КОМБИНИРОВАННЫМ ПОКРЫТИЕМ

Ю. А. Кузма-Кичта¹, А. В. Лавриков², Н. А. Стенина¹, А. А. Устинов²

¹Национальный исследовательский университет (Московский энергетический институт), г. Москва, Россия ²Сколковский институт науки и технологий, Московская область, д. Сколково

Для испарителей в пищевой и химической промышленности и при водоподготовке важными параметрами являются теплоотдача и устойчивость циркуляции рабочей жидкости.

С целью интенсификации теплоотдачи в испарителях используются пористые покрытия, вставки для закрутки потока, нанесение ребер [1]. Однако их применение сопряжено со сложностью реализации и повышенной металлоемкостью. Поэтому сохраняется актуальность разработки новых методов интенсификации теплообмена. В последнее время появляются данные об использовании с этой целью изменения рельефа поверхности на микро- и наноуровне. Микро- и нанорельеф поверхности позволяет значительно снизить энергопотребление в термостабилизаторах круглогодичного действия (ТКД) [2, 3], повысить надежность охлаждения корпуса реактора в аварийных условиях [4], надежность захолаживания высокотемпературных сверхпроводников [5].

С другой стороны, низкая скорость в испарителях с естественной циркуляцией приводит к тому, что она сильно зависит от давления, уровня и состава рабочей жидкости. В работах [6, 7] с помощью проволочных вставок уменьшены пульсации расхода в контуре. В работах [8–10] показано, что существует критическое солесодержание концентрата в испарителях кипящего типа, при достижении которого происходит снижение весового уровня в опускной щели и интенсивности циркуляции, и изменяются характеристики барботажного слоя. Скорость циркуляции во многом определяется взаимодействием паровых пузырей. В работе [11] рассматривается гидродинамика для адиабатных условий и в работе [12] приведены данные и зависимости по теплоотдаче при кипении водных растворов.

В настоящей работе интенсификация теплообмена при кипении в трубах в условиях естественной циркуляции осуществляется с помощью покрытия из наночастиц SiC с добавлением полимерного слоя. В результате увеличивается краевой угол и уменьшаются температурные напоры начала кипения.

Рабочий участок представляет собой трубу длиной 1.55 м и наружным диаметром 20 мм из нержавеющей стали, с нанесенными на внутреннюю поверхность наночастицами SiC и полимерным слоем толщиной 2~10 мкм. Полученный слой позволяет повысить краевой угол до 105 градусов по сравнению с полимерной пленкой из того же материала (рис. 1).



Рис. 1. Контактный угол при взаимодействии воды с поверхностью: 1) нержавеющая сталь; 2) полимерная пленка; 3) рельеф из наночастиц SiC; 4) рельеф из наночастиц с добавлением полимерного слоя

На рис. 2 показаны фото рельефа поверхности, полученные с помощью электронного микроскопа. Видно, что толщина полимерной пленки неоднородная по поверхности.



Рис. 2. Фото поверхности рабочего участка, полученные на электронном микроскопе (увеличение 1600 раз). Справа: поверхность трубы из нержавеющей стали без покрытия, слева: с покрытием из наночастиц SiC + полимерная пленка

Согласно методике исследования коэффициент теплопередачи на рабочем участке определяется как отношение суммарного теплового потока к перепаду температур между греющим паром и продуктами испарения.

За счет гидростатического столба жидкости в рабочий участок поступает вода, недогретая до температуры насыщения. По мере подъема в рабочем участке возрастает температура жидкости, и уменьшается температура насыщения. После начала кипения образуется пароводяная смесь. Температура на оси трубы понижается вслед за снижением температуры насыщения, что выражается в изменении наклона ее распределения. Для определения границы начала кипения по оси трубы на разной высоте расположены термопары.

После прохождения рабочего участка пароводяная смесь поступает в разделитель, конденсируется в конденсаторе и вода возвращается в контур. Тепловой поток определяется по расходу конденсата в конденсаторе. Рабочий участок обогревается греющим паром и в нем осуществляется естественная циркуляция рабочей среды.

Автоматизированная система измерений контролирует давление и температуру в контуре. Давление в диапазоне 0.2–0.47 атм поддерживается вакуумным насосом. Расход пара, выходящего из рабочего участка, определяется весовым способом по количеству

конденсата. Перед поступлением в контур конденсат подогревается. Элементы установки теплоизолированы. В разделительном баке поддерживается температура насыщения с помощью масляного термостата.

На рис. 3 показаны полученные данные в виде отношения суммарных тепловых потоков для труб с рельефом из наночастиц и гладких труб при различных температурных напорах, давлениях и уровнях жидкости и результаты [8] для проволочных вставок. Как видно, больший эффект наблюдается в области низких температурных напоров. Кроме того, наблюдается значительная зависимость теплового потока от уровня жидкости. В исследованных условиях отмечена интенсификация теплообмена. Больший эффект интенсификации теплообмена достигается при низких температурных напорах и давлениях. По-видимому, это является следствием расширения зоны кипения.



Рис. 3. Отношение суммарных тепловых потоков для труб с рельефом из наночастиц и гладких труб (давление 0.47 и 0.2 атм). Цифрами без подписи обозначен уровень жидкости в %, при котором проводились опыты с рельефом из наночастиц. Данные "hiTran" получены для проволочной вставки [6]

В опытах обнаружено также значительное повышение скорости циркуляции для труб с рельефом из наночастиц при меньших уровнях жидкости.

На рис. 4, 5 показаны экспериментальные данные по скорости циркуляции и теплоотдаче в разные моменты времени. Представлены две серии опытов для рабочего участка с рельефом из наночастиц при одинаковых параметрах. Первая серия проведена сразу после установки рабочего участка в экспериментальный стенд. Вторая серия опытов проведена после двух месяцев испытаний в условиях естественной циркуляции при температурном напоре 15 К. Обнаруженные в первой серии опытов закономерности были полностью воспроизведены.



Рис. 4. Скорость циркуляции: 1) первая серия опытов; 2) вторая серия опытов. P = 0.2 атм, dT = 10 K, вода

Обнаружено значительное повышение скорости циркуляции для труб с рельефом из наночастиц при меньших уровнях жидкости.

Данные по теплообмену представлены на рис. 5 в виде отношения суммарного теплового потока в первой и второй серии опытов. Видно, что отличие находится в пределах погрешности.



Рис. 5. Отношение суммарных тепловых потоков для различных экспериментов. q1 – первая серия опытов, q2 – вторая серия опытов, вода; P = 0.2 атм; цифрами на графике обозначен уровень жидкости в процентах

Как показано, циркуляция в контуре трубы без покрытия при всех давлениях среды и уровнях воды от 75% до 100% может прекращаться. Для трубы с рельефом из наночастиц наблюдается циркуляция при всех исследованных уровнях жидкости. Это свиде-тельствует о том, что поверхность трубы с рельефом из наночастиц смачивается жидкостью даже при самых низких уровнях. Для трубы без рельефа из наночастиц при низких уровнях жидкости могут наблюдаться режимы, при которых верхняя часть трубы высыхает, что может негативно сказаться на качестве продукта, подвергаемого выпариванию. Опыты показали, что для трубы с рельефом из наночастиц скорость циркуляции выше, чем для трубы без покрытия. Однако этот эффект уменьшается с ростом давления и температурного напора.

Ресурсное испытание трубы с рельефом из наночастиц в течение двух месяцев показало, что обнаруженные в первой серии опытов закономерности были полностью воспроизведены [13].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-00775.

Литература

1. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Леонтьев А. И., Федик И. И., Холпанов Л. П. Интенсификация тепломассообмена на макро-, микро- и наномасштабах // ЦНИИатоминформ, 2008. – 532 с.

2. Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Штефанов Ю. П., Прокопенко И. Ф. Разработка термостабилизатора круглогодичного действия // Междунар. науч.-практ. конф. по инженерному мерзлотоведению. 7–10 ноября 2011 г. Тюмень, 2011.

3. Kuzma-Kichta Yu., Lavrikov A., Tsurikov D. Boiling of nanofluids // Proc. of the First Intern. conf. of Heat Pipes for Space Applications. Moscow, 2009.

4. Ллойд Дж., Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Шустов М. В., Чистякова А. В., Чурсин П. С. Исследование характеристик кипения на поверхностях с искусственным микрои нанорельефом // Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках: Матер. 4-й междунар. конф. 18–20 октября 2011 г. М.: НИУ МЭИ, 2011.

5. Шустов М. В., Лавриков А. В., Жуков В. М., Кузма-Кичта Ю. А. Интенсификация теплообмена при пленочном кипении азота на цилиндре с лунками в кольцевом канале // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в новых энергетических технологиях: Матер. XVIII школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева. 23–27 мая 2011 г. Звенигород, Россия. М.: Издательский дом МЭИ, С. 231–232.

6. Hammerschmidt J., Untersuchung des Einflusses von Rohrstrukturierungen und Drahtgestrickeinbauten auf die Naturumlaufverdampfung. Diss. TU Braunschweig, 2013.

7. Hammerschmidt Jochen, Stephan Scholl/Increased performance of thermosiphon reboilers // Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках: Матер. 4-й междунар. конф. 18–20 октября 2011 г. М.: НИУ МЭИ, 2011. С. 291.

8. Стерман Л. С., Можаров Н. А. Исследование работы испарителей блока К-200-130 Луганской ГРЭС // Теплоэнергетика. 1965. № 12. С. 15–18.

9. Бускунов Р. Ш., Сметана А. З. Особенности гидродинамики водяного объема вертикального испарителя // Теплоэнергетика. 1970. № 4. С. 48–50.

10. Семеновкер И. Е. Ухудшение циркуляции при вспенивании котловой воды // Теплоэнергетика. 1955. № 7. С. 12–15.

11. Лабунцов Д. А., Корнюхин И. П., Захарова Э. А. Паросодержание двухфазного адиабатного потока в вертикальных каналах // Теплоэнергетика. 1968. № 4. С. 62–67.

12. Лавриков А. В., Кузма-Кичта Ю. А. Исследование кипения водных растворов при повышенных давлениях и оценка условий циркуляции в испарителях // Теплоэнергетика. 2009. № 3. С. 66–69.

13. Lavrikov Alexandr V., Hammerschmidt Jochen, Kuzma-Kichta Yuri A., Stephan Scholl. Thermosiphon Reboilers with Enhanced Tubes // Chem. Ing. Tech. 2015. Vol. 87, No. 3, Pp. 1–8.

УДК 536.248.2:536.46

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В УСЛОВИЯХ САМООРГАНИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ В МИКРОСТРУКТУРНЫХ И СЛОЖНЫХ КАНАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

В. В. Кузнецов, С. А. Сафонов

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

Одной из основных проблем, сдерживающих разработку высокоэффективных тепломассообменных аппаратов с рекордными характеристиками по удельной поверхности и интенсивности тепломассопереноса, является многомасштабность течения в сложных системах. обусловленная взаимодействием процессов микроканальных на И макромасштабах [1]. Для таких аппаратов процессы самоорганизации течения определяют термогидравлическую эффективность из-за возможного блокирования поверхности теплообмена при развитии неравномерности течения жидкости и пара. Наблюдаемые тенденции в этой области заключаются в комплексном подходе, основанном на использовании результатов экспериментальных исследований и разработке высокоточных математических моделей многомасштабных явлений в микроструктурированных системах. Создаются методы расчета эффективности разделения бинарных смесей для насадочных колонн различного типа со структурными насадками [2], создаются методы расчета современных компактных пластинчато-ребристых теплообменников и аппаратов для ожижения природного газа, в которых используются каналы малого размера [3]. В данной работе рассмотрено влияние многомасштабных процессов самоорганизации течений на процессы тепломассообмена при разделении бинарных смесей с использованием сложных канальных систем структурных насадок со спонтанной закруткой потока, получены закономерности тепломассообмена при кипении и конденсации хладонов и криогенных жидкостей в микроструктурных пластинчато-ребристых теплообменниках.

Рассмотрим процессы тепломассообмена при разделении смеси газов при криогенных температурах в сложных канальных системах ректификационных колонн, заполненных структурной насадкой. В таких колоннах жидкость стекает вниз под действием силы тяжести в виде тонкой пленки по поверхности структурной насадки и пар поднимается вверх в условиях интенсивного массообмена на межфазной поверхности. Методы моделирования процессов межфазного тепломассообмена в таких системах на микроуровне основаны на детальной структуре потоков жидкости и пара. Структурная насадка состоит из плотно прижатых деформированных тонкостенных листов, которые образуют сообщающуюся систему каналов, расположенных под углом Θ друг к другу (рис. 1, *a*). Дымовая визуализация показала, что газ движется преимущественно вдоль каналов и потоки в соседних каналах взаимодействуют в тонком слое смешения, образуя два вихревых течения с интенсивным обменом в слое смешения. Для рассмотрения процессов тепломассообмена выделим три области течения: тонкий слой смешения на границе двух соседних каналов, пограничный слой на поверхности насадки в закрученном потоке газа и область взаимодействия течения в слое смешения и пограничного слоя на поверхности насадки, показанные на рис. 1, а. В приближении тонких турбулентных пограничных слоев и слоя смешения, напряжение трения и коэффициент массоотдачи определяются известными соотношениями теории пограничного слоя с учетом относительных функций, учитывающих факторы влияния степени турбулентности и массовой силы. Для конфигурации течения, показанной на рис. 1, а, безразмерный средний коэффициент массоотдачи на поверхности насадки определяется как суперпозиция коэффициентов массоотдачи в пограничных слоях на стенке:

$$Sh_{Dh} = D_h / l_W (Sh_l + Sh_s). \tag{1}$$

На рис. 1, *б* приведено сравнение расчета коэффициента массоотдачи для структурированной насадки с экспериментальными данными [4], полученными для различных значений угла раскрытия каналов Θ .



Рис. 1. Схема течения в каналах насадки (*a*) и зависимость числа Шервуда от угла раскрытия каналов (*б*): линия – расчет, точки – данные [4]

Основной причиной самоорганизации противоточного парожидкостного течения в ректификационной колонне со структурной насадкой, приводящей к образованию крупномасштабных структур, является каскад многомасштабных процессов, возникающих при увеличении плотности пара по высоте колонны. Численные расчеты разделения смеси аргонкислород, выполненные на основе одномерной неравновесной модели неэквимолярного разделения, показали, что наибольший градиент концентрации легколетучего компонента и плотности пара сосредоточен в нижней части колонны. Он значительно возрастает при увеличении отношения мольных расходов жидкости и пара от 1 до 1.7, что может служить причиной развития конвективных течений в колонне. Устойчивость течения газа в колонне при наличии межфазного массопереноса рассмотрена в рамках приближения Буссинеска. Выделен безразмерный параметр N_{con} , определяющий соотношение гравитационных и инерционных сил при восходящем течении пара в колонне, и определены режимы течения, при которых число конвекции N_{conv} существенно превышает единицу. Полученные режимы течения являются наиболее опасными для развития конвективных течений в ректификационной колонне.

Рассмотрим самоорганизацию парожидкостного течения и ее влияние на процессы тепломассообмена при испарении и конденсации в прямоугольных каналах микроструктурных пластинчато-ребристых теплообменников. При кольцевом и переходном течениях в углах таких каналов возникает скачок капиллярного давления, и капиллярные силы деформируют поверхность жидкости. Предлагаемая математическая модель самоорганизации течения основана на выделении двух областей (течение в углу канала, ограниченное межфазным мениском, и пленочное течение на стенках канала), и сшивки решений в этих областях с учетом условий сопряжения. Для пленочного течения жидкости параметр ε, равный отношению начальной толщины пленки жидкости δ₀ к полуширине длинной стороны канала *a*, является малым ($\varepsilon = \delta_0 / a << 1$). Тогда уравнения Навье – Стокса, с учетом условий на стенке канала и межфазной поверхности, сводятся к эволюционному уравнению, определяющему изменение формы межфазной поверхности под действием капиллярных сил и фазовых переходов. Используем характерные масштабы скорости $g\delta_0^2/v_1$, давления $\rho_1 ga$, масштаб вдоль канала a/ε и масштаб поперек канала a, и получим эволюционное уравнение в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\gamma m^3 + 1.5 \frac{\kappa m^2}{\epsilon} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(m^3 \frac{\partial^3 m}{\partial \eta^3} \right) = \frac{3}{\varphi^4} \left[Ga \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \ln m}{\partial \eta} \right) - \frac{G_0 \Theta_{wi}}{m\epsilon} \right], \tag{2}$$

где последнее слагаемое в правой части учитывает поток массы в связи с парообразованием, m = δ/δ_0 – безразмерная толщина пленки, ξ – координата вдоль канала, η – координата поперек канала. Здесь $\gamma = 1 - (\partial p_G / \partial x) / (\rho_L g) = 1 - 4a\kappa / D_{hG}$, $\kappa = \chi / (\rho_L ga)$, D_{hG} – гидравлический диаметр для части канала, занятой газом, $Ga = A_0 / (6\pi a^2 \sigma)$, A_0 – постоянная Гамакера. Параметры $G_0 = \lambda_L T_* v_L / (\sigma a h_{fg})$ и $\Theta_{w,i} = (T_{w,i} - T_{sat}) / T_*$ определяются внутренней температурой стенки $T_{w,i}$, температурой насыщения T_{sat} и характерной температурой, определяемой как разность внешней температуры стенки и температуры насыщения $T_* = (T_{w,e} - T_{sat})$. Поток массы на межфазной поверхности определяется по модели кондуктивного переноса тепла в пленке: $G_e = \lambda_L (T_{w,i} - T_{sat}) / (\delta_o h_{fg})$.

Уравнение (2) решается совместно с уравнением для течения жидкости в мениске (уравнение Пуассона) и уравнением сохранения полного расхода жидкости. Если контактный угол отличен от нуля, для определения формы поверхности жидкости необходим расчет полуширины ривулета, соответствующего текущему расходу жидкости в пленке. Полагалось, что при достижении полушириной ривулета значения, которое меньше, чем расстояние от центра канала до края мениска, пленка разрывается и в канале устанавливается

новая конфигурация, состоящая из ривулета, мениска и сухого пятна между ними. После определения формы поверхности жидкости совместно решаются уравнения теплопроводности для области, заполненной жидкостью, и стенки канала, как это было описано в [5].

Пример расчета формы поверхности жидкости и распределение локального теплового потока вдоль периметра канала при испарении хладона R-21 в прямоугольном канале сечением $6.3 \times 1.6 \text{ мм}^2$ при массовой скорости $G = 52 \text{ кг/(m}^2 \cdot c)$, плотности объемного тепловыделения $Q = 60 \text{ MBt/m}^3$ и начальном массовом паросодержании 0.22 показан на рис. 2. На этом рисунке координата отсчитывается от середины длинной стороны канала. Первоначально жидкость была равномерно распределена вдоль периметра канала. Далее жидкость стягивается в углы канала и происходит разрыв пленки с образованием контактной линии и сухого пятна. При расчете величина контактного угла была равна трем градусам. Локальный тепловой поток в окрестности контактной линии ограничен шероховатостью стенки канала или подавлением испарения для сверхтонких пленок жидкости. Как видно, формирование сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в микрообласти вблизи контактной линии или линии соприкосновения мениск – пленка типичны для самоорганизации течения при испарении жидкости в каналах пластинчато-ребристых теплообменников.



Рис. 2. Форма поверхности жидкости при испарении R-21 (*a*) и распределение локального теплового потока вдоль периметра канала (б)

Принципиально другой характер имеет самоорганизация течения при конденсации пара. В этом случае максимальный поток конденсата наблюдается в области сверхтонкой пленки жидкости и выравнивает форму межфазной поверхности. Это приводит к подавлению процесса образования сухих пятен на стенках канала и минимальный тепловой поток соответствует межфазной поверхности в углу канала с наибольшей толщиной пленки.

Полученные результаты позволяют количественно охарактеризовать сложную картину процессов тепломассообмена в микроструктурных и сложных канальных системах, возникающую в условиях самоорганизации течений, что необходимо для разработки высокоэффективных компактных тепломассообменных аппаратов. Построенная модель тепломассообмена в каналах структурной насадки, учитывающая самопроизвольную закрутку потока из-за взаимодействия потоков в слое смешения, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы современных методов расчетов процессов переноса в сложных канальных системах современных ректификационных колонн и градирен. Модель самоорганизации парожидкостного течения в каналах компактных пластинчато-ребристых теплообменников и ее влияния на процессы тепломассообмена при испарении и конденсации достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы современа в каналах компактных пластинчато-ребристых теплообменников и ее влияния на процессы тепломассообмена при испарении и конденсации достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы современа ранные и закладывает основы современа при испарении и конденсации достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы современных методов расчета процессов тепломассообмена при фазовых превращениях в микроструктурных устройствах на основе каналов малого размера.

Работа выполнена в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-49-00010).

359

Обозначения

 D_h – гидравлический диаметр, м; $h_{\rm fg}$ – удельная теплота парообразования, Дж/кг; g – ускорение свободного падения, м/с²; P – давление, Па; Sh – число Шервуда; Sc – число Шмидта; T – температура, К; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ν – кинематическая вязкость, м²/с; ρ – плотность, кг/м³; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; χ – касательное напряжение на поверхности, Па.

Литература

1. Kuznetsov V. V. Heat and Mass Transfer with Phase Change and Chemical Reactions in Microscale // Proc. 14 Int. Heat Transfer Conf. Washington: ASME, 2010. Keynote 22570.

2. Hanley B. and Chen C. C. New Mass-Transfer Correlations for Packed Towers // AIChE. 2012. Vol. 58. Pp. 132–152.

3. Robertson J. M., Lovergrove P. C. Boiling Heat Transfer with Freon 11 in Brazed Aluminum Plate-Fin Heat Exchangers // J. of Heat Transfer. 1983. Vol. 105(3). Pp. 605–610.

4. Geiser G. Flow and Transport Processes in Corrugated Structures. PhD Thesis, University of Stuttgart, 1990.

5. Kuznetsov V. V., Safonov S. A. Fluid flow and heat transfer with phase change in minichannels and microchannels // Heat pipes and solid sorption transformations fundamentals and practical applications / Eds. L. L. Vasiliev, S. Kakac. Boca Raton, CRC Press, 2013. Pp. 465–496.

УДК 533.72:538.93

ЗАДАЧА ПЕРЕКОНДЕНСАЦИИ: СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕШЕНИЙ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА С РЕЗУЛЬТАТАМИ МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В. Ю. Левашов¹, А. П. Крюков², И. Н. Шишкова², В. В. Жаховский³

¹Институт механики МГУ, г. Москва, Россия ²Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия ³Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Процессы испарения и конденсации могут осуществляться в различных природных явлениях и технических устройствах. Одной из особенностей этих процессов является наличие совместного переноса тепла и массы от поверхности испарения к поверхности конденсации. Одно из первых решений задачи об испарении с одной поверхности и конденсации на другой, расположенной на некотором расстоянии от первой – задачи переконденсации – было получено методами механики сплошных сред в 1952 г. в работе [1]. Однако оказалось, что для замыкания сформулированной системы уравнений необходимо использовать кинетическое соотношение, в качестве которого была взята формула Герца – Кнудсена. В дальнейшем эта задача исследовалась на основе различных методак решения кинетического уравнения Больцмана, в том числе и с использованием метода прямого численного решения. Основная цель настоящей работы состоит в определении корректных кинетических граничных условий в задачах с испарением и конденсацией. Для этих целей осуществляется анализ процессов испарения и конденсации на основе методов молекулярно-

динамического моделирования (МД) и кинетической теории газов (МКТ) и сравнении полученных функций распределения молекул по скоростям.

Рассматриваются две конденсированные фазы, разделенные слоем пара (рис. 1). Температура одной из них, например левой (T_{w1}), больше правой (T_{w2}) (рис. 1). Отметим, что T_{w1} и T_{w2} – это температуры жидкости вдали от переходного межфазного слоя: конденсат – пар. В описанной системе возникнет перенос массы от более нагретого конденсата через пространство, заполненное паром. Расстояние *L* между горячим и холодным конденсатом считается известным. Требуется определить плотность потока массы *j* пара, зависимости его плотности, температуры и других макропараметров от координаты, а также найти функцию распределения молекул пара по скоростям и ее эволюцию по координате.





Использование кинетических методов решения рассматриваемой задачи предполагает наличие информации о функции распределения «летящих» от межфазной поверхности молекул по скоростям f_+ . Один из возможных подходов решения состоит в использовании метода молекулярной динамики для нахождения такой функции распределения. В [2], рассматривая процесс испарения в вакуум, авторы отмечают, что функция распределения достаточно близка к максвелловской.

Необходимо отметить, что постановка задачи для МКТ отличается от постановки задачи для МД. Эти отличия состоят в следующем. В кинетическом приближении граница раздела фаз конденсат – пар представляет собой геометрическую поверхность, а в молекулярно-динамическом подходе возникает переходный межфазный слой конденсат – пар, в котором свойства изменяются очень резко, но непрерывно от значений для конденсата до значений для пара. Для проведения кинетических расчетов должна быть задана линия фазового равновесия конденсат – пар, т. е. зависимость равновесного давления или плотности насыщенного пара от температуры. Такая информация получена экспериментально для большинства веществ и представлена в виде таблиц, аппроксимирующих формул или графиков. Метод МД позволяет избежать необходимости эмпирического определения этой величины. Достаточно задать лишь параметры потенциала взаимодействия молекул (атомов) вещества друг с другом, а линия насыщения может быть получена в результате расчета соответствующих равновесных состояний, причем во всем диапазоне температур, в том числе и вблизи критической точки.

Для определения концентрации (числовой плотности) насыщенного пара в зависимости от температуры была проведена серия молекулярно-динамических расчетов аргона. Для моделирования использовался сглаженный потенциал Леннард – Джонса [3] с $\sigma = 0.342629438$ нм и радиусом обрезания 0.8125 нм. Результаты этих расчетов представлены на рис. 2.

Таким образом, для кинетики задаются температуры межфазных поверхностей и соответствующие им по линии насыщения равновесные плотности пара, а в молекулярной динамике лишь температуры конденсированных фаз («горячей» и «холодной» жидкостей).




В общем случае функцию распределения молекул, летящих от поверхности конденсированной фазы, по скоростям можно представить как сумму двух частей – первая описывает молекулы испарившиеся (f_e) , а вторая – отразившиеся (f_r) от границы раздела фаз:

$$f_{+} = f_{e} + (1 - \beta)f_{r}$$
,

где β – коэффициент конденсации, определяющий долю оставшихся на межфазной поверхности частиц их всех налетевших на нее.

В статье [4] предложен приближенный подход, позволяющий на базе метода молекулярно-динамического моделирования осуществлять расчет величины коэффициента конденсации для различных значений температур пара и межфазной поверхности.

Следует отметить, что в методе МД моделирования нет необходимости в задании вида функции распределения частиц, движущихся от поверхностей испарения – конденсации. Применение данного метода моделирования позволяет получить детальную информацию о координатах и скоростях частиц системы жидкость – пар. Полученная детальная информация дает возможность определить функцию распределения молекул по скоростям в некотором элементе объема ΔV . Эта величина рассчитыватся как отношение числа частиц ΔN , находящихся в выделенном элементе объема и имеющих скорости в интервале от ξ до $\xi + \Delta \xi$:

$$F_z^{M\mathcal{I}} = \frac{\Delta N}{\Delta \xi_z \Delta V}$$

При этом, проводя вычисления каждой из функции F_x^{MA} , F_y^{MA} , F_z^{MA} , «перебираются» все частицы, содержащиеся в рассматриваемом элементе объема ΔV . Если просуммировать любую из функций по всем скоростям ξ_x , ξ_y или ξ_z соответственно, то получим число частиц, содержащихся в объеме ΔV .

В МКТ понятие одночастичной функции распределения вводится следующим образом [5]:

$$f(\xi) = \frac{dN}{d\xi dV} \, .$$

Здесь $f(\xi)$ – функция семи переменных. В общем случае она зависит от времени *t*, трех координат *x*, *y*, *z* и трех компонентов вектора скорости молекул ξ_x , ξ_y , ξ_z . При этом F_z^{MA} соответствует следующей молекулярно-кинетической функции распределения:

$$F_z^{MKT} = \iint_{\xi_x,\xi_y} f(\xi) d\xi_x d\xi_y.$$

С использованием МД и МКТ методов была рассмотрена задача, в которых реализуются процессы испарения – конденсации.

При МД моделировании в центре рассматриваемой области располагается пленка жидкости. Слева и справа от пленки жидкости находится пар того же вещества, что и жидкость. Для того, чтобы начался процесс испарения пара с одной поверхности и его конденсация на другой, внутри области жидкости задается температурный градиент, который поддерживается постоянным в течение всего процесса.

При кинетическом расчете рассматриваются две пленки жидкости, находящиеся при температуре $T_e \approx 77,8$ К и $T_x \approx 72,1$ К, полученные в результате МД моделирования. Соответствующая этим температурам плотность по линии насыщения определяется из рис. 2. Расстояние между поверхностями ~310 нм. При расчетах предполагалось, что коэффициент испарения равен единице, а величина коэффициента конденсации на холодной и горячей поверхности варьировалась. Таким образом, испарительная часть функции распределения по скоростям молекул f_e , движущихся от межфазных поверхности во линии насыщения и нулевой переносной скоростью. Отраженная часть функции распределения определяется в соответствии с заданной величиной коэффициента конденсации.

Результаты сравнения функций распределения молекул по скоростям в непосредственной близости к поверхностям испарения (F_{hot surface}) и конденсации (F_{cold surface}) представлены на рис. 3. Кружками показаны функции распределения, полученные из молекулярно-кинетических расчетов, для случая, когда коэффициент конденсации равен единице на испарительной и конденсационной поверхности. Сплошная линия – результаты молекулярно динамического моделирования. Из рисунка видно удовлетворительное совпадение функций распределения, полученных различными методами для коэффициента конденсации близкого к единице.



Рис. 3. МД и МКТ функции распределения вблизи межфазных поверхностей: *а* – горячая поверхность, *б* – холодная

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 14-08-00467 и №14-08-00980).

Литература

1. Plesset M. S. Note on the Flow of Vapor between Liquid Surfaces // J. Chem. Phys. 1952. Vol. 20. Pp. 790–793.

2. Жаховский В. В., Анисимов С. И. Численное моделирование испарения жидкости методом молекулярной динамики // ЖЭТФ. 1997. Т. 111, вып. 4. С. 1328–1346.

3. Zhakhovskii V. V., Zybin S. V., Nishihara K., Anisimov S. I. Shock Wave Structure in Lennard-Jones Crystal via Molecular Dynamics // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. Pp. 1175–1178.

4. Крюков А. П., Левашов В. Ю., Павлюкевич Н. В. Коэффициент конденсации: определения, современные экспериментальные и расчетные данные, оценка величины // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 1. С. 229–235.

5. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. – 440 с.

УДК 621.184.64:62-9+65.011.46

РАСЧЕТ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОРИСТЫХ ПРЯМОТОЧНЫХ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ КАНАЛОВ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ДВИЖЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ И ПРИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ПЕРВОГО РОДА

А. П. Лукиша

Институт геотехнической механики национальной академии наук Украины, г. Днепропетровск, Украина lukisha@ukr.net

В вопросе развития и совершенствования энергосберегающих технологий является исследование возможности применения энергоэффективных пористых парогенераторов. Данная работа посвящена вопросу исследования теплогидравлической эффективности пористых цилиндрических каналов при испарении теплоносителя для граничных условий первого рода. Приведём расчётные соотношения, применявшиеся в ходе вычислений.

Кипение в цилиндрических гладкостенных каналах (трубах). Зона развитого кипения. При создании методики расчета теплофизических характеристик в гладкостенном и пористом каналах будем предполагать, что жидкость на входе в канал находится на линии насыщения. Согласно [1], в зоне развитого пузырькового кипения коэффициент теплоотдачи в гладкостенной трубе определяется по формуле

$$\alpha = \alpha_1 \sqrt{1 + 7 \cdot 10^{-9} (\rho w_{_{CM}} r / q)^{3/2} (0, 7\alpha_0 / \alpha_1)^2}, \qquad (1)$$

где

$$\alpha_{1} = \sqrt{\alpha_{\kappa}^{2} + (0, 7\alpha_{o})^{2}}, \qquad (2)$$

α_к – коэффициент теплоотдачи при течении однофазного потока воды в трубе или канале, рассчитываемый по формуле

$$\operatorname{Nu}_{d} = \frac{\alpha_{\kappa} d}{\lambda} = \frac{(\xi/8) \operatorname{RePr} C_{t}}{k + 4, 5\sqrt{\xi} (\operatorname{Pr}^{2/3} - 1)},$$
(3)

 $k = 1 + 900/\text{Re}; \xi = (1,82 \text{ lgRe} - 1,64), C_t$ – поправка на неизотермичность потока.

Значение α₀ в формуле (1) – коэффициент теплоотдачи при кипении в большом объеме, который рассчитывается по формуле

$$\alpha_o = 4,34q^{0,7}(p^{0,14}+1,35\cdot10^{-2}p^2), \tag{4}$$

где *q* – величина удельного теплового потока, Вт/м²; *p* – давление, МПа;

Значение w_{cM} в формуле (1) – средняя скорость пароводяной смеси, м/с.

Расчет теплообмена при кипении в цилиндрических гладкостенных каналах в закризисной зоне. Расчёт теплообмена при кипении в закризисной зоне в гладкостенной трубе проводился по уравнению, предложенному З. Л. Миропольским [2]:

$$Nu'' = 0,028 \operatorname{Re}^{\prime 0,8} \operatorname{Pr}^{\prime 0,4} (\rho' / \rho'')^{1,15}, \qquad (5)$$

где Nu" = $\alpha d / \lambda$ "; Re" = w" d / v" – число Рейнольдса, рассчитываемое по приведенной скорости пара w_n = ($\overline{\rho}\overline{w}$) x/ρ ". Здесь d – диаметр канала; λ " – коэффициент теплопроводности пара.

Расчет теплоотдачи при движении двухфазного потока в пористых материалах. Вопрос экспериментального исследования теплоотдачи при движении пароводяной смеси через пористые среды рассмотрен в диссертации И.В. Калмыкова [3]. На основании обобщения массива экспериментальных данных автор получил следующую обобщенную зависимость, характеризующую теплообмен при движении пароводяной смеси сквозь пористые среды

$$\alpha_{V} / \alpha_{VLO} = 1 + 810x \sqrt{(\rho w)_{0} \frac{\nu'}{\sigma} \frac{1 - x}{x}}.$$
 (6)

Здесь α_V – коэффициент объёмного внутрипористого теплообмена при движении сквозь пористый материал двухфазного парожидкостного потока, Вт/м³·град; α_{VLO} – коэффициент объемного внутрипористого теплообмена при движении сквозь пористый материал жидкости с расходом, равным полному расходу смеси, Вт/м³·град; (ρ_W)₀ – скорость фильтрации смеси (удельный массовый расход, кг/(м²·с); v' – коэффициент кинематической вязкости жидкости на линии насыщения, м²/с; σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, Н/м; *x* – массовое расходное паросодержание.

Для расчета величины α_{VLO} использовалась рекомендованная А. Г. Косторновым [4] зависимость для расчёта теплоотдачи внутри пористого металловолокнистого материала при движении сквозь него однофазного теплоносителя:

$$Nu_v = 0,007 Re^{1,2},$$
(7)

где Nu_v = $\alpha_l (\beta/\alpha)^2 / \lambda_l$, Re = $\frac{(\rho w)_0 (\beta / \alpha)}{\mu_l}$, индекс *l* относится к параметрам жидкости; α и β –

вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления пористого материала.

Расчет гидравлического сопротивления при движении двухфазного парожидкостного потока в гладкостенных каналах. При расчете гидравлического сопротивления при движении двухфазного парожидкостного потока в трубах и каналах обычно используют методику, разработанную Локкартом и Мартинелли [5], суть которой состоит в том, что градиент давления за счет трения в двухфазном потоке обычно выражается через коэффициенты, на которые умножаются соответствующие градиенты в однофазных потоках, т. е.

$$(dp/dz)_{AB} = \Phi_L^2 (dp/dz)_L$$
 или $(dp/dz)_{AB} = \Phi_G^2 (dp/dz)_G,$ (8)

где $(dp/dz)_{B}$ – перепад давления за счет трения в двухфазном потоке; $(dp/dz)_{L}$ и $(dp/dz)_{G}$ – соответственно перепад давления для жидкости или газа, если бы жидкость или газ занимали все сечение трубы; Φ_{L}^{2} и Φ_{G}^{2} – коэффициенты, которые определяются эмпирически; z – координата.

Локкарт и Мартинелли [5] определили, что коэффициенты Φ_L^2 и Φ_G^2 являются функцией параметра X^2 , который определяется следующим образом:

$$X^{2} = (dp/dz)_{L}/(dp/dz)_{G}.$$
(9)

Согласно Чизхолму и Сазэрленду [6]

где

$$\Phi_L^2 = 1 + C/X + 1/X^2, \qquad \Phi_G^2 = 1 + CX + X^2,$$
(10)

$$C = (1/K)(\sqrt{\rho_L / \rho_G}) + (K)(\sqrt{\rho_G / \rho_L}).$$
(11)

Здесь К – фактор скольжения, который согласно Зиви [7], для пароводяного потока определяется по формуле

$$K = (\rho_L / \rho_G)^{1/3}.$$
 (12)

При расчете величин $(dp/dz)_L$ и $(dp/dz)_G$ в формулах (8) в них следует соответственно подставлять следующие значения чисел Рейнольдса

$$Re_{L} = Re_{o}(1-x); Re_{G} = Re_{o}x(\mu'/\mu''),$$
 (13)

где Re₀ – число Рейнольдса на входе в канал; *x* – массовое расходное паросодержание потока; µ' и µ" – коэффициенты динамической вязкости соответственно жидкости и пара на линии насыщения.

Расчёт гидросопротивления в пористых высокотеплопроводных каналах при двухфазном парожидкостном движении теплоносителя. Расчёт гидросопротивления в пористых каналах при двухфазном парожидкостном движении теплоносителя проводился по методике, аналогичной методике Локарта – Мартинелли [5]. Данная методика была применена Ю. А. Зейгарником и И. В. Калмыковым [3, 8], к движению двухфазных парожидкостных адиабатических потоков в пористых средах. Согласно этой методике, применённой для пористых сред, величины $(dp/dz)_L$ и $(dp/dz)_G$ расчитываются по модифицированному уравнению Дарси

$$-(dP/dZ) = \alpha \mu \upsilon G + \beta \upsilon G^2, \qquad (14)$$

где α и β – вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления пористого материала; μ и υ – динамический коэффициент вязкости и удельный объём жидкости; *G* – удельный массовый расход жидкости сквозь пористый материал.

Согласно [5] параметры Φ_L и Φ_G являются функцией параметра Мартинелли $X = \sqrt{(\Delta P/Z)_L / (\Delta P/Z)_G}$. Для параметра X^2 можно записать следующее выражение [8]:

$$X^{2} = \frac{1-x}{x} \frac{\mu'}{\mu''} \frac{\rho''}{\rho'} \frac{1+(\beta/\alpha)[G(1-x)]/\mu'}{1+(\beta/\alpha)[Gx]/\mu''} = \frac{1-x}{x} \frac{\mu'}{\mu''} \frac{\rho''}{\rho'} \frac{1+\mathrm{Re}'}{1+\mathrm{Re}''}.$$
 (15)

Как и для случая гладкостенного канала, связь параметра X с Φ_L и Φ_G можно выразить формулами (10). Ю. А. Зайгарником и И. В. Калмыковым [8], в результате обработки опытных

данных, было получено, что коэффициент С для пористых каналов является функцией массовой скорости фильтрации (ρw)₀ = G, физических свойств (ρ' и μ') и гидравлических характеристик пористой структуры (коэффициенты α и β)

$$C = 4, 0 \left(\frac{\beta / \alpha}{G} \frac{\rho'}{\mu'}\right)^{0,4}.$$
 (16)

Результаты выполненных работ. В результате выполненных работ был произведен расчёт теплогидравлической эффективности пористых парогенерирующих каналов при использовании воды в качестве теплоносителя. В качестве параметра теплогидравлической эффективности использовалось отношение Q/N, где Q – количество тепла, поглощенного при испарении жидкости, N – мощность, затрачиваемая на прокачку теплоносителя. Расчёт производился для граничных условий первого рода. В ходе вычисления тепловых характеристик выполнялся перерасчёт известных соотношений для граничных условий второго рода для случая их использования при граничных условиях первого рода. В качестве эталонной поверхности для сравнения использовалась гладкостенная труба. Расход теплоносителя в сравниваемых каналах (а также число Рейнольдса на входе в канал) принимались равными.

В ходе вычислений использовались следующие режимно-конструктивные параметры модели. Пористый материал – медный металловойлок, пористость $\Theta = 0,7-0,9$; число Рейнольда на входе в канал Re = 2300–10 000; диаметр каналов d = 0,006-0,05 м; температура насыщенной жидкости на входе в канал $t_{s,in} = 300-360$ °C; температурный напор $t_w - t_{s,in} = 1-5$ °C. В ходе расчётов получено, что для указанных условий, при испарении одинакового количества жидкости, пористые каналы могут иметь существенно меньшую длину (несколько десятков раз) по сравнению с гладкостенными каналами. Однако для данных условий не удалось найти режимно-конструктивные параметры, при которых перепад давления в пористом парогенераторе а, следовательно, и мощность, затрачиваемая на прокачку рабочей (испаряющейся) жидкости были бы меньше, чем в гладкостенном парогенераторе. Пример расчётных данных для температуры входа $t_{s in} = 360$ °C; температурного напора $t_w - t_{s,in} = 3$ °C; диаметра канала d = 6 мм, показан в табл. 1, 2.

Таблица 1

Пористость,	Число Рейнольда Re ₀							
θ	2300	3000	4000	6000	8000	10 000		
Относительная длина								
0,9	6,51	6,67	6,80	6,85	6,74	6,56		
0,8	4,70	4,79	4,84	4,81	4,67	4,50		
0,7	3,88	3,91	3,89	3,75	3,56	3,37		
Геометрический коэффициент эффективности $k_F = l_{sm}/l_p = f(\Theta, \operatorname{Re})$								
0,9	3,97	5,19	6,94	10,73	14,76	18,89		
0,8	5,501	7,24	9,74	15,28	21,30	27,55		
0,7	6,66	8,87	12,12	19,57	27,92	36,81		
Отношение <i>Q/N</i>								
0,9	$6,437 \cdot 10^7$	$4,230 \cdot 10^7$	$2,742 \cdot 10^7$	$1,440 \cdot 10^7$	$9,141 \cdot 10^{6}$	$6,466 \cdot 10^{6}$		
0,8	$4,922 \cdot 10^7$	$3,286 \cdot 10^7$	$2,100 \cdot 10^7$	$1,112 \cdot 10^7$	$7,128 \cdot 10^{6}$	$5,086 \cdot 10^{6}$		
0,7	$3,024 \cdot 10^7$	$2,031 \cdot 10^7$	$1,313 \cdot 10^7$	$7,121 \cdot 10^{6}$	$4,656 \cdot 10^6$	$3,373 \cdot 10^{6}$		

Параметры для пористого парогенератора

Таблица 2

Число Рейнольда Re ₀	Относительная длина	Отношение <i>Q</i> / <i>N</i>
2300	25,83	$10,02 \cdot 10^9$
3000	34,65	$4,749 \cdot 10^{9}$
4000	47,18	$2,151 \cdot 10^9$
6000	73,45	$7,102 \cdot 10^8$
8000	99,52	$3,319 \cdot 10^8$
10 000	123,86	$1,878 \cdot 10^8$

Параметры для гладкостенного парогенератора

Литература

1. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы) / Под общ. ред. П. Л. Кириллова. М.: Энергоатомиздат, 1990.– 360 с.

2. Миропольский З. Л. Теплоотдача к перегретому пару с подводом и отводом тепла // Теплоэнергетика. 1975. № 3. С. 75–78.

3. Калмыков И. В. Теплообмен и гидродинамика при движении пароводяного потока в пористых средах: Дис. ... канд. техн. наук: М.: АН СССР, ИВТАН, 1987. – 224 с.

4. Поляев В. М., Майоров В. А., Васильев Л. Л. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988. – 168 с.

5. Lockart R. W., Martinelli R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, twocomponent flow in pipes // Chemical Engineering Progress. 1949. Vol. 45(1). Pp. 39–48.

6. Chisholm D., Sutherland L. A. Prediction of pressure gradient in pipeline system during two-phase flow // Proc. Inst. Mech. Engrs. 1969. Vol. 184, Pt. 3c. Pp. 24–32.

7. Zivi S. M. Estimation of steady state steam void fraction by means of the principle of minimum entropy production // J. Heat Transfer. 1964. Vol. 86. Pp. 247–252.

8. Зейгарник Ю. А., Калмыков И. В. Экспериментальное исследование гидравлического сопротивления пористых структур при адиабатическом движении пароводяных смесей // ТВТ. 1985. Т. 23, № 5. С. 934–940.

УДК 536.423

АДИАБАТИЧЕСКОЕ ИСПАРЕНИЕ ВОДНОГО РАСТВОРА ЭТАНОЛА ИЗ ПОРИСТОЙ СТЕНКИ

М. С. Макаров^{1,2}, С. Н. Макарова¹, А. А. Шибаев^{1,2}

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

В теплоэнергетике и химических технологиях широкое распространение получили процессы с испарением жидкостей. В нефтехимической промышленности используются ректификационные аппараты для разделения гомогенных смесей, в космической технике испарительные теплообменники служат для сброса тепла в космическое пространство и применяются в системах жизнеобеспечения. Устойчивость горения топлива в жидкостных ракетных и авиационных двигателях во многом определяется интенсификацией процесса испарения. Интенсификация тепломассообмена при испарении как чистых жидкостей, так и

их смесей является актуальной задачей для развития перечисленных технологий. При проведении экспериментальных исследований в лабораторных условиях неизбежно возникает проблема контроля теплопритоков к поверхности испарения. Существенное понижение температуры поверхности испарения и малые значения тепловых и диффузионных потоков приводят к тому, что паразитные радиационные и кондуктивные теплопритоки от элементов конструкции установки становятся сравнимы с исследуемыми конвективными потоками тепла. Исключение или точный контроль дополнительных теплопритоков является важной задачей. Идеальные для исследований условия называются адиабатным испарением. На адиабатный режим испарения реализуется за счёт теплоотражающего практике экранирования [1, 2], малого размера поверхности испарения (капли, смоченные волокна) и минимально возможного размера термометрических зондов (0.05–0.2 мм) [3]. Исследование влияния динамики течения в пограничном слое на процессы тепломассообмена при испарении требует использования рабочего участка большой площади. С увеличением поверхности испарения обеспечить адиабатные условия становится сложнее, поскольку растёт площадь контакта с металлическими элементами конструкции, площадь возможного радиационно-кондуктивного теплообмена.

В настоящей работе проведено исследование тепломассообмена при испарении водного раствора этанола из пористой пластины размером 100x150x10 мм в пограничный слой воздуха. Использовалась оригинальная система термостабилизации рабочего участка, основанная на работе холодильников Пельтье с обратной связью, позволяющей поддерживать температуру жидкости внутри пластины равной температуре поверхности испарения. Пористые пластины изготавливались из материала ТЗМК-10 (сверхчистое аморфное кварцевое волокно) с пористостью 90–95% и коэффициентом теплопроводности 0.05 Вт/(м град). Схема рабочего участка представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема рабочего участка: 1 – пористые пластины; 2 – элементы Пельтье; 3 – радиаторы; 4 – вентиляторы; 5 – трубка подвода жидкости; 6 – электрокоммутационный блок; 7 – кювета; 8 – теплоизоляция; 9 – подводящий патрубок; *a* – направление потока испаряющейся жидкости; *б* – направление набегающего потока воздуха

Высокий уровень автоматизации измерений обеспечивался оригинальным программным обеспечением и набором современных датчиков, включающим датчик относительной влажности SHT-15 (точность не менее 0.3%), датчик абсолютного давления BMP180 (точность не менее 0.2%), многоканальный блок термопарных измерений (TermoLab32 и AЦП LCard 14-440), весы Vibra AJ4200WG (точность не менее 0.1 г) с выводом данных по протоколу RS232. Элементы Пельтье управлялись дистанционно регулируемыми блоками питания (4 блока APS-7305L). Схема расположения хромель-алюмелевых микротермопар и блок-схема системы термостабилизации представлены на рис. 2. После включения системы термостабилизации средняя температура нижней стенки кюветы, определяемая по термопарам (p_1 – p_6), поддерживается равной средней температуре поверхности испарения, определяемой по термопарам (s_1 – s_6).

Эксперименты проведены в дозвуковой аэродинамической трубе открытого типа с поперечным сечением на срезе сопла 108х108 мм. Скорость потока на выходе из сопла поддерживалась равной 2 м/с. Предварительно измеренная методом ЛДА степень турбулент-

ности при указанной скорости потока не превышала 2%. Температура воздушного потока за время эксперимента менялась от 24 до 21 °C, относительная влажность воздуха не превышала 0.5%. Предварительные эксперименты показали, что без использования системы термостабилизации ошибка в определении температуры поверхности испарения в условиях проведённых экспериментов может достигать 50%.



Рис. 2. Расположение термопар в пористой пластине (*a*): $\Pi 1 \dots \Pi 6$ – блок элементов Пельтье с обратной связью через термопары s_1 , $p_1 \dots s_6$, p_6 ; $a_1 - a_8$ – измерительные термопары; блок схема системы термостабилизации (δ)

На рис. 3–6 представлены данные об изменении температуры поверхности испарения раствора вода/этанол при массовой концентрации этанола от 0 до 93.1%, полученные с использованием системы термостабилизации. Верхний предел ограничен точкой азеотропы раствора при нормальных условиях. На термограммах можно выделить начальный участок, соответствующий охлаждению жидкости от комнатной температуры до некоторой температуры установившегося режима испарения, участок установившегося адиабатного испарения и участок прогрева пористой стенки до комнатной температуры по завершении процесса испарения.

Установившийся режим испарения чистой (дистиллированной) воды занимает около 16 ч, для водного раствора этанола – от 2 до 4 ч в зависимости от состава при начальной массе раствора около 100 г. Равные значения температур, фиксируемые термопарами, установленными вдоль потока, говорят о том, что на этом участке состав жидкой смеси значимо не меняется, а условия испарения соответствуют адиабатическим. Таким образом, температуру поверхности, полученную в эксперименте на этом участке, можно считать температурой адиабатического испарения бинарной жидкости заданного состава.

Можно отметить, что измеренная в эксперименте температура поверхности испарения близка к теоретическим оценкам адиабатической температуры испарения, основанным на подобии процессов тепло- и массообмена в ламинарном пограничном слое [5, 6]:

$$\operatorname{St}_{Di}/\operatorname{St}_{T} = \operatorname{Le}_{i}^{2/3};$$
 $1 + b_{T} = (1 + b_{Di})^{\Phi}, \ \Phi = c_{p0}/c_{pi}\operatorname{Le}_{i}$

Подобный установившийся адиабатический режим испарения был зафиксирован на пористой поверхности газобетонного цилиндра 20х40 мм, пропитанного бинарной жидкостью вода/изопропиловый спирт [4]. В этом эксперименте для реализации адиабатических условий использовалась сушильная камера с позолоченным покрытием внутренней стенки. Для чистой воды время адиабатного испарения составило 1 ч, для водного раствора изопропилового спирта – 4–10 мин.



Рис. 3. Изменение температуры в различных точках на поверхности пористой пластины в зависимости от времени при испарении воды: 1 – расчёт по плёночной теории с использованием подобия в виде $1 + b_T = (1 + b_D)^{\Phi}$, $\Phi = c_{p0}/c_{p1}$ Le₁, $t_w = 8.81$ °C; 2 – расчёт по подобию St_{D1}/St_T = Le₁^{2/3}, $t_w = 5.03$ °C; в подписях к следующим ниже рисункам формулы не приводятся

Рис. 4. Изменение температуры в различных точках на поверхности пористой пластины в зависимости от времени при испарении раствора этанол/вода с массовой концентрацией этанола 46.8%: $1 - t_w = 5.34$ °C; $2 - t_w = 1.59$ °C

Рис. 5. Изменение температуры в различных точках на поверхности пористой пластины в зависимости от времени при испарении раствора этанол/вода с массовой концентрацией этанола 75.5%: $1 - t_w = 5.07$ °C; $2 - t_w = 1.39$ °C

Рис. 6. Изменение температуры в различных точках на поверхности пористой пластины в зависимости от времени при испарении раствора этанол/вода с массовой концентрацией этанола 93.1%: $1 - t_w = 5.03$ °C; $2 - t_w = 1.42$ °C

При испарении смеси вода/этанол с массовым содержании этанола 93.1% обнаружен интересный нестационарный эффект на последнем часе эксперимента (рис. 6). Этот участок термограммы характеризуется сильным (до 6 градусов) последовательным снижением температуры, фиксируемой каждой из термопар, установленных вдоль пластины. Как показали визуальные наблюдения, падение температуры на термопарах связано с прохождением через неё фронта высыхания. Фронт высыхания при этом движется от конца пластины вверх по потоку. Можно предположить, что снижение температуры связано с окончательным испарением адсорбированной жидкости с поверхности внутренних пор, что визуально характеризуется изменением цвета материала ТЗМК-10 во фронте. Поскольку испарение адсорбированной влаги требует большей энергии, чем испарение с поверхности жидкости, температура стенки понижается.

В целом проведённые эксперименты показали применимость разработанной аппаратуры для исследования тепломассообмена при испарении бинарных жидкостей. Полученные значения температуры адиабатического испарения воды и бинарного раствора этанол (93.1% по массе)/вода близки к известным литературным данным.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-08-31116.

Обозначения

 c_{p0} – удельная массовая теплоёмкость газовой смеси при постоянном давлении, Дж/(кг·град); K_i – массовая доля *i*-го компонента в смеси; Le_i – число Льюиса для *i*-го компонента газовой смеси; r – теплота парообразования смеси жидкостей, Дж/кг; t_0 – температура набегающего потока воздуха, °C; t_w – температура поверхности испарения, °C; τ – время, мин; 0 – воздух; 1 – вода; 2 – этанол.

Литература

1. Хаджи М., Чжоу Л. С. Измерение скоростей испарения воды в воздухе и перегретом паре // Теплопередача. 1988. № 4. С. 185–192.

2. Терехов В. И., Шишкин Н. Е. Адиабатическое испарение бинарных смесей жидкости на поверхности пористого шара // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 2. С. 253–258.

3. Лукашов В. В. К определению температуры поверхности испаряющейся жидкости // TOXT. 2003. Т. 37, № 4. С. 351–355.

4. Thurner F., Schlünder E.U. Wet-bulb temperature of binary mixtures // Chemical Engineering and Processing. Process Intensification. 1985. Vol. 19, No. 6. Pp. 337–343.

5. Батов С. А., Макаров М. С., Макарова С. Н., Шибаев А. А. Тепло- и массообмен в ламинарном пограничном слое при испарении бинарной жидкости этанол/вода // Проблемы газодинамики и тепломассобмена в энергетических установках: Тр. XX школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева (24–29 мая 2015 г). М.: МЭИ, 2015. С. 277–280.

6. Abramzon B., Sirignano W. A. Droplet vaporization model for spray combustion calculations // Int. J. Heat Mass Transfer. 1989. Vol. 32, No. 9. Pp. 1605–1618.

УДК 532.5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЖИДКОСТИ МЕЖДУ ЯДРОМ И ПЛЕНКОЙ В АДИАБАТНЫХ ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВЫХ ПОТОКАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПРИВЕДЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ И РАСХОДЕ В ПЛЕНКЕ

М. В. Минко, В. В. Ягов

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

В работе [1] была разработана методика расчета доли жидкости в ядре потока при высоких приведенных давлениях и развитом волновом течении в пленке:

$$\frac{m_E}{m_L} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{m_G}{m_L} - \frac{C_2}{C_1} + \sqrt{\left(1 - \frac{m_G}{m_L} - \frac{C_2}{C_1}\right)^2 + \frac{4m_G}{m_L}} \right],\tag{1}$$

где
$$C_1 = 4.5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\xi}{8} \frac{\rho'}{\sigma d}\right)^{1/2} \frac{4m_L}{\rho'' \pi^2 d^3}, \ C_2 = \frac{4}{\pi d^2} \frac{\left(\xi''/8\right)}{\left(1 - 12.7\sqrt{\xi''/8}\right)}.$$

В целом она показала хорошее согласие расчетов с опытными данными (рис. 1), если иметь в виду, что в этом уравнении используется единственная эмпирическая константа, введенная при выводе соотношения для интенсивности уноса капель.

Однако основной массив опытных данных о распределении расхода капель между ядром и пленкой относится к низким приведенным давлениям для водовоздушных потоков, поэтому данная методика была распространена на соответствующую область изменения давления. Была построена приближенная модель срыва капель с поверхности ламинарной пленки и уравнение для расчета интенсивности уноса. Непосредственную проверку этого уравнения провести очень трудно, так как в экспериментах, как правило, измеряется расход жидкости в пленке в равновесных условиях. Динамическому равновесию соответствует баланс потоков уноса капель и их осаждения благодаря турбулентной диффузии. Полученное на основе этого баланса трансцендентное уравнение, содержащее один неизвестный числовой множитель, позволяет рассчитать расход жидкости в пленке:

$$C\frac{\rho'}{d}\left(\frac{\nu^3}{\rho''\sigma^2}\right)^{1/4} \left(\Gamma_F^3 w_0''^2\right)^{1/4} = \frac{4}{\pi d^2} \frac{\left(\frac{\xi''}{8}\right) m_G}{1 - 12.7\sqrt{\frac{\xi''}{8}}} \left(1 - \frac{m_G}{m_G + m_E}\right).$$

Сравнение результатов расчета с опытными данными для потоков вода-воздух и водагелий при низких (менее 0.03) приведенных давлениях показало хорошее их согласие при введении дополнительного безразмерного параметра, отражающего отношение плотностей фаз, и универсальном значении числовой константы:

$$0.056 \frac{1}{d} \left(\frac{\mu^3 \Gamma_F^3 w_0''^2}{\sigma^2} \right)^{1/4} = \frac{4}{\pi d^2} \frac{\left(\frac{\xi''}{8}\right) m_G}{\left(1 - 12.7 \sqrt{\frac{\xi''}{8}}\right)} \left(1 - \frac{m_G}{m_G + m_E} \right).$$
(2)



Рис. 1. Расчетные и экспериментальные значения расхода жидкости в пленке, полученные разными авторами [2–9]

Предложен критерий, определяющий границы использования в расчетах методики настоящей работы и методики [1], отражающей влияние давления и состояния поверхности пленки на распределение жидкости в кольцевом потоке $\operatorname{Re}_{L}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{1/2}$. При $\operatorname{Re}_{L}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{1/2} > 700$

используется уравнение (1), при меньших значениях этого критерия расчеты нужно проводить по уравнению (2).

Обозначения

d – диаметр канала, м; ρ'' – плотность газа, кг/м³; ρ' – плотность жидкости, кг/м³; σ – поверхностное натяжение, Н/м; w''_0 – приведенная скорость газа, м/с; v – кинематический коэффициент вязкости жидкости, м²/с; $\Gamma_F = \frac{m_F}{\pi d}$ – расход жидкости в пленке, приходящийся на единицу длины периметра трубы, кг/(м·с); m_F – массовый расход жидкости в пленке, кг/с; C, C_1, C_2 – константы; m_G – массовый расход газа, кг/с; m_E – массовый расход жидкости в ядре потока, кг/с; $\xi'' = (1.82 \, \lg \, Re_G - 1.64)^{-2}$ – коэффициент гидравлического сопротивления; m_L – массовый расход жидкости, кг/с; ξ – коэффициент гидравлического сопротивления на стенке канала.

Литература

1. Минко М. В., Ягов В. В. Моделирование распределения жидкости между ядром и пленкой в адиабатных дисперсно-кольцевых двухфазных потоках // Теплоэнергетика. 2014. № 1. С. 68–74.

2. Han H., Gabriel K. S., Wang Z. A new method of entrainment fraction measurement in annular gas–liquid flow in a small diameter vertical tube // Flow Measurements Instruments. 2007. Vol. 18. Pp. 79–86.

3. Jepson D. M., Azzopardi B. J., Whalley P .B. The effect of gas properties on drops in annular flow // Int. J. Multiphase Flow. 1989. Vol. 15. Pp. 327–339.

4. Azzopardi B. J., Zaidi S. H. Determination of entrained fraction in vertical annular gasliquid flow // ASME J. Fluids Eng. 2000. Vol. 122. Pp. 146–150.

5. Sawant P., Ishii M., Mori M. Droplet entrainment correlation in vertical upward co-current annular two-phase flow // Nuclear Engineering and Design. 2008. Vol. 238. Pp. 1342–1352.

6. Okawa T., Kotani A., Kataoka I. Experiments for liquid phase mass transfer rate in annular regime for a small vertical tube // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2005. Vol. 48, No. 3–4. Pp. 585–598.

7. Schadel S. A., Leman G. W., Binder J. L., Hanratty T. J. Rates of atomization and deposition in vertical annular flow // Int. J. Multiphase Flow. 1990. Vol. 16, No. 3. Pp. 363–374.

8. Gill L. E., Hewitt G. F., Lacey P. M. C. Sampling probe studies of the gas core in annular two-phase flow – II: Studies of the effect of phase flow rates on phase and velocity distribution // Chem. Eng. Sci. 1964. Vol. 19. Pp. 665–682.

9. Hinkle W. D. A study of liquid mass transport in annular air-water flow. Ph. D. Thesis. Boston, USA: Massachusetts Institute of Technology, 1967.

УДК 624.139

ТЕПЛОВЛАЖНОСТНЫЙ РЕЖИМ ГРУНТА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЕЗОННО-ОХЛАЖДАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

П. П. Пермяков, Г. Г. Попов

Институт физико-технических проблем Севера имени В. П. Ларионова СО РАН, г. Якутск, Россия permyakov2005@mail.ru

Потепление климата создает множество проблем при строительстве зданий и сооружений в районах многолетней мерзлоты. Наблюдаются деформации и разрушения фундаментов, неравномерное пучение и просадка линейных сооружений. В связи с этим в мировой практике широко применяются различные сезонно-охлаждающие установки (СОУ) [1–3], которые аккумулируют холод и способствуют изменению влажностного режима грунта. Данная работа посвящена численному моделированию тепловлажностного режима грунта вокруг горизонтального СОУ.

Тепловлажностный режим грунта вокруг СОУ описывается следующей системой дифференциальных уравнений в декартовой системе координат [4–6]:

$$c\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{r^{\nu}}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^{\nu}\lambda\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right) - c_{s}V_{r}\frac{\partial T}{\partial r} - c_{s}V_{z}\frac{\partial T}{\partial z} + L\rho\frac{\partial W_{z}}{\partial \tau},\tag{1}$$

$$\frac{\partial \theta_{s}}{\partial \tau} = \frac{1}{r^{\nu}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{\nu} k_{\phi} \frac{\partial H}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_{\phi} \frac{\partial H}{\partial z} \right) - \frac{\partial \theta_{s}}{\partial \tau}, \tag{2}$$

или
$$\frac{\partial W_e}{\partial \tau} = \frac{1}{r^{\nu}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{\nu} k \frac{\partial W_e}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial W_e}{\partial z} \right) - \frac{\partial k_{\phi}}{\partial z} - \frac{\partial W_{\pi}}{\partial \tau},$$
 (2')
 $(r, z) \in \Omega, \quad \tau > 0, \qquad \Omega = [0, R] * [0, H_{\star}].$

Система уравнений (1)–(2) замыкается равновесной функцией количества незамерзшей воды:

$$W_{\theta} = W_{\mu,\theta}(T, W). \tag{3}$$

На стенках испарителя задается граничное условие теплообмена в зимнее время и его отсутствием летом:

$$r\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \begin{cases} r\alpha_{_{3\phi}}(T_{_{\rm H}} - T), & T_{_{\rm H}} < 0\\ 0, & T_{_{\rm H}} \ge 0 \end{cases} \quad \text{при } r = r_0.$$

Уравнение (1) описывает процесс промерзания – протаивания грунта с учетом переноса тепла влагой. Перемещение воды и льдовыделение учитываются выражениями (2) и (3). Для прогноза влажностного режима можно использовать любое из этих уравнений, обычно уравнение Ричардса (2) применяется в насыщенных и ненасыщенных грунтах, а уравнение (2') в ненасыщенных грунтах.

Система уравнений (1), (2) нелинейная и численная реализации осуществляется неявной разностной схемой с учетом итерации [4].

Исходные данные для вычислительного эксперимента по тепловлагопереносу определены применительно к природно-климатическим условиям города Якутска. На поверхности задается граничное условие третьего рода для теплопроводности с эффективным коэффициентом теплоотдачи, который учитывает растительный слой и толщину снежного покрова, количество испарения и атмосферных осадков учитывается для второго уравнения.

Особенностью эксплуатации горизонтальных сезонно-охлаждающих устройств является то, что они работают в принудительном режиме в зимнее время. В исключительном случае могут работать круглогодично.



Рис. 1. Распределение температуры (*a*), суммарной влажности (*б*) и льдистости (*в*) по времени: І – начальное распределение; ІІ – через 2 года; ІІІ – через 6 лет

Проведены численные расчеты при различных режимах охлаждения и мерзлотногеокриологических условиях. Представлена динамика (рис. 1) распределения температуры (°C), суммарной влажности и льдистости (весовая влажность, %) по годам в конце сентября с сезонно охлаждающим устройством. Испаритель термосифона заложен на глубине 1,2 м. В начальный момент времени содержания льда отсутствует (рис. 1, I, *в*), но через 2 года под воздействием сезонно-охлаждающего устройства образуется льдосодержащая область, которая со временем увеличивается (рис. 1, II, III, *в*). Происходит образование ледяного панциря вокруг испарителя, что способствует образованию мерзлой зоны, которая затормаживает процесс протаивания многолетней мерзлоты. Таким образом, в условиях изменяющегося климата СОУ гарантирует сохранение многолетней мерзлоты и устойчивость инженерных сооружений.

Разработанный алгоритм позволяет выполнять расчеты и моделирование тепловлажностного поля вблизи колонны СОУ в определенных инженерно-геологических условиях Центральной Якутии. Проведенные численные исследования в процессе эксплуатации СОУ подтвердили наращивание ледяного панциря (льдонасыщенного слоя) за счет миграции влаги вокруг испарителя. Отсюда следует, что в условиях изменяющегося климата процессы искусственного замораживания грунтового основания с помощью сезонно-охлаждающих устройств обеспечивают устойчивость инженерных сооружений.

Обозначения

T – температура, К; c, c_{e} – объемная теплоемкость грунта и воды, Дж/(м³·К); τ – время, с; ρ – объемная плотность скелет, кг/м³; $W = W_{n} + W_{e}$ – весовая суммарная влажность, в виде льда и воды, %; λ – теплопроводность грунта, Вт/(м·К); r, z – пространственные координаты (z – направленная вниз), м; L – теплота фазового перехода; $V = (V_{r}, V_{z})$ – скорость фильтрации, м/с; k – коэффициент диффузии, м²/с; H = P - z – напор, м; P – всасывающее давление, м; k_{ϕ} – коэффициент фильтрации, м/с; $\theta = \theta_{n} + \theta_{e}$ – суммарная объемная влажность, содержание объемного льда и воды; $\nu = 0, 1$ ($\nu = 0$ – декартовая и $\nu = 1$ – цилиндрическая система координат); R, H_{1} – ширина и глубина рассматриваемой области, м; $\partial T/\partial n$ – производная по нормали $n; T_{u}$ – температура испарителя, К; $\alpha_{3\phi}$ – эффективный коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К).

Литература

1. Chen R. J., Cheng G. D., Li. S.X. Development and prospect of research on application artificial ground freezing // Chinese J. of Geotechnical Engineering. 2000. Vol. 22. Pp. 40–44.

2. Долгих Г. М., Окунев С. Н., Захарова В. Н. и др. Прогнозные расчеты мерзлотной противофильтрационной завесы плотины Вилюйской ГЭС-3 с использованием коллекторных СОУ // Проблемы инженерного мерзлотоведения: Материалы IX междунар. симпозиума (г. Мирный, 3–7 сентября 2011 г.). Якутск, Изд-во ИМЗ СО РАН, 2011. С. 281–283.

3. Вельчев С., Окунев С., Рило И. Сохраняя вечное – строим будущее // Нефтегазовая Вертикаль. 2013. № 17. С. 36–39.

4. Пермяков П. П., Аммосов А. П. Математическое моделирование техногенного загрязнения в криолитозоне. Новосибирск: Наука, 2003. – 224 с.

5. Долгих Г. М., Окунев С. Н., Аникин Г. В. и др. Тепломассоперенос в вертикальных охлаждающих трубах систем ВЕТ при работе на аммиаке // Проблемы инженерного мерзлотоведения: Материалы IX междунар. симпозиума (г. Мирный, 3–7 сентября 2011 г.). Якутск, Изд-во ИМЗ СО РАН, 2011. С. 285–287.

6. Аникин Г. В., Плотников С. Н., Спасенникова К. А. Расчет динамики промерзания грунта под воздействием одиночного термосифона // Криосфера Земли. 2013. Т. 17, № 1. С. 51–55.

УДК 536.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ВОДЫ С ТВЕРДЫМИ ПРИМЕСЯМИ В СРЕДЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОВ

М. В. Пискунов, О. В. Высокоморная, П. А. Стрижак, Г. В. Кузнецов

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия piskunovmv@tpu.ru

Интенсификация фазовых переходов при движении капельных потоков различных жидкостей (воды, растворов, эмульсий и суспензий на её основе) в высокотемпературных газовых средах является одним из ключевых методов повышения эффективности технологических циклов, в которых используются указанные физические процессы (в полидисперсном пожаротушении [1, 2], при формировании двухфазных газопаровых теплоносителей с целью утилизации избыточной энергии дымовых газов [3], в технологиях высокотемпературной очистки воды [4, 5] и т. д.). Известно [3, 6], что значительно повысить интенсивность испарения жидкости можно, снижая начальные характерные размеры капель. Вместе с тем, результаты экспериментальных исследований [7, 8] позволяют сделать заключение о том, что дробление капель жидкости до характерных размеров $R_{\rm d} < 200$ мкм приводит к изменению траектории их движения, развороту и уносу противоположно направленным потоком высокотемпературной газовой среды. Альтернативным методом увеличения скорости испарения может быть использование в технологических циклах суспензий на основе воды с твёрдыми частицами (в частности, с примесями грунтовых элементов), а также гетерогенных капель с твёрдым углеродистым включением. Наличие в каплях указанных примесей и включений, с одной стороны, создаст дополнительные источники нагрева внутри капли за счёт способности твёрдых примесей и частиц поглощать и аккумулировать энергию излучения высокотемпературных газов, и, с другой стороны, приведёт к ускоренному прогреву капли за счёт изменения результирующих теплофизических свойств.

Цель работы – экспериментальное определение характеристик испарения капель суспензий на основе воды с грунтовыми примесями и капель воды с «крупным» углеродистым включением, а также сравнительный анализ полученных характеристик исследуемых процессов.

Схема экспериментального стенда, использованного при проведении экспериментов по испарению капель воды с грунтовыми примесями (глина, ил, песок, земля), представлена на рис. 1. Применялась следующая методика. Внутренняя полость цилиндра 13 заполнялась жидким горючим веществом – ацетоном, который затем зажигался. По истечении времени, необходимого для возникновения устойчивого горения ацетона и прогрева канала 13 (около 200 с), капли суспензии заданного размера подавались дозирующим устройством 12 в область высокотемпературных (около 1100 К) продуктов сгорания. Начальная температура суспензии и продуктов сгорания ацетона измерялись хромель-копелевыми и вольфрамрениевыми термопарами, соответственно. Траектория движения капель совпадала с осью симметрии канала 13. Процесс свободного падения капель в высокотемпературных газах регистрировался высокоскоростными видеокамерами 1 и 2, а также кросскорреляционными камерами 3 и 4. Для определения формы и размеров капель применялось программное обеспечение «Тета Automotive» с функцией непрерывного слежения за динамическими объектами. Определялись положение, форма и характерный размер капель R_d , а также

скорости движения последних U_d в потоке высокотемпературных продуктов сгорания. Размеры капель в расчётных областях видеокадров (до и после зоны пламени) определялись по видеозаписям, представляющим последовательный набор видеограмм через фиксированный временной интервал. Для капли суспензии определялись четыре максимальных диаметра (d_{01} , d_{02} , d_{03} , d_{04}). Затем вычислялось среднее значение: $d_1 = (d_{01} + d_{02} + d_{03} + d_{04})/4$. Те же процедуры проводились для последующих изображений капель аналогичного размера: $d_2 = (d_{01} + d_{02} + d_{03} + d_{04})/4$ и т. д. Далее выполнялось усреднение диаметра капли: $d_{капли(пикс)} =$ $= (d_1 + d_2 + ... + d_n)/n$. Характерные значения *n* составляли от 6 до 10 при идентичных начальных условиях. Затем при известном (заданном) масштабном коэффициенте *S* (мм/пикс) осуществлялся перерасчет диаметра в миллиметры $d_{капли(мм)} = d_{капли(пикс)} \times S$ и вычислялись соответствующие значения средних радиусов капель.

После этого рассчитывался параметр [6], характеризующий уменьшение размера капель при движении через высокотемпературные газы: $\Delta R = (R_d - R_d^*)/R_d$, где R_d , R_d^* – значение условного среднего радиуса капли на входе и выходе из зоны высокотемпературных газов, мм. Систематические погрешности измерения радиуса капель высокоскоростными камерами l и 2 и соответствующим программным обеспечением при S = 0.025–0.04 мм/пиксель не превышали 0.03 мм.



Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1, 2 – высокоскоростные видеокамеры; 3, 4 – кросскорреляционные камеры; 5 – осветительный прожектор; 6 – персональный компьютер (ПК); 7 – регистратор многоканальный технологический (РМТ); 8 – моторизированное координатное устройство (МКУ); 9 – блок питания МКУ; 10 – алюминиевая стойка; 11 – емкость с водой; 12 – дозатор капель (распылитель); 13 – цилиндр из кварцевого стекла; 14 – уловитель капель; 15 – полый цилиндр с горючей жидкостью; 16 – цифровой мультиметр; 17 – синхронизатор ПК кросскорреляционной камеры и лазера; 18 – двойной импульсный Nd: YAG лазер; 19 – генератор лазерного излучения; 20 – нагнетательная система; 21 – канал подачи воды; 22 – термопары; 23 – пульт включения/отключения нагнетательной системы; 24 – диффузионный экран в комплекте со световодом; 25 – аналитические весы

Начальные размеры капель суспензий с грунтовыми примесями варьировались в диапазоне $d_0 \approx 4-6$ мм. Используемые начальные размеры капель обусловлены функциональными особенностями дозатора 12. Начальная скорость движения капель составила $U_0 = 1-4$ м/с. При испускании дозатором 12 капель с такими скоростями на отрезке длиной 1 м обеспечивался рост скоростей их перемещения U_d до 5 м/с. Масса грунтовых примесей для формирования капель с заданной долей последних (0.01 для глины, ила и земли, 0.1 для песка) определялась при помощи аналитических весов 25.

При выполнении экспериментов по исследованию испарения капель воды с «крупным» углеродистым включением использовался стенд, аналогичный [9]. В качестве твёрдого углеродистого включения использовался графитовый цилиндр с характерным размером около 3 мм, который был закреплён на керамическом стержне. На графитовый цилиндр помещалась заданная масса воды, которая обволакивала твёрдое включение. Сформированная таким образом неоднородная капля, закреплённая на керамическом стержне, с помощью координатного устройства помещалась в цилиндр *13*, заполненный высокотемпературными продуктами сгорания жидкого топлива.

В результате выполненных численных исследований были установлены изменения характерных размеров капель суспензий с грунтовыми примесями, а также неоднородных капель с графитовым углеродистым включением. Полученные зависимости изменения характерного размера капель от начального радиуса последних представлены на рис. 2.





Представленные на рис. 2 зависимости позволяют сделать вывод об интенсификации процесса испарения в условиях наличия в каплях воды твёрдых примесей. Особенно масштабно установленный эффект проявляется при суспензии с примесью глины (кривая I на рис. 2): при начальном радиусе капель $R_d \approx 2$ мм относительное изменение характерного размера капли ΔR возрастает на величину около 10% по сравнению с каплей, не содержащей примесей (рис. 2). Полученный результат можно объяснить тем, что наличие в капле твёрдых примесей приводит, с одной стороны, к изменению её результирующих теплофизических свойств (тепловодность λ , теплоёмкость C, плотность ρ , температуропроводность a, коэффициент поглощения энергии излучения k_{λ}), и, с другой стороны, приводит к образованию дополнительных очагов нагрева внутри капли. Кроме того, свободное падение капель жидкости в газовой среде сопровождается вращательным движением последних относительно своей оси, а также деформацией поверхности капли. В этих условиях твёрдые примеси способствуют более интенсивному перемешиванию нагретых и холодных слоёв внутри капли, что ускоряет её прогрев.

Следует отметить, что при увеличении начального радиуса капель интенсивность испарения снижается, как для капель с твёрдыми примесями, так и для капель «чистой» воды, поскольку в этом случае требуются большие затраты энергии для прогрева капли и инициирования фазового перехода.

Сравнительный анализ зависимостей $\Delta R = f(R_d)$ для всех использованных при проведении экспериментальных исследований твёрдых примесей в точке, соответствующей начальному характерному размеру капель $R_d \approx 2$ мм, позволяет сделать вывод о том, что наименьший эффект интенсификации фазовых превращений имеет место при использовании «крупного» графитового включения. Такой результат можно объяснить большей массовой долей графита в гетерогенной капле относительно капель с грунтовыми примесями, в которых массовая концентрация примесей составляет $\approx 1\%$ глины, ила или земли и $\approx 10\%$ песка. «Крупная» углеродистая частица, в отличие грунтовых, принимает на себя большую

часть энергии высокотемпературных продуктов сгорания, которая затем частично затрачивается на прогрев графитового цилиндра по всему его объёму.

Проведенные экспериментальные исследования позволили выявить масштабы влияния наличия твердых примесей различной природы на интенсивность испарения капель воды в среде высокотемпературных газов. Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности использования неоднородных капель воды с твёрдыми включениями, а также суспензий на основе воды с грунтовыми примесями для интенсификации фазовых переходов в высокотемпературных (свыше 600 К) газовых средах.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского фонда фундаментальных исследований (14–08–00057).

Изучение изменения характерного размера капель с графитовым включением выполнено при финансовой поддержке гранта Президента РФ (МД-2806.2015.8), капель с грунтовыми примесями – при финансовой поддержке стипендии Президента РФ (СП 1350.2015.1).

Литература

1. Tang Z., Fang Z., Yuan J. P., Merci B. Experimental study of the downward displacement of fire-induced smoke by water sprays // Fire Safety J. 2013. Vol. 55. Pp. 35–49.

2. Strizhak P. A. Influence of droplet distribution in a "water slug" on the temperature and concentration of combustion products in its wake // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2013. Vol. 86, No. 4. Pp. 895–904.

3. Никитин М. Н. Влияние направленного впрыска воды в теплогенераторе на давление получаемой парогазовой смеси // Промышленная энергетика. 2010. № 6. С. 42–46.

4. Тулепбаев В. Б., Дьяченко И. Ю. Применение вакуумных выпаривателей для очистки сточных вод гальванического производства // Гальванотехника и обработка поверхности. 2008. Т. 16, № 1. С. 40–45.

5. Кофман Д. И., Востриков М. М., Антоненко А. В. Барабанные инсенераторы термического уничтожения иловых остатков сточных вод // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2009. № 9. С. 41–42.

6. Volkov R. S., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Experimental Estimation of Characteristic Times of the Existence of Liquid Drops in the Form of a Sphere and Ellipse upon their Movement in a Gas Environment under the Conditions of Moderate Weber Numbers // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2015. Vol. 49, No. 4. Pp. 457–466.

7. Vysokomornaya O. V., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Experimental investigation of atomized water droplet initial parameters influence on evaporation intensity in flaming combustion zone // Fire Safety J. 2014. Vol. 70. Pp. 61–70.

8. Волков Р. С., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Анализ влияния начальной температуры распыленной воды на интегральные характеристики ее испарения при движении через зону «горячих» газов // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 2. С. 436–444.

9. Высокоморная О. В., Пискунов М. В., Стрижак П. А., Щербинина А. А. О двух механизмах «взрывного» парообразования в зоне пламени при движении неоднородных капель тушащей жидкости // Пожары и чрезвычайные ситуации: предотвращение и ликвидация. 2015. № 3. С. 26–31.

УДК 624.126.04.054

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА МАССОВОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА ОСНОВАНИИ АНАЛИТИЧЕСКИХ И ЧИСЛЕННЫХ РЕШЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА С ПОСТОЯННЫМИ И ПЕРЕМЕННЫМИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Т. М. Погорелый, В. Г. Мирончук

Национальный университет пищевых технологий, г. Киев, Украина

Рассматривается нестационарный процесс массовой кристаллизации (растворения) веществ из пересыщенных (насыщенных) растворов дисперсной фазы в вертикально расположенной греющей трубке нагревательной камеры с учетом процесса кипения межкристального раствора (рис. 1, 2) на примере кристаллизации сахарозы при уваривании сахарного утфеля.

Создание математической модели базировалось исходя из ячеистой модели коллективного роста и растворения частиц дисперсной фазы сахарозы (рис. 1, 2).

Нестационарность подразумевала два направления исследования: 1) рассмотрение изменения распределения температуры и концентрации в ячейках во время изменения температуры в греющей трубке; 2) рассмотрение всего процесса задачи предыдущего пункта для десяти различных значений относительного времени уваривания сахарного утфеля ($\tau/\tau_{II} = 0,15; 0,2; 0,3; ..., 1,0$), где значительным образом изменяются все теплофизические характеристики, коэффициент диффузионного массобмена и время пребывания в греющей трубке всей системы.

С начального момента времени (t = 0), соответствующему точке входа рассматриваемых кристаллов в вертикальную греющую трубку снизу и до момента времени ($t = t_1$), соответствующему концу экономайзерной зоны (т. е. до момента образования первых паровых пузырьков в греющей трубке) раствор дисперсной фазы рассматривался в виде следующей системы І: межкристальный раствор 1-й (большей) ячейки-кристалл 1-й ячейкимежкристальный раствор 2-й ячейки-кристалл 2-й (меньшей) ячейки-утфель (рис. 1). С момента времени $t = t_1$ и до момента времени выхода ($t = t_2$) рассматриваемых кристаллов из греющей трубки раствор дисперсной фазы был представлен в виде системы ІІ: паровая фазамежкристальный раствор 1-й (большей) ячейки-кристалл 1-й ячейки-межкристальный раствор 2-й ячейки-кристалл 2-й (меньшей) ячейки-утфель (рис. 2). Следует заметить, что в данном случае ($t_1 \le t \le t_2$) время присутствия паровой фазы в системе II (и соответственно её влияние на всю рассматриваемую систему ячеек) соотносилось с временем роста парового пузырька *т*_р. Когда же паровой пузырек переставал контактировать с системой ячеек дисперсной фазы (всплывал), но кристаллы всё ещё пребывали в средине греющей трубки $(t_1 < t < t_2)$, рассматривалась первоначальная система ячеек *I*, и этот промежуток времени соотносился с временем ожидания образования парового пузырька $\tau_{\text{ож}}$.

В строгом смысле слова в объёмных моделях рассматриваемых систем *I* (рис. 1) и *II* (рис. 2) утфель не является ячейкой, но, как будет показано ниже, его влияние будет учитываться при решении задач тепло- и массообмена путем введения дополнительной расчетной области.

В силу принятого положения о поршневом характере движения дисперсной фазы в средине греющей трубки в дальнейшем рассматриваем осесимметричную нестационарную задачу теплопроводности и массообмена.



Рис. 1. Объёмная ячеистая модель системы *I*: межкристальный раствор 1-й (большей) ячейки-кристалл 1-й ячейки-кристалл 2-й (меньшей) ячейки-межкристальный раствор 2-й ячейки-утфель



Рис. 2. Объёмная ячеистая модель системы *II*: паровая фаза-межкристальный раствор 1-й (большей) ячейки-кристалл 1-й ячейки-кристалл 2-й (меньшей) ячейки-межкристальный раствор 2-й ячейки-утфель

Размер большего и меньшего кристаллов по наибольшей стороне равен $5,0\cdot10^4$ м и $2,5\cdot10^{-4}$ м соответственно. Остальные стороны каждого из кристаллов рассчитывались из нормальной пропорции сторон кристалла сахарозы, выращенного из чистого раствора и составляли a:b:c = 1,2595:1,0000:0,8782. Величины объёмов межкристальных растворов рассматриваемых ячеек рассчитывались исходя из положения о распределении количества раствора пропорционально площади соответствующего кристалла. Внутренний диаметр греющей трубки составляет 9,86·10⁻² м, длина – 0,98 м.

Следует заметить, что представленные системы ячеек были рассмотрены для ряда случаев расположения двух кристаллов с их межкристальными растворами при разных комбинациях размеров этих кристаллов (также рассматривался размер кристаллов $3,0\cdot10^{-6}$ м, $1,5\cdot10^{-5}$ м и $4,0\cdot10^{-5}$ м) и их взаимном расположении по отношению к поверхности греющей трубки.

Температура поверхности греющей трубки принималась постоянной по всей высоте и равной 100 °C. Начальная температура кристаллов, межкристального раствора и утфеля при входе в греющую трубку принималась равной 75 °C, что соответствует рабочему давлению в

аппарате p = 20 кПа (сахарный утфель уваривается при разрежении). Температура образования насыщенной паровой фазы при таком давлении соответствует 60 °C, и принимается постоянной до момента выхода из кипятильной трубки (при этом будет увеличиваться размер самого парового пузырька).

Предполагается, что рассматриваемые кристаллы с соответствующими ячейками межкристальных растворов на протяжении всего времени пребывания данной системы ячеек в греющей трубке тесно контактируют между собой (рис. 1, 2) по идеальному закону теплообмена (выполняется равенство температур и тепловых потоков на границе контакта межкристальных растворов). Далее предполагается, что 1-я ячейка тесно прилегает либо к расположенной вертикально поверхности греющей трубки (задана температура поверхности трубки) для случая системы *I* (рис. 1), либо к поверхности парового пузырька (задана температура насыщения парового пузырька соответствующая давлению) для случая системы *II* (рис. 2). В силу принятого положения об осесимметричной задаче для внешней границы утфеля получаем однородные граничные условия второго рода.

В силу достаточной сложности одновременного рассмотрения протекания процессов тепло- и массообмена был произведен переход от объёмной модели системы ячеек (см. рис. 1, 2) к эквивалентной одномерной по координате модели ячеек (рис. 3).



Рис. 3. Выделение областей (1–7) для одномерной ячеистой модели межкристальный раствор 1-й (большей) ячейки–кристалл 1-й ячейки–межкристальный раствор 2-й ячейки – кристалл 2-й (меньшей) ячейки–утфель

По отношению к семи одномерным областям (рис. 3) рассматривалась одновременно нестационарная задача теплообмена и нестационарная задача диффузионного массообмена. Все теплофизические характеристики для задачи теплопроводности и коэффициент диффузии для задачи массообмена рассматривались для двух случаев – постоянными и переменными.

Постановка задачи теплопроводности для всех семи областей (рис. 3) в случае переменных теплофизических коэффициентов запишется в следующем виде:

$$\rho_i(T, \mathbf{\Psi}, \mathbf{CB}, \mathbf{KP}) \cdot c_i(T, \mathbf{\Psi}, \mathbf{CB}, \mathbf{KP}) \frac{\partial T_i}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i(T, \mathbf{\Psi}, \mathbf{CB}, \mathbf{KP}) \frac{\partial T_i}{\partial x} \right), \quad i = \overline{1, 7}$$
(1)

$$T_i(x,0) = T_{i0} = 75^{\circ}C, \quad i = \overline{1,7},$$
 (2)

 $T_{1}(0,\tau) = \begin{bmatrix} T_{01} = 100 \,^{\circ}\text{C}, \, 0 \le \tau < t_{1} & \text{и во время ожидания роста парового пузырька;} \\ T_{01} = 60 \,^{\circ}\text{C}, \, \text{при контакте с паровым пузырьком;} \end{cases}$ (3)

$$\left. \frac{\partial T_7}{\partial x} \right|_{x=l_7} = 0,\tag{4}$$

$$-\lambda_{i}(T, \mathbf{\Psi}, \mathbf{CB}, \mathbf{KP}) \frac{\partial T_{i}}{\partial x}\Big|_{x=l_{i}} = -\lambda_{i+1}(T, \mathbf{\Psi}, \mathbf{CB}, \mathbf{KP}) \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x}\Big|_{x=l_{i}}, (i = \overline{1, 6}),$$
(5)

с начальными (2) и граничными (3)–(5) условиями (T – температура, °C; ρ – плотность, кг/м³; λ – теплопроводность, Вт/(м·К); c – теплоёмкость, кДж/(кг·К); Ч – чистота раствора, %; CB – содержание сухих веществ раствора, %; КР – содержание твёрдой фазы в утфеле, %).

Аналогично к приведенному уравнению теплопроводности (1), запишется и постановка задачи для трёх отдельных задач диффузионного массобмена межкристальных растворов (рис. 3): 1) для области 1; 2) при одновременном рассмотрении диффузионного массообмена между областями 3 и 4; 3) для области 6.

Заметим, что для первой задачи диффузионного масообмена распределение концентраций в межкристальном растворе области 1 (рис. 3) ищется с учетом того, что на левой границе области 1 масообмена не происходит (присутствует стенка), а на правой границе, которая в тоже время является границей раздела межкристального раствора области 1 и кристалла области 2, в силу одновременного с рассматриваемыми процессами тепло- и массобмена прохождения также и процесса кристаллизации (растворения), будет задана концентрация насыщения раствора исходя из найденного текущего значения температуры поверхности кристалла в каждый момент времени расчета. Аналогичная формулировка граничных условий будет также и для второй и для третьей задач диффузионного массообмена с учетом принятого положения о том, что между областями 3 и 4 происходит идеальный диффузионный массообмен.

Задача теплообмена (1)–(5) и три задачи диффузионного массобмена одновременно решались численным методом на основании метода контрольного объёма [3]. Для создания подходящей дискретизации по времени и по координате было найдено аналитическое решение [1, 2]для одной одномерной области с неоднородными граничными условиями первого рода слева и однородными второго рода справа методом разделения переменных Фурье (ей по очереди придавались все теплофизические характеристики межкристального раствора, кристалла и утфеля), но с постоянными теплофизическими характеристиками. На основании найденного решения, аналогично к искомой задаче для семи областей (рис. 3) (граничные условия для самой левой и самой правой границы) было найдено аналитическое решение для двух и трёх одномерных областей, которые контактируют между собой по идеальному закону. Сравнение результатов, полученных аналитическими и численными методами показало, что точность расчетов находится в пределах $1,0\cdot10^{-2}$ °C для задач теплообмена.

В результате для системы ячеек с переменными теплофизическими характеристиками во всех областях было найдено распределение температур, концентраций, а также величины перенесённого вещества (сахарозы) и массы самих кристаллов в зависимости от времени пребывания в греющей трубке и в зависимости от относительного времени уваривания сахарного утфеля.

Литература

1. Погорелый Т. М., Мирончик В. Г. Математическое моделирование процесса рекристаллизации на основании аналитических решений нестационарных задач теплопроводности в двухмерном случае для прямоугольных областей с неоднородными (непрерывными и разрывными на одной из сторон) граничными условиями и неоднородными начальными условиями // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 10–13 мая 2012 г. Минск, 2012. Т. 1, Ч. 2. С. 761–764.

2. Pogoriliy T. The distribution of temperatures in the sucrose solution–sugar crystal–sucrose solution–massecuite cells depending on the boiling sugar massecuite time // Ukrainian J. of Food Science. 2015. Vol. 3, Iss. 1. Pp. 139–148.

3. Патанкар С. В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.

УДК 532.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ОБЛЕДЕНЕНИИ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

А. А. Приходько, С. В. Алексеенко

Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара, г. Днепропетровск, Украина

В последние годы проблеме обледенения летательных аппаратов в полете во всем мире уделяется все более пристальное внимание. Вводятся более жесткие требования по обеспечению безопасности полетов, совершенствуются существующие и разрабатываются новые системы защиты от обледенения, разрабатываются правила сертификации летательных аппаратов для полета в условиях обледенения. Решение подобных задач невозможно без проведения летных испытаний и наземных экспериментов, проводимых в охлаждаемых высокоскоростных аэродинамических трубах. Однако, хотя и являясь наиболее достоверными, как первый, так и второй методы имеют ряд ограничений и недостатков к основным из которых следует отнести высокую стоимость и узкие границы применимости. В такой ситуации численное моделирование становится хотя и дополнительным, но, тем не менее, достаточно эффективным и информативным инструментом исследования, позволяющим с одной стороны значительно сократить количество необходимых экспериментов, а с другой стороны значительно расширить возможный диапазон исследуемых параметров.

До настоящего времени в разных странах было разработано множество математических моделей, позволяющих численно моделировать процессы обледенения. Наиболее популярным является применение поверхностного контрольно-объемного метода, основанного на подходе Messinger [1–4], где предполагается, что незамерзшая вода стекает по поверхности льда в виде пленки (или ручейков) под действием аэродинамических сил, при этом фронт фазового перехода движется со стороны обтекаемой поверхности, процесс в рамках временного шага рассматривается как квазистационарный. Однако, в рамках такого подхода, при составлении теплового баланса для поверхностного контрольного объема возникает противоречие: охлаждение незамерзшей воды, находящейся в поверхностном контрольном

объеме происходит, главным образом, в результате конвекции и испарения с внешней поверхности жидкости, в то время как фронт фазового перехода движется со стороны обтекаемого тела. Также возникает вопрос, каким образом оказывает влияние (и оказывает ли) на характер перемещения воды по обтекаемой поверхности объемная структура ледвода, образующаяся при переходе переохлажденной воды, содержащейся во влетающих из внешнего потока капельках, в состояние термодинамического равновесия.

Целью представленного исследования являлся поиск ответов на следующие ключевые вопросы, в конечном итоге оказывающие прямое влияние на форму моделируемых ледяных наростов: каков реальный механизм перемещения незамерзшей воды по поверхности обтекаемого тела; какова микроструктура нарастающего льда и каким образом движется фронт фазового перехода и какова его форма; что происходит в области точки торможения (поскольку в этой области скорость потока минимальна, а объем выпадающей влаги на обтекаемую поверхность из внешнего потока максимален); насколько, в итоге, правомерны принятые предположения в общепринятой математической модели.

В докладе представлены результаты трех серий экспериментов, проведенных с целью изучения процесса замерзания небольших объемов поверхностной переохлажденной воды, микрофизики процесса взаимодействия влетающих из внешнего потока переохлажденных капелек воды с обледеневающей поверхностью профиля крыла, а также микроструктуры нарастающего льда. Произведена оценка соответствия предложенной математической модели, описывающий процесс обледенения, реальной физике процесса и приведены результаты расчетов. Экспериментальные исследования были проведены на экспериментальной установке, моделирующей условия обледенения, института адаптотроники и функцио-интеграции технического университета Брауншвейга, с использованием PCO.DIMAX высокоскоростной камеры, оборудованной 100-миллиметровым макрообъективом [5].

Первая серия экспериментов была посвящена исследованию процесса замерзания неподвижной водяной переохлажденной капли, находящейся на алюминиевой пластине. Было установлено, что процесс замерзания переохлажденной воды, содержащейся в поверхностной капле происходит в несколько этапов: предварительный разогрев воды и зарождение микрокристаллов льда, относительно быстрое (в условиях проведенного эксперимента длящееся ~0,05 с) образование структуры лед-жидкость с переходом в состояние термодинамического равновесия около температуры затвердевания и более медленный процесс (порядка нескольких секунд) полного замерзания капли. Также было обнаружено, что в экспериментах, в случае принудительного инициирования процесса замерзания переохлажденной капли, образование первичных ледяных структур начинается с задержкой ~0,018 с после прикосновения и начала деформации капли.

В следующей серии экспериментов был изучен процесс взаимодействия влетающей капельки из внешнего потока с обтекаемой поверхностью и сделан вывод, что время от момента контакта до завершения процесса интенсивного разбрызгивания составляет порядка 2·10⁻⁴ с. Также были проведены наблюдения за эволюцией начальной фазы обледенения профиля NACA0015 (рис. 1).

влияние Проанализировано температуры окружающей среды на механизм затвердевания поверхностной влаги в области торможения и на некотором удалении, а также изучено поведение выпадающих капелек на аэродинамическую поверхность при отрицательных и положительных температурах окружающей среды. Полученные данные были обработаны с помощью цифровых программ отображения. Были созданы цифровые кинофильмы с целью изучения динамики развития процесса и элементов шероховатости. Для более наглядного представления материала, результаты приведены в виде серии фотографий и поясняющих схем. На основе проведенных исследований установлены закономерности процессов обледенения и развития шероховатостей на микроуровне.



Рис. 1. Структура образовавшегося льда на поверхности профиля

Также была исследована микроструктура образующегося ледяного нароста, ее изменение в зависимости от температуры, водности и от местоположения на профиле крыла.

В результате проведенных наблюдений сделан вывод о том, что во влажном режиме действительно, основное замерзание жидкости происходит со стороны льда, имеющего «бугристую» поверхность, причем «бугорки» в процессе теплообмена играют роль «мостиков холода». Вода на поверхности льда находится во впадинах между «бугорками». С понижением температуры «бугорки» на поверхности льда имеют тенденцию к росту и с течением времени принимают форму «столбиков» или «иголочек». В некоторых режимах при относительно небольшой отрицательной температуре и высокой водности жидкость по поверхности может принимать форму несплошной пленки, обтекающей «бугорки» льда, и перемещаться под действием аэродинамической силы. Однако механизм разбрызгивания с последующим «подхватыванием» внешним потоком и «вторичным» выпадением а также «перепрыгиванием» жидкости в результате столкновения переохлажденных капелек с обледеневающей поверхностью является единственным при перемещении жидкости по/вдоль поверхности в области торможения во всем диапазоне температур и также вносит существенный вклад (а при более низких температурах – основной) при перемещении жидкости на удалении вниз по потоку. Поскольку существует задержка во времени с момента взаимодействия до начала образования первичной пространственной ледяной структуры в переохлажденой воде, содержащейся во влетающих капельках, а также длительность этой задержки и длительность самого процесса образования ледяной структуры на два порядка больше времени разбрызгивания поверхностных капель, то также можно сделать вывод о незначительном влиянии этого феномена на характер перемещения жидкости вдоль обтекаемой поверхности. В пользу такого предположения говорит и тот факт, что при небольших отрицательных температурах (когда происходит наиболее интенсивное перемещение незамерзшей жидкости вдоль обтекаемой поверхности) доля замерзшей воды на этом предварительном этапе образования пространственной ледяной структуры составляет лишь ~1/80.

На основании этих выводов можно утверждать, что, в целом, подход, реализованный в методе поверхностных контрольных объемов, может быть использован. Однако поскольку сплошной пленки, стекающей по поверхности в реальности не существует, а незамерзшая вода в виде отскочивших капелек быстро перемещается вдоль поверхности в тонком пристеночном слое и выпадает на растущие бугорки ниже по потоку, то рассмотрение водяной пленки с определением ее толщины и скорости движения (особенно в области точки торможения) является некорректным. И наоборот, в силу особенностей раскрытого механизма перемещения жидкости вдоль обтекаемой поверхности предположение о квазистационарности процесса в пределах временного шага является оправданным. Также такой подход не позволяет моделировать характерные неровности в виде так называемого «хвоста лобстера», особенно в дальней области ледяных образований и в случае обтекания со скосом потока.

Для численного моделирования процессов образования льда на аэродинамических поверхностях разработано программно-методическое обеспечение, в котором численное моделирование процесса нарастания льда основано на методе контрольных объемов, соотносящимся с результатами проведенных экспериментальных исследований. При описании движения несущей среды использованы уравнения Навье – Стокса сжимаемого газа. Для описания движения капель воды применена модель взаимопроникающих сред [6].

В докладе проанализированы метеорологические условия, в которых возможно обледенение летательных аппаратов, условия возникновения крупных переохлажденных капелек, рассмотрены существующие противообледенительные системы и оценено влияние различных видов обледенения на эксплуатационные характеристики летательных аппаратов.

Выполнены расчеты для трех режимов обледенения профиля NACA 0012 (рис. 2). Проведено численное моделирование процессов образования «барьерного» льда при работе противообледенительной системы [7]: проанализировано влияние высоты наростов, их положения по хорде крыла на картину течения, на аэродинамические характеристики профиля, на угол срыва потока, проведено сравнение с характеристиками «чистого» крыла.





Разработанное программно-методическое обеспечение может быть использовано наряду с натурными и наземными испытаниями для оценки влияния ледяных наростов, образующихся в заданных метеорологических условиях, а также «барьерного» льда на эксплуатационные характеристики летательных аппаратов. Полученные результаты могут найти применение при обеспечении безопасности полетов, расследовании авиационных происшествий и проектировании противообледенительных систем.

Литература

1. Мещерякова Т. П. Проектирование систем защиты самолетов и вертолетов. М.: Машиностроение, 1977. – 232 с.

2. Fortin G., Ilinca A., and Brandi V. A new roughness computation method and geometric accretion model for airfoil icing // J. Aircraft. 2004. Vol. 41, No. 1. Pp. 119–127.

3. Messinger B. L. Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of airspeed // J. Aeronautical Sci. 1953. Vol. 20, No. 1. Pp. 29–42.

4. Wright W. B. Users Manual for the Improved NASA Lewis Ice Accretion Code LEWICE 1.6. National Aeronautical and Space Administration (NASA). Contractor Report. May, 1995. – 95 p.

5. Alekseyenko S., Sinapius M., Schulz M., and Prykhodko O. Interaction of Supercooled Large Droplets with Aerodynamic Profile. SAE Technical Paper 2015-01-2118. 2015. – 12 p.

6. Алексеенко С. В., Приходько А. А. Численное моделирование обледенения поверхности цилиндра и профиля. // Ученые записки ЦАГИ. 2013. Т. 44, № 6. С. 25–57.

7. Приходько А. А., Алексеенко С. В. Численное моделирование процессов обледенения аэродинамических поверхностей с образованием «барьерного» льда // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 3. С. 580–589.

УДК 536.423:532.52

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВСКИПАЮЩЕГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОГО МЕТАНА В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ

Б. А. Снигерев¹, А. Л. Тукмаков², В. Г. Тонконог²

¹Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, Россия ²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, г. Казань, Россия

В связи с внедрением криогенных температур в различные отрасли хозяйства все большее значение приобретают проблемы эффективного использования криогенных продуктов в промышленных масштабах [1]. В настоящее время в различных областях народного хозяйства: в машиностроении, металлургии, ракетно-космической технике и других используют жидкие криогенные продукты. Такими продуктами, т. е газами в нормальных условиях, нашедшими наибольшее применение, являются метан, кислород, аргон, азот, водород и гелий. Широкое использование указанных веществ в жидком состоянии обусловлено, с одной стороны, общим прогрессом развития криогенной техники: совершенствования процессов и оборудования для ожижения и выделения из газовых смесей перечисленных выше продуктов, а также продуктов для их хранения и продуктов и транспортирования. Для создания жидкостных криогенных систем, учитывая специфические свойства продуктов, за последние десятилетия появились многочисленные исследования отдельных процессов, сопровождающих хранение и транспортирование рабочих жидкостей. Жидкий метан используется в качестве жидкого топлива. Его применение позволяет снизить содержание вредных примесей в выхлопных газах и одновременно повысить экономичность двигателей. Метан – основная составляющая природного газа, который широко используется как горючее и сырье для химической промышленности.

В настоящей работе исследуется турбулентное течение вскипающего метана в соплах Лаваля. Для описания движения парожидкостной смеси используется осредненная по Фавру система уравнений, включающая в себя уравнения сохранения массы, количества движения и энергии для гомогенной смеси, состоящей из жидкой и паровой фаз. Численное моделирование кавитационного течения базируется на подходе с использованием дополнительного уравнения для переноса объемной доли жидкой фазы. Выполнено исследование истечения вскипающего метана при различных степенях недогрева и противодавлений в сопле Лаваля.

Рассматривается течение метана в сопле Лаваля (рис. 1). Входная ширина сопла l_1 составляет 96 мм, выходная ширина среза канала $l_2 = 23$ мм, в горловой части $l_4 = 4$ мм. Длина диффузорной части $l_3 = 150$ мм, а части конфузора $l_5 = 50$ мм, $l_6 = 50$ мм.



Рис. 1. Расчетная область сопла Лаваля

Для моделирования движения смеси, состоящей из жидкой и паровой фаз, используются осредненные по Фавру уравнения Навье – Стокса для гомогенной среды с переменной плотностью, дополненные уравнением для переноса энтальпии в виде [2]

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_j)}{\partial x_j} = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_m + \mu_t\right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right], \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_m \left(h + f_V L \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho_m u_j \left(h + f_V L \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_m}{\Pr_L} + \frac{\mu_t}{\Pr_L} \right) \frac{\partial h}{\partial x_j} \right], \tag{3}$$

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_L u_j)}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_L} (\dot{m}^+ + \dot{m}^-).$$
(4)

Предполагая присутствие в жидкости неконденсируемых газов с массовым содержанием f_g , в работе [3] представлены соотношения для \dot{m}^- , \dot{m}^+ в виде

$$\dot{m}^{+} = C_{e} \frac{\max(1, 0, \sqrt{k})(1 - f_{V} - f_{g})}{\gamma} \rho_{L} \rho_{V} \sqrt{\left(\frac{2}{3} \frac{p_{V}(T) - p}{\rho_{L}}\right)}, \quad p < p_{V}(T),$$
(5)

$$\dot{m}^{-} = C_{c} \frac{\max(1, 0, \sqrt{k}) f_{V}}{\gamma} \rho_{L} \rho_{V} \sqrt{\left(\frac{2}{3} \frac{p_{V}(T) - p}{\rho_{L}}\right)}, \qquad p \ge p_{V}(T).$$
(6)

Эмпирические константы C_e , C_c определяют скорость испарения, скорость конденсации соответственно и имеют значения $C_e/\gamma = 1.665 \cdot 10^3$, $C_c/\gamma = 1.225 \cdot 10^3$. Коэффициент турбулентной вязкости рассчитывается по формуле Колмогорова – Прандтля $\mu_t = C_{\mu} \rho_m k^2 / \varepsilon$, где для определения кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации применяется двухпараметрическая модель турбулентности $k - \varepsilon$ [4].

Поставленная задача решалась численно методом контрольных объемов на неравномерной сетке, сгущающейся в областях вблизи стенок и в зоне с минимальным поперечным сечением канала таким образом, чтобы в вязком подслое находилось не менее

пяти узловых точек. Для решения нестационарных уравнений на каждом шаге по времени проводятся итерации по псевдовремени. Аппроксимация невязких потоков осуществляется с помощью схемы MUSCL (Monotonic upstream-centered scheme for conservation laws) третьего порядка, а для аппроксимации вязких потоков используется центральная разностная схема. Дискретизация производной по времени производится с применением неявной двухточечной схемы. Расчетная область представляет из себя канал переменного сечения с входной, выходной частью и твердыми боковыми стенками (рис. 1). Уравнения (1)–(6) дополняются граничными и начальными условиями. Во входном сечении задаются давление, температура и объемное содержание жидкой фазы, а на выходе из расчетной области задается выходное давление. Для остальных переменных используются мягкие граничные условия, что означает выравнивание гидродинамических, тепловых и концентрационных характеристик сред. На боковых твердых границах канала реализуются условия прилипания смеси, адиабатичность стенок. Для уравнений двухпараметрической модели турбулентности применяются условия, полученные из решения параболизованной задачи для профилей скорости, характеристик турбулентности и температуры.

Для моделирования течения в сопле Лаваля использовалась сетка, состоящая из 124 000 конечных объемов, с существенным сгущением в окрестности горлового сужения. Течение в сопле Лаваля рассматривалось при различных значениях давления на входе в сопло $p_0 = 0,57$ МПа, 2,7 МПа. Для низконапорного течения ($p_0 = 0,57$ МПа) исследовалось влияние степени недогрева Δt_H на гидродинамическую структуру течения, а для высоконапорного $(p_0 = 2,7 \text{М}\Pi a)$ параметра противодавления ε_a . В работе исследовано изменение давления вдоль оси сопла для течения при $p_0 = 0.57$ МПа, $\varepsilon_a = 0.76$ и различной степени недогрева Δt_H поступающей жидкости ($\Delta t_H = 4,0$; 12,0; 20,0 К). На рис. 2, *а* приведено распределение α_V в расчетной области при $p_0 = 0.57$ МПа, $\varepsilon_a = 0.76$, $\Delta t_H = 4.0$ К. Этот рисунок иллюстрирует, что в минимальном сечении сопла движется несжимаемая жидкость, а процесс парообразования развивается после прохождения горловины непосредственно сопла. Характерное "вытягивание" изолиний объемного содержания в центральной части свидетельствует о том, что паровая фаза интенсивно образуется в пограничном слое вдоль стенок канала и затем распространяется к оси сопла. На некотором расстоянии от минимального сечения жидкое ядро исчезает, а пузырьковая переходная структура преобразуется в парокапельную.



Рис. 2. Изолинии распределения α_V при различных режимах: $a - p_0 = 0,57$ МПа, $\Delta t_H = 4.0$ К, $\varepsilon_a = 0,76$; $\delta - p_0 = 2,7$ МПа, $\Delta t_H = 10.0$ К, $\varepsilon_a = 0,32$

В данной работе для моделирования процесса парообразования используется модель с дополнительным уравнением переноса объемной фазы с источниковыми слагаемыми для моделирования скорости конденсации и испарения [3]. В модели предполагается, что скорость изменения фазового состояния пропорцианальна характерной скорости, в качестве которой выбирается относительная скорость между жидкостью и пузырьками. Относительная скорость V_{ch} имеет тот же порядок, что и скорость турбулентных пульсаций, для которой справедлива оценка $V_{ch} \sim \sqrt{k}$. Сопоставляя расчетные данные по распределению паросодержания, приведенными на рис. 2 можно сделать вывод о том, что структуры влажнопарового потока в диффузорной части сопла для низконапорного и высоконапорного течения качественно схожи, но имеют свои некоторые особенности. Паровая фаза в обоих случаях в большей степени первоначально образуется в пограничном слое вблизи стенок канала и затем распространятся потоком к оси сопла. Отличие проявляется в том, что увеличение скорости вскипающего потока в сопле Лаваля сопровождается уменьшением объемного паросодержания в центральной части расширяющегося участка, а в пристенных областях оно увеличивается. Для высоконапорного потока скорость парообразования в области вблизи стенок увеличивается вследствие увеличения кинетической энергии турбулентности вблизи стенок, а следовательно росту характерной скорости V_{ch}. Мелкие зародыши, появившиеся вблизи стенок, увеличиваются в размерах и сносятся потоком в центральную часть сопла. Вследствие увеличения скорости потока, время для роста пузырьков уменьшается, а также они быстрее сносятся вниз по потоку, что приводит к уменьшению объемного паросодержания вблизи оси сопла. Если при $p_0 = 0.57$ МПа постепенно увеличивающееся вдоль оси канала значение α_V (на срезе канала $\alpha_V = 0.75$), то при $p_0 = 2,7$ МПа оно достигает только $\alpha_V = 0,65$. Увеличение скорости потока приводит к перераспределению объемного паросодержания вдоль вертикальных сечений в диффузорной части сопла. Увеличение противодавления при значительном начальном недогреве приводит к конденсационным скачкам в расширяющейся части, в которых происходит полная конденсация потока.

Результаты численного моделирования о течении вскипающего метана в канале переменного сечения продемонстрировали хорошее согласие с экспериментальными данными. Расчеты показали, что гидродинамические особенности течения в соплах Лаваля (протяженность жидкого ядра, пузырьковой и парокапельной зоны, распределение фаз, физических переменных течения в области) зависят от геометрической формы каналов и режимных параметров (p_0 , Δt_H , ε_a).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение о субсидии № 14.577.21.0151 от 28.11.2014 г., уникальный идентификатор проекта RFMEFI57714X0151).

Обозначения

 u_i – компоненты скорости жидкости, м/с; p – давление, Па; $\hat{p} = p + (2/3)\rho_m k$, Па; ρ – плотность, кг/м³; α – объемное содержание среды в смеси; $\rho_m = \alpha_L \rho_L + (1 - \alpha_L)\rho_V$ – плотность смеси, кг/м³; μ – динамический коэффициент вязкости, Па·с; $\mu_m = \alpha_L \mu_L + (1 - \alpha_L)\mu_V$ – динамический коэффициент вязкости смеси, Па·с; T – температура, К; t – время, с; c_p – коэффициент теплоемкости при постоянном давлении, Дж/(кг·К); $h = c_p T$ – удельная энтальпия, Дж/кг; L – удельная теплота парообразования, Дж/кг; Pr – число Прандтля, γ – коэффициент поверхностного натяжения, н/м; k – кинетическая энергия турбулентности, M^2/c ; ε – скорость диссипации турбулентной энергии, M^2/c ; \dot{m} – смесь жидкости и пара; g – неконденсированный газ; t – турбулентность; 0 – значение параметра на входе в канал.

Литература

1. Зысин В. А., Баранов Г. А., Барилович В. А., Парфенова Я. Н. Вскипающие адиабатные потоки. М.: Атомиздат, 1976. –147 с.

2. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. – 336 с.

3. Singhal A. K., Athavale M. M., Jiang U. Mathematical basis and validation of the full cavitation model // J. Fluids Eng. 2002. Vol. 124, No. 3. Pp. 617–624.

4. Kataoka I., Serizawa A. Basic equations of turbulence in gas-liquid two-phase flow. Pt I. Theory. // Int. J. Multiphase Flow. 1989. Vol. 15, No. 5. Pp. 843–855.

УДК 621.175.22:536.248.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА НА СТРУЯХ В СМЕШИВАЮЩЕМ АППАРАТЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ПОДОГРЕВА ПИТАТЕЛЬНОЙ ВОДЫ В ТЕПЛОВОЙ СХЕМЕ ЭНЕРГОБЛОКА

Е. В. Сомова, А. В. Туркин, Э. Н. Церцвадзе, Е. Б. Христенко

Всероссийский теплотехнический институт, г. Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований процесса конденсации перегретого пара на струях питательной воды в смешивающем теплообменнике высокого давления. Смешивающий подогреватель питательной воды (СППВ) может найти применение в двухподъемной тепловой схеме паросилового блока на ультрасверхкритические параметры пара 35 МПа, 700/720 °C.

Для перспективного энергоблока с реактором со свинцовым теплоносителем СППВ включен в тепловую схему второго контура и обеспечивает подогрев питательной воды до 340 °C во всех эксплуатационных и аварийных режимах работы блока. Надежность работы смешивающего подогревателя высокого давления в данной тепловой схеме имеет определяющее значение в связи с опасностью затвердевания свинца в межтрубном пространстве парогенератора.

В СППВ подается вода после подогревателей высокого давления (ПВД) регенеративного тракта турбины с параметрами p = 15,0 МПа, t = 301 °C. В качестве греющей среды в СППВ используется свежий пар после парогенератора с температурой 500 °C, который, проходя через контактный теплообменник, охлаждается до 400 °C по условиям обеспечения прочности корпуса СППВ, и затем поступает на вход в СППВ, где смешивается с «холодной» питательной водой. Нагрев питательной воды осуществляется за счет конденсации греющей среды на струях. Первоначально в качестве греющей среды использовалась пароводяная смесь с параметрами до P = 17 МПа, T = 350 °C и массовым паросодержанием X = 0,8.

Проведенные ранее экспериментальные исследования на пароводяной смеси [1] показали, что смешивающий подогреватель может работать в широком диапазоне параметров, обеспечивая подогрев воды до требуемых значений температур. При этом температурный напор между греющей средой и выходной температурой нагретой воды существенно ниже, чем в поверхностных подогревателях. Полученные в результате экспериментальных исследований данные позволили сформулировать технические требования к конструкции смешивающего подогревателя высокого давления для повышения эффективности процесса теплообмена.

В результате изменения тепловой схемы потребовалось проведение дополнительных исследований процесса конденсации перегретого пара на струях питательной воды при высоком давлении, которые были проведены на стендовой установке, смонтированной на ТЭЦ ВТИ.

Стендовая установка с моделью СППВ [2] оснащена системой КИПиА, позволяющей измерять давление, температуры и расходы сред по тракту. СППВ представляет собою сосуд с уровнем воды, работающий под давлением до 16,0 МПа. Греющая среда подается в верхнюю часть рабочей зоны подогревателя, где она направляется на подогрев питательной воды, которая также вводится через водоподающую насадку в виде струй.

Для измерения температуры струи по высоте внутри обечайки установлены термопары в нескольких сечениях на различном расстоянии от оси водоподающего устройства. В нижней части модели были установлены дополнительные термопары в нескольких сечениях по высоте для измерения температуры среды под обечайкой и под уровнем воды.

Экспериментальные исследования процесса теплообмена на модели СППВ были проведены на перегретом паре с температурой 400 °С при следующих параметрах: скорость истечения воды из сопла $w_{\rm B}$ от 2,4 до 11 м/с; давление пара в аппарате $p_{\rm CППB} = 15,5$ МПа; диаметр одиночного отверстия в водоподающем устройстве $d_{\rm отв} = 20$ мм; температура питательной воды на входе в установку $t_{\rm пв} = 195$; 245; 282 °С.

Общее представление об изменении температур сред внутри СППВ было получено при построении для каждого режима графика изменения температуры среды по высоте теплообменника. На рис. 1 представлено характерное изменение температур сред внутри разделительной обечайки по ее высоте. На начальном участке равном 150 мм наблюдается резкий рост температуры питательной воды и передается до 90% теплоты греющей среды. Далее прирост температуры воды снижается и на определенном расстоянии температура струи становится постоянной. Это изменение температур характерно для термопары, находящейся в центре струи. Термопары, расположенные на расстоянии 20, 50 и 100 мм от центра струи, измеряют температуру греющей среды, передающей свое тепло струе.



Рис. 1. Изменение температур T_{cp} смешивающихся сред внутри обечайки по высоте СППВ *h*. Расстояние от центра струи: 1 – в центре струи; 2 – 20 мм; 3 – 50 мм; 4 – 100 мм

Было установлено, что в зависимости от начальных параметров питательной воды (температуры и скорости истечения) изменяется длина прогрева струи, т. е. изменение температуры питательной воды от начального значения на входе в установку до значения,

соответствующего температуре на выходе из модели СППВ, происходит на различном расстоянии от среза сопла.

Длина прогрева определялась по показаниям термопары, установленной по центру струи внутри обечайки. Результаты определения длины прогрева сведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер режима	<i>w</i> ₆ , м/с	$t_{n_{\theta}}, ^{\circ}\mathrm{C}$	<i>l</i> , мм
1	4,5	251,8	400
2	4,6	250,0	400
3	9,1	282,2	400
4	2,4	220,8	500
5	3,0	195,9	800
6	10,0	246,9	800
7	10,7	280,4	400
8	11,1	277,4	400

Длина прогрева струи питательной воды внутри модели СППВ

При снижении начальной температуры питательной воды увеличивается температурный напор между греющей и нагреваемой средами, а если скорость истечения струи при этом достаточно высокая, то для полного протекания процесса теплообмена длина прогрева должна увеличиваться, т. е. процесс растягивается во времени. Таким образом, при уменьшении температуры питательной воды на частичных нагрузках энергоблока скорость истечения должна быть снижена для сокращения длины прогрева струи.

Для получения зависимости длины прогрева от начальных параметров питательной воды (температуры и скорости истечения) была построена зависимость времени прогрева струи от температуры питательной воды (рис. 2).





Время прогрева струи выражено через отношение длины прогрева струи к скорости истечения питательной воды из водоподающей насадки.

По экспериментальным данным получена расчетная зависимость для определения длины прогрева от температуры и скорости истечения питательной воды:

$$l = 34,54 \cdot e^{-0.024t_{\rm IB}} W_{\rm B} \,, \tag{1}$$

где l – длина прогрева струи, м; $t_{пв}$ – температура питательной воды на входе в СППВ, °С; $w_{\rm B}$ – скорость истечения питательной воды из водоподающей насадки, м/с.

Таким образом, при снижении нагрузки (уменьшении температуры питательной воды) для поддержания постоянной длины прогрева необходимо снижать скорость питательной воды.

Используя полученную зависимость (1), были проведены расчеты прогрева струи питательной воды для режимов работы энергоблока и различных конструкций водоподающих устройств.

Ранее принятая конструкция водоподающего устройства представляет собой струйную форсунку, выполненную двухпоточной по схеме «труба в трубе», и позволяла при снижении нагрузки до 50% сохранять скорость истечения питательной воды постоянной при отключении одного потока. Однако при этой нагрузке температура питательной воды на входе в СППВ тоже снижается, и, согласно проведенным экспериментам может увеличится длина прогрева струи. Это актуально для такого типа водоподающего устройства, так как распыл воды осуществляется в стороны, перпендикулярно стенке защитной обечайки. Расстояние от среза отверстия в водоподающем устройстве до стенки защитной обечайки составляет 0,91 м. Поэтому было необходимо оценить длину прогрева струй питательной воды для двухпоточного водоподающего устройства на номинальной и частичных нагрузках. Расчеты показали, что максимальная длина прогрева струи *l* наблюдается при 50%-й нагрузке и равна 0,917 м, что превышает расстояние между водоподающем устройством и стенкой защитной обечайки. Для снижения длины прогрева струи было рекомендовано выполнить водоподающее устройство однопоточным. При этом оно будет представлять собой перфорированную трубу с 13 рядами отверстий. При изменении нагрузки энергоблока скорость истечения питательной воды будет меняться в зависимости от расхода и температуры питательной воды.

В результате расчетов показано, что максимальная длина прогрева составляет 0,716 м для 100%-й нагрузки при отключении одной группы ПВД. Это величина значительно меньше расстояния от среза сопла до защитной обечайки. Минимальная скорость истечения питательной воды из однопоточного водоподающего устройства составляет 2,1 м/с – эта величина соответствует диапазону изменения параметров в проведенных экспериментах с полным прогревом питательной воды до балансовых значений температур.

Представленные обобщенные результаты проведенных экспериментальных исследований на стендовой установке с моделью СППВ при нагрузках стендовой установки от 30 до 100%, с давлением в СППВ ~15 МПа, температурой греющей среды 400 °С и питательной воды 195–282 °С подтвердили работоспособность СППВ при использовании в качестве греющего теплоносителя перегретого пара при эксплуатационных параметрах. Полученная экспериментальная расчетная зависимость позволила определить длину прогрева струи для номинальной и частичных нагрузок энергоблока и выбрать оптимальную конструкцию водоподающего устройства смешивающего подогревателя питательной воды.

Работа выполняется при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ. Уникальный идентификационный номер проекта RFMEFI57614X0048.

Литература

1. Сомова Е. В., Шварц А. Л., Кисина В. И. и др. Экспериментальное исследование процесса конденсации пара на струях питательной воды в смешивающем подогревателе высокого давления // Изв. РАН. Энергетика. 2015. № 3. С. 72–80.

2. Сомова Е. В., Кисина В. И., Шварц А. Л. и др. Исследования смешивающего подогревателя питательной воды на фрагменте II контура реакторной установки нового поколения // Теплоэнергетика. 2009. № 6. С. 59–63.
УДК 536.248.2:621.793.74

ТЕПЛООБМЕН И РАЗВИТИЕ КРИЗИСНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫМ ПОКРЫТИЕМ

А. С. Суртаев¹, А. Н. Павленко¹, В. И. Калита², Д. В. Кузнецов¹, Д. И. Комлев², А. А. Радюк², А. Ю. Иванников², В. В. Туманов³

¹Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия ²Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, г. Москва, Россия ³Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Кипение является наиболее эффективным способом отвода тепла от теплоотдающей поверхности. Тем не менее, возрастающие требования по снижению массогабаритных характеристик теплообменных аппаратов, улучшению условий охлаждения И термостатирования теплонапряженных устройств различного назначения стимулируют развитие методов интенсификации теплообмена при кипении. Широко используемым в практике способом интенсификации теплообмена при кипении жидкости на данный момент является использование оребрённых и пористых поверхностей различной конфигурации, например, Gewa, Thermoexcel, High Flux и т. д. Детальный анализ экспериментальных и теоретических работ, посвящённых влиянию структурированных поверхностей на теплообмен и кризисные явления при кипении различных жидкостей, представлен в работах [1, 2]. Несмотря на уже достигнутые результаты, многие исследователи продолжают разрабатывать новые методы создания микро- и нанопористых покрытий для улучшения характеристик теплообмена и повышения критических тепловых нагрузок при фазовых превращениях. На сегодняшний день существует большое количество различных методов, таких как: спекание, электроосаждение, термическое напыление и т.д. Так, например, авторы работы [3] исследовали влияние пористых покрытий, полученных методом спекания, на теплообмен и критические тепловые потоки при кипении пентана. Покрытия, полученные в данной работе, представляли собой равномерно распределённые по высоте двух- и трехмерные конусо- и гребнеподобные структуры с различной геометрией. В этой работе показано, что при использовании пористых покрытий коэффициент теплоотдачи и критический тепловой поток при кипении может более чем в 10 и 3 раза соответственно, превышать аналогичные величины, полученные на поверхности без покрытия. Несмотря на то, что пористые покрытия, полученные методом спекания, позволяют обеспечить высокие коэффициенты теплообмена и повысить критические тепловые потоки, они также обладают рядом существенных недостатков. К этим недостаткам относятся сложность нанесения покрытий на поверхности различной формы, относительная хрупкость покрытий, а также сложность изготовления в виду необходимости создания высоких температур и давлений.

Одним из альтернативных способов создания структурированных пористых покрытий является метод плазменного напыления. Этот метод известен достаточно давно, и в настоящий момент существует ряд исследований, посвящённых изучению влияния плазменных покрытий на теплоотдачу при кипении жидкостей [4, 5]. Однако покрытия, полученные традиционным способом газотермического напыления, имеют существенный недостаток – низкую пористость (при этом пористость преимущественно носит поверхностный характер). В работе [6] был предложен метод плазменного напыления с формированием трёхмерной капиллярно-пористой (ТКП) структуры при варьировании угла наклона оси конуса напыляемых частиц к поверхности подложки. Преимуществом данного метода по

сравнению с традиционным является то, что он позволяет получать покрытия с максимальной открытой пористостью, высокими адгезией и степенью однородности. В то же время влияние покрытий, полученных данным методом, на характеристики теплообмена и кризисные явления в настоящий момент не изучено. Целью настоящей работы является изучение влияния капиллярно-пористых покрытий, полученных методом плазменного напыления, на теплообмен и критические тепловые потоки при кипении различных жидкостей в условиях большого объёма при различных законах тепловыделения.

Экспериментальные исследования теплообмена и кризисных явлений при кипении в условиях большого объёма были проведены с использованием различных жидкостей: фреона R21 и жидкого азота на линии насыщения. Эксперименты проводились на комплексе установок, подробное описание которых представлено в работах [7, 8]. В экспериментах использовались несколько рабочих участков: трубки без покрытия и трубки с покрытиями различной толщины от 170 до 500 мкм. В качестве исходной поверхности была использована цилиндрическая трубка из нержавеющей стали внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 0.5 мм. Покрытия на рабочую поверхность наносились методом плазменного напыления [6]. Суть данного метода заключается в том, что в высокотемпературную плазменную струю подаётся порошок распыляемого материала, который нагревается, плавится и в виде двухфазного потока направляется на подложку под углом наклона оси конуса напыляемых частиц к поверхности подложки. Для напыления использовался порошок бронзы, содержащей 9% алюминия и 2% марганца. Размер частиц порошка 20-32 мкм. На рис. 1 представлены фотографии рабочих участков с покрытиями различной толщины, полученные с использованием сканирующего электронного микроскопа. Видно, что покрытия представляют собой практически равномерно распределённые и ориентированные по поверхности трубки преимущественно в одном направлении гребни и впадины (каналы).

Тепловыделение на рабочем участке осуществлялось пропусканием постоянного электрического тока с использованием управляемого источника питания. Плотность теплового потока определялась по показаниям величины тока, пропускаемого через нагреватель, и разности потенциалов между клеммами, расположенными на концах рабочего участка. Температура рабочего участка измерялась с использованием малоинерционного платинового датчика температуры, установленного внутрь трубки. С помощью идентичного датчика измерялась температура в объёме жидкости. Управление источником тока и измерение сигналов датчиков осуществлялись с использованием платы АЦП/ЦАП и программы управления экспериментом, разработанной в среде LabView. Высокоскоростная видеосъёмка процесса осуществлялась через оптические окна экспериментальных установок с использованием цифровой камеры Phantom v7.0. Частота высокоскоростной видеосъёмки в опытах варьировалась в диапазоне от 4 до 7 кГц с максимальным разрешением 800×600 пикс (1 пикс ≈ 0.03 мм).



Рис. 1. SEM-изображения поверхности нагревателей с напылённым покрытием из бронзы. $a - \delta = 170$ мкм; $\delta - 480$; e - 500. $\delta -$ толщина покрытия

На рис. 2 представлены кривые кипения фреона R21, полученные для нагревателей без покрытия и с покрытиями, а также опытные данные, полученные в работе [9]. Из рисунка видно, что значения коэффициента теплоотдачи для трубки с малой толщиной покрытия ($\delta = 170$ мкм) на 20–30% превышают соответствующие значения, полученные для трубки без покрытия. В то же время для трубок с толщиной покрытия 480 мкм наблюдается значительная интенсификация теплообмена (более чем в 3 раза) во всей исследованной области тепловых нагрузок.



Рис. 2. Кривые кипения фреона R21 для поверхностей без покрытия и с покрытиями различной толщины

Как показал анализ высокоскоростной визуализации процессов (рис. 3), интенсификация теплообмена при использовании покрытий с толщиной 480 мкм, не может быть связана с увеличением плотности центров парообразования, как отмечено во многих работах. Поэтому в настоящей работе предложен другой механизм увеличения интенсивности теплообмена при использовании нагревателей с капиллярно-пористыми покрытиями, полученными методом плазменного напыления.



Рис. 3. Визуализация кипения на нагревателях с покрытиями толщиной 170 мкм (*a*) и толщиной 480 мкм (*b*), $q = 6.8 \text{ Br/cm}^2$

На втором этапе исследований были проведены опыты с использованием жидкого азота на линии насыщения ($T_{\mu ac} = 77.4$ K). На основе анализа опытных данных, показано, что кривые кипения для нагревателя без покрытия и с покрытием толщиной 500 мкм совпадают во всей исследованной области тепловых потоков. Характерной особенностью является наличие ярко выраженного гистерезиса при кипении азота на нагревателе с покрытием, что связано с особенностью развития процессов и влиянием существующих очагов кипения на активацию соседних центров парообразования. Целью последующих экспериментов будет проведение высокоскоростной съёмки процессов с необходимым освещением для выяснения различий в характере влияния пористых покрытий на структуру двухфазного слоя при использовании различных жидкостей.

Также в экспериментах с азотом были исследованы кризисные режимы тепловыделения при различных законах подачи тепловой нагрузки. Стоит отметить, что в литературе в настоящий момент отсутствует информация по влиянию различных микропористых покрытий и структурированных поверхностей на динамику развития теплообмена и кризиса в условиях резкого наброса тепловой мощности. Известно, что величина критического теплового потока при импульсном тепловыделении для многих жидкостей, в том числе азота и фреона R21, может быть значительно меньше соответствующей величины, полученной при постепенном увеличении тепловой нагрузки [10]. Связано это с развитием самоподдерживающихся фронтов испарения при вскипании в сильно перегретой жидкости. В данных экспериментах величины критических тепловых потоков для стационарного и нестационарного режимов тепловыделения на трубке без покрытия составили 16.9 и 12.1 Bt/cm² соответственно. Эти данные согласуются с результатами расчётов по модели, представленной в работе [10]. В то же время для нагревателя с покрытием быстрый переход к режиму устойчивого плёночного кипения при импульсном тепловыделении не наблюдался вплоть до значений 47.7 Bт/см², что значительно превышает величину критического теплового потока для гладкой трубки. Анализ видеоданных показал, что это связано с различным характером вскипания жидкости на нагревателях без покрытия и с покрытием.

Таким образом, по результатам исследований, представленных в настоящей работе, можно сделать следующие выводы:

1. При кипении фреона R21 для покрытий с толщиной $\delta > 480$ µм наблюдается значительное увеличение интенсивности теплообмена (более чем в 3 раза) по сравнению с теплоотдачей при кипении на гладкой трубке. Связано это с особенностью поведения двухфазного слоя вблизи нагревательной поверхности с капиллярно-пористым покрытием. В то же время величины коэффициентов теплоотдачи, полученные при кипении жидкого азота на гладких трубках и нагревателях с покрытием, совпадают. Целью последующих исследований будет выявление причин различного влияния плазменных покрытий на интенсивность теплообмена при кипении жидкостей с различными свойствами.

2. Изучено влияние покрытий на теплообмен и динамику развития кризиса при импульсном тепловыделении в экспериментах с жидким азотом. Показано, что для гладких нагревателей нестационарный критический тепловой поток уменьшается по сравнению с пороговым значением, полученным в условиях стационарного тепловыделения. При этом, нестационарный критический тепловой поток на поверхности с покрытием, изготовленным плазменным методом, может в несколько раз превышать значение, полученное на гладкой трубке.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-38-20982 мол_а_вед).

Литература

1. Попов И. А., Махянов Х. М., Гуреев В. М. Интенсификация теплообмена. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Казань: Центр инновац. технологий, 2009. – 559 с.

2. Poniewski M. E., Thome J. R. Nucleate boiling on micro-structured surfaces. Heat Transfer Research, Inc.(HTRI), 2008. No. LTCM-BOOK-2008-001.

3. Min D. H., et al. 2-D and 3-D modulated porous coatings for enhanced pool boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. Vol. 52, No. 11. Pp. 2607–2613.

4. Tehver J., Sui H., and Temkina V. Heat transfer and hysteresis phenomena in boiling on porous plasma-sprayed surface // Exp. Thermal Fluid Science. 1992. Vol. 5, No. 6. Pp. 714–727.

5. Asano H., et al. Heat transfer enhancement in evaporation by thermal spray coating // Proceed. of Intern. Sympos. on Next-generation Air Conditioning and Refrigeration Technology. 2010.

6. Калита В. И., Гнедовец А. Г., Комлев Д. М. Формирование пористости при плазменном напылении // Физика и химия обработки материалов. 2006. № 6. С. 26–31.

7. Pavlenko A. N., et al. Dynamics of transient processes at liquid boiling-up in the conditions of free convection and forced flow in a channel under nonstationary heat release // J. Eng. Thermophysics. 2014. Vol. 23, No. 3. Pp. 173–193.

8. Pavlenko A. N., et al. Dynamics of a superheated surface rewetting with a falling liquid film //High Temperature. 2014. Vol. 52, No. 6. Pp. 861–868.

9. Гогонин И. И. Теплообмен при кипении фреона-21 в условиях свободной конвекции // Холодильная техника. 1970. Т. 3. С. 24–28.

10. Павленко А. Н., Чехович В. Ю. Критический тепловой поток при нестационарном тепловыделении // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 2. С. 3.

УДК 536.248.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И МИКРОХАРАКТЕРИСТИК ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВИДЕОСЪЁМКИ И ТЕРМОГРАФИИ

А. С. Суртаев, В. С. Сердюков, А. Н. Чернявский

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

Кипение является одним из наиболее эффективных способов теплообмена. Данный режим теплообмена находит применение при охлаждении атомных реакторов и реактивных двигателей, широко применяется в химической и пищевой промышленности, в теплоэнергетике, а также в микроэлектронике и т. д. В то же время большинство используемых моделей для расчёта теплообмена при кипении жидкости являются полуэмпирическими, что связано со сложностью полного математического описания процесса [1]. Для построения моделей кипения, свободных от эмпирических параметров, а также для верификации существующих полуэмпирических моделей необходимы высококачественные экспериментальные данные по интегральному теплообмену и локальным характеристикам кипения, таким как плотность центров парообразования, частота зародышеобразования, интенсивность теплообмена в окрестности линии трёх фаз у основания парового пузыря и т. д. [2, 3]. Целью настоящей работы является исследование локальных и интегральных характеристик теплообмена при кипении жидкости с использованием высокоскоростных видеосъёмки и термографии.

В работе в качестве рабочих жидкостей в экспериментах были использованы этиловый спирт и деионизированная вода. Подробное описание экспериментальной установки для исследования теплообмена при кипении жидкости в условиях большого объёма представлено в [4]. Эксперименты проводились на линии насыщения при атмосферном давлении. В качестве нагревателя в работе была использована проводящая плёнка оксида индия-олова (ITO) размером 20×30 мм и толщиной 1 мкм, напылённая термовакуумным методом на сапфировую подложку толщиной 400 мкм. Плёнка ITO прозрачна в видимом диапазоне длин волн (380–750 нм) и непрозрачна для инфракрасного излучения (3–5 мкм). Пропускная способность сапфира в диапазоне длин волн 300 нм–5 мкм составляет не менее 70%. Сочетание данных свойств позволяет одновременно измерять нестационарное поле

температур нижней стороны плёнки ITO с помощью тепловизора и визуально регистрировать процесс роста и отрыва паровых пузырей непосредственно на поверхности нагревателя с использованием высокоскоростной видеокамеры.

Измерение температуры осуществлялось с использованием высокоскоростной инфракрасной камеры Titanium HD 570M (FLIR Systems ATS) со спектральным диапазоном 3.7–4.8 мкм. Термографическая съемка проводилась с частотой записи 1 кГц, разрешением 160×128 пикселей и временем интегрирования 805 мкс. Максимальное пространственное разрешение термографической съёмки в экспериментах достигало 0.013 мм/пикс. Минимальная разрешающая разность температур, эквивалентная шуму инфракрасной камеры, составляет 0.02 °C.

Полученные термограммы показали, что в процессе кипения на тепловыделяющей поверхности появляются "темные пятна" с более низкой температурой по сравнению с другими участками нагревателя. Как показал анализ данных синхронизированной высокоскоростной видеосъёмки, данные пятна возникают при появлении паровых пузырей на поверхности. С использованием усредненной по поверхности нагревателя температуры был изучен интегральный теплообмен при кипении этанола и воды в условиях большого объёма.

Использование термографической съёмки по сравнению с традиционным методом высокоскоростной визуализации кипения позволяет с высокой точностью идентифицировать активные центры парообразования и определить их плотность. В данной работе измерение плотности центров парообразования при различных плотностях теплового потока производилось автоматически с помощью программного алгоритма, реализованного в среде MatLab. Было показано, что с ростом плотности теплового потока число центров парообразования растёт линейно. В то же время, в ряде работ, в которых измерение плотности центров парообразования проводилось с помощью видеосъёмки, наблюдалась зависимость $NSD \sim q^2$.

С использованием синхронизированных высокоскоростных видео и термографической съёмок в работе были изучены динамические характеристики роста и отрыва паровых пузырей и частота парообразования при кипении этанола и воды в условиях большого объёма. На рис. 1 представлен график температуры нагревательной поверхности в области активного центра парообразования, а также соответствующие кадры термографической съёмки. Из рисунка видно, что температура теплоотдающей поверхности резко снижается в момент появления парового пузыря 1. При дальнейшем росте пузыря в его центре появляется область с ухудшенным теплообменом – так называемое сухое пятно 2-3. Далее температура в области сухого пятна монотонно растёт до достижения паровым пузырём порогового размера 4. После этого начинается отрыв парового пузыря от поверхности нагрева. Резкое уменьшение контактной линии и замывание сухого пятна при отрыве пузыря приводит к падению температуры в области активного центра парообразования 5. После того как в короткий промежуток времени пузырь отрывается от нагревателя, температура поверхности в этой области начинает монотонно возрастать 6. После достижения пороговой температуры активации центра, на поверхности нагревателя вновь появляется паровой пузырь и процесс повторяется. С использованием полученных временных характеристик процесса, таких как время роста и отрыва парового пузыря и время ожидания повторного появления пузыря на поверхности нагревателя после отрыва, в работе была исследована частота парообразования при кипении жидкости в условиях большого объёма.

В работе также была проведена термографическая макросъёмка, что позволило изучить динамику температурного поля нагревателя под отдельным центром парообразования при кипении этилового спирта и воды с высоким пространственным разрешением (1 пикс ≈ 0.013 мм). На рис. 2 представлены эволюция температурного поля тепловыделяющей поверхности под отдельным паровым пузырём и соответствующие кадры термографической съёмки.





Как было отмечено ранее, момент появления парового пузыря соответствует снижению температуры теплоотдающей поверхности. После в центре парового пузыря появляется сухое пятно, по периферии которого образуется область с более низкой температурой поверхности. Эта область соответствует зоне микрослоевого испарения жидкости вблизи контактной линии. Полученные данные позволяют детально исследовать динамические характеристики контактной линии и интенсивность теплообмена в окрестности линии трёх фаз у основания парового пузыря.



Рис. 2. Эволюция температуры под отдельным паровым пузырём при кипении этилового спирта ($q = 12 \text{ Br/cm}^2$) и соответствующие кадры термографической макросъёмки

Некоторые авторы объясняют высокую интенсивность переноса тепла при пузырьковом кипении высокими локальными плотностями теплового потока в окрестности контактной линии при образовании парового пузыря [1, 5]. В то же время в ряде работ, например в [3], было экспериментально показано, что вклад теплового потока, связанного с испарением микрослоя, в общий теплообмен не превышает 20%. Стоит отметить, что в данных работах исследование локального теплового потока в окрестности контактной линии было поведено только в области малых тепловых потоков.

Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, будут использованы для анализа интегрального переноса тепла за счёт испарения микрослоя жидкости в широком диапазоне изменения тепловой нагрузки, вплоть до развития кризисных явлений. Использование различных жидкостей позволит изучить влияние физических свойств, например, влияние смачивания на динамические характеристики роста и отрыва паровых пузырей, а также на локальные тепловые характеристики при кипении. Результаты этих

исследований будут использованы для выявления основных механизмов теплообмена при кипении. Также полученные данные могут быть использованы для верификации имеющихся в литературе полуэмпирических зависимостей, разработанных для описания локальных и интегральных характеристик теплообмена при кипении жидкости в условиях большого объёма.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-08-00635 а).

Литература

1. Ягов В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. М.: Издательский дом МЭИ, 1994. – 542 с.

2. Golobic I., Petkovsek J., Kenning D. B. R. Bubble growth and horizontal coalescencein saturated pool boiling on a titanium foil, investigated by high-speed IR thermography // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. Vol. 55, No. 4. Pp. 1385–1402.

3. Jung S., Kim H. An experimental method to simultaneously measure the dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. Vol. 73. Pp. 365–375.

4. Суртаев А. С., Сердюков В. С., Моисеев М. И. Применение высокоскоростной инфракрасной термографии для исследования кипения жидкости // Приборы и техника эксперимента. 2016. (В печати).

5. Лабунцов Д. А. Физические основы энергетики. М.: Издательский дом МЭИ, 2000. - 387 с.

УДК 66.011:661.152

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ И РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ГРАНУЛИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЕЙ КАПЕЛЬ РАСПЛАВА ПРИ КОНТАКТЕ С ХЛАДАГЕНТОМ

Ю. А. Таран, М. К. Захаров, А. Л. Таран, Р. Н. Иванов

Московский технологический университет, г. Москва, Россия

Гранулирование кристаллизацией капель расплава при контакте с потоком хладагента (приллирование) безальтернативно в производствах большой единичной мощности (более 40 т/ч), таких как минеральные азотсодержащие удобрения, сера, компоненты промышленных взрывчатых веществ, нитрат калия, щелочи, шлаки и так далее [1–5].

В связи с реконструкцией эксплуатируемых агрегатов [1, 3, 5] необходимо уточненное математическое описание процесса для проведения вычислительных экспериментов (так как физический процесс затруднён) при предпроектной проработке предлагаемых инженерных решений. Ранее [2, 4, 7] в МИТХТ создано математическое описание, учитывающее переменный по поверхности гранулы коэффициент теплоотдачи $\alpha_{c,}$, но допускающее лишь радиальное движение фазовых фронтов в секторах, на которые «разбивалось» по углу θ_i сечение обдуваемой кристаллизующейся и претерпевающей полиморфные превращения гранулы. Для оценки погрешности игнорирования продольного (по углу θ_i) переноса теплоты в фазах гранулы было переформулировано условие сопряжения тепловых потоков на

межфазных границах и выстроен алгоритм его реализации. Проведено сравнение результатов расчетов по предлагаемому описанию с физическим экспериментом методом скоростного термического анализа СТА [1, 2, 4] и вычислительными экспериментами при α_c = var и только радиальным переносом теплоты, а также случаи α_c = const.

Условия на границах фазового и полиморфных превращений: в случае переменного по поверхности гранулы коэффициента теплоотдачи:

$$t_{j}\left(r_{\xi j,i}\theta_{j,i},\tau\right) = t_{j+1}\left(r_{\xi j,i}\theta_{j,i},\tau\right) < t_{\varphi j}, \qquad (1)$$

граница раздела фаз смещается по нормали к границе со скоростью

$$v_{\Lambda j} = \frac{d\xi_{j,i}(\theta,\tau)}{d\tau} \overline{n}_{ji}$$
(2)

– проекция вектора скорости движения межфазной границы в пространстве θ, r , умноженная на единичный вектор нормали $\overline{n}_{j,i}$ к поверхности раздела j, j + 1 фаз, (т. е. к локально-изотермической поверхности). Зная вектор grad $t(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta_{j,i}, \tau), \theta_{j,i}, \tau)$ в этой области фазовой границы:

$$\operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right) = \frac{\partial t\left(r_{\xi j,i}, \theta_{j,i}, \tau\right)}{\partial r_{i}} \overline{1}_{r} + \frac{1}{r_{i}} \frac{\partial t\left(r_{\xi j,i}, \theta_{j,\tau}\right)}{\partial \theta_{i}} \overline{1}_{\theta}, \tag{3}$$

где \overline{l}_{r} , \overline{l}_{θ} – единичные векторы в пространстве координат (r_{i}, θ_{i}) (этот вектор ортогонален к локально изотермической поверхности), из него можно получить единичный вектор нормали \overline{n}_{ji} к поверхности раздела между j и j + 1 фазами. Для этого делим вектор grad $t(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau)$ на модуль вектора $\left| \text{grad}t(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau) \right|$, т. е. его скалярную составляющую (длину):

$$\overline{n}_{j,i} = \frac{\frac{\partial t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i,\tau}\right)}{\partial r_{i}} \overline{1}_{r} + \frac{1}{r_{i}} \frac{\partial t\left(r_{i,j} = \xi_{i,j}, \theta_{j,i}, \tau\right)}{\partial \theta_{i}} \overline{1}_{\theta}}{\left[\left(\frac{\partial t\left(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i}, \tau\right)}{\partial r_{i}} \right)^{2} + \left(\frac{1}{r_{i}} \frac{\partial t\left(r_{i,j} = \xi_{i,j}(\theta, \tau), \theta_{j,i}, \tau\right)}{\partial \theta_{i}} \right)^{2} \right]^{1/2}} = \frac{\operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right)}{\left| \operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right) \right|}.$$

$$(4)$$

Косинус угла между единичным вектором нормали \overline{n}_j к поверхности раздела между j и j + 1 фазами и вектором скорости перемещения межфазной границы:

$$\frac{d\overline{\xi}_{j,i}(\theta,\tau)}{d\tau} = \frac{\partial\xi_{j,i}(\theta,\tau)}{\partial\tau}\overline{l}_{\xi} + \frac{\partial\xi_{j,i}(\theta,\tau)}{\partial\theta_{j,i}}\frac{\partial\theta_{j,i}}{\partial\tau}\overline{l}_{\theta}, \qquad (5)$$

$$\cos\left(\overline{n}_{j,i}\frac{\overline{d\xi_{j,i}(\theta,\tau)}}{d\tau}\right) = \frac{1}{\left[\left(\frac{\partial t\left(r_{j,i}=\xi_{j,i}(\theta,\tau),\theta_{j,i}\tau\right)}{\partial r_{i}}\right)^{2} + \left(\frac{1}{r_{i}}\frac{\partial t\left(r_{j,i}=\xi_{j,i}(\theta,\tau),\theta_{j,i},\tau\right)}{\partial \theta_{i}}\right)^{2}\right]^{1/2}} \times \frac{1}{\left(\left(\frac{\partial \xi_{j,i}(\theta,\tau)}{\partial \tau}\right)^{2} + \left(\frac{\partial \xi(\theta_{i},\tau)}{\partial \theta_{i}}\frac{\partial \theta_{i}}{\partial \tau}\right)^{2}\right)^{1/2}}\frac{\partial \xi_{j,i}(\theta,\tau)}{\partial \tau}\frac{\partial t\left(r_{j,i}=\xi_{j,i}(\theta,\tau),\theta_{j,i},\tau\right)}{\partial r_{i}}\overline{1}_{r} + \frac{\partial \xi_{j,i}(\theta,\tau)}{\partial \theta_{j,i}}\frac{\partial \theta_{j,i}}{\partial \tau}\frac{1}{r_{i}}\frac{\partial t\left(r_{j,i}=\xi_{j,i}(\theta,\tau),\theta_{j,i},\tau\right)}{\partial \theta_{i}}.$$
(6)

Проекция *v*_{л*j*} линейной скорости движения фронта на единичный вектор нормали к поверхности раздела фаз равна

$$v_{\Lambda j} = \frac{d\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{d\tau} \overline{n}_{j,i} = \left[\left(\frac{\partial\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{\partial\tau} \right)^{2} + \left(\frac{\partial\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{\partial\theta_{j,i}} \frac{\partial\theta_{j,i}}{\partial\tau} \right)^{2} \right]^{1/2} \cos\left(\overline{n} \frac{d\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{d\tau}\right) = \\ = \frac{1}{\left[\left(\frac{\partial t\left(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i}\tau\right)}{\partial r_{i}} \right)^{2} + \left(\frac{1}{r_{i}} \frac{\partial t\left(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i}, \tau\right)}{\partial\theta_{i}} \right)^{2} \right]^{1/2}} \times \\ \times \frac{\partial\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{\partial\tau} \frac{\partial t\left(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i}\tau\right)}{\partial r_{i}} \overline{1}_{r} + \frac{\partial\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{\partial\theta_{j,i}} \frac{\partial\theta_{j,i}}{\partial\tau} \frac{1}{r_{i}} \frac{\partial t\left(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i}, \tau\right)}{\partial\theta_{i}} \overline{1}_{\theta} = \\ = \frac{1}{\left| \operatorname{grad} t\left(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i}, \tau\right) \right|} \frac{\overline{d\xi_{j,i}}(\theta, \tau)}{d\tau} \operatorname{grad} t\left(r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{j,i}, \tau\right).$$
(7)

Сам же вектор перемещения границы раздела фаз по нормали и поверхности фазовой границы равен произведению проекции $v_{\Lambda j}$ линейной скорости движения фронта (скалярная величина на единичный вектор нормали к фазовой границе $\overline{n}_{j,i}$:

$$\overline{\nu}_{\Lambda j} = \frac{d\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{d\tau} \overline{n}_{j,i} \overline{n}_{j,i} = \frac{1}{\left| \operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right) \right|} \frac{\overline{d\xi_{j,i}}(\theta, \tau)}{d\tau} \operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right) \times \\ \times \frac{\overline{\operatorname{grad} t}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right)}{\left| \operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right) \right|} = \frac{\overline{\operatorname{grad} t}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right)}{\left| \operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right) \right|^2} \frac{\overline{d\xi_{j,i}}(\theta, \tau)}{d\tau} \operatorname{grad} t\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right).$$

$$(8)$$

Таким образом, вектор скорости движения границы раздела фаз по нормали к межфазной поверхности описывается уравнением (8). Баланс теплоты на подвижных фазовых границах кристаллизации и полиморфных превращений имеет вид

$$\overline{q}_{j+1,i} = \overline{q}_{j,i} + r_{\phi,j+1} \rho_{j+1} \overline{\nu}_{\Lambda j}, \qquad (9)$$

где $r_{\phi,j+1}$ – теплота j + 1 фазового превращения; $q_{j+1,i}$, $q_{j,i}$ – удельные потоки теплоты у межфазной j, i границы в соответствующие фазы, ρ_{j+1} плотность j + 1 фазы.

Если перенос теплоты кондуктивный, то

$$\overline{q}_{j+1,i} = \lambda_{j+1}(t) \operatorname{grad} t_{j+1} \left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right),$$
(10)

$$q_{j,i} = \lambda_j(t) \operatorname{grad} t_j \left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \right).$$
(11)

Запишем условие Стефана на межфазных границах:

$$\lambda_{j+1}(t)\operatorname{grad} t_{j+1}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right) - \lambda_{j}(t)\operatorname{grad} t_{j}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right) =$$

$$= r_{\phi,j+1}\rho_{j+1}\frac{\overline{d\xi_{j,i}}(\theta, \tau)}{d\tau}\operatorname{grad} t_{j+1}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right)\frac{\operatorname{grad} t_{j}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right)}{\left|\operatorname{grad} t_{j}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right)\right|^{2}} = v_{\Lambda j}r_{\phi,j+1}\rho_{j+1}, \quad (12)$$

$$v_{\Lambda j} = \begin{cases} 0, & r_{\xi j,i}(\theta, \tau) \xi_{j,i}(\theta, \tau) = R_i + 0, \quad \tau < \tau_{_{\rm HH,I}}; \\ f_{\Lambda}(\Delta t_3) = f_{\Lambda} \Big[t_{\phi j} - t \Big(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau \Big) \Big], \quad r_{j,i} = \xi_{j,i}(\theta, \tau) < R_i, \quad \tau \ge \tau_{_{\rm HH,I}}; \end{cases}$$
(13)

в случае постоянного по поверхности гранулы коэффициента теплоотдачи условие (1) перепишется как

$$t_{j}\left(r_{\xi j,i},\tau\right) = t_{j+1}\left(r_{\xi j,i},\tau\right) < t_{\Phi j}.$$
(14)

Граница раздела фаз смещается со скоростью

$$v_{\Lambda j} = \frac{dr_{\xi j,i}}{d\tau},\tag{15}$$

так как согласно (2)

$$\overline{n}_{j,i} = \overline{l}_r, \quad \frac{d\overline{\xi}_{j,i}}{d\tau} = \frac{\partial r_{j,i}}{\partial \tau}, \quad \cos\left(\overline{n} \frac{d\xi_{j,i}(\theta, \tau)}{d\tau}\right) = 1.$$
(16)

Тогда, если $\overline{n}_{j,i} = \overline{l}_r$ и $\cos\left(\overline{n} \frac{d\xi(\theta, \tau)}{d\tau}\right) = 1$, то $\xi_{j,i} = r_{\xi_{j,i}}$, из (3)

$$\operatorname{grad} t_{j}\left(r_{ji} = \xi_{j,i}(\theta, \tau), \theta_{ji}, \tau\right) = \frac{\partial t\left(r_{\xi_{j,i}}, \tau\right)}{\partial r_{i}} \overline{l_{r}}.$$
(17)

С учетом (15)-(17) условие Стефана на межфазных границах заменяется (вместо (12), (13)) на

$$\lambda_{j+1}(t)\frac{\partial t_{j+1}(r_{\xi_{j,i}},\tau)}{\partial \tau_i} - \lambda_j(t)\frac{\partial t_j(r_{j,i},\tau)}{\partial \tau_i} = \overline{v}_{\lambda_j}r_{\phi,j+1}\rho_{j+1} = r_{\phi,j+1}\rho_{j+1}\frac{dr_{\xi_{j,i}}}{d\tau},$$
(18)

$$v_{\Lambda j} = \begin{cases} 0, & r_{\xi j,i} = R_i + 0, & \tau < \tau_{_{\rm HHZ}}; \\ f_{\Lambda}(\Delta t_3) = f_{\Lambda} \Big[t_{\phi j} - t \Big(r_{\xi j,i}, \tau \Big) \Big], & r_{\xi j,i} < R_i, & \tau \ge \tau_{_{\rm HHZ}}. \end{cases}$$
(19)

Уравнение переноса теплоты в фазах аппроксимировали устойчивой явно-неявной шеститочечной схемой Кранка – Николсона[4]. Нелинейность, связанная с определением положений межфазных границ, допускает лишь итерационное решение задачи, одновременно с которым реализовали учёт на каждой итерации нелинейности решаемого разностного аналога по коэффициентам модели.

В изложенном в [2, 4] одномерном алгоритме итерационно рассчитывали радиальный перенос теплоты и движение межфазных границ по всей грануле, а в данном случае это делали локально по секторам, на которые была «разбита» капля с шагом $\Delta \theta_{ii}$. Чтобы избежать «поперечной» прогонки или «расщепления» разностного оператора [4] в движущемся по углу θ_{ii} «сканирующем» сектор за сектором одномерном разностном операторе, на S + 1 итерации n + 1 временного слоя брали значения сеточных функций в узлах соседних секторов, полученные на S итерации в узлах на ходу «сканирующего» движения, а на пройденных участках – с *S* + 1 итерации. Сходимость итерационной процедуры ускоряли известными [4] методами. Оценку погрешностей от величины шагов пространственно-временной сетки делали методом Рунге. Погрешности изменялись в 2, 4 и 8 раз. Полученное поле сеточных функций температуры, положений межфазных границ, границы усадочной полости и распределённой усадки на *n* + 1 временном слое считали конечным в ранее [2, 4, 7] предложенных нами алгоритмах и решениях. Предложенное математическое описание и его разностный аналог позволяют учесть игнорируемый ранее продольный перенос теплоты в грануле (по координате $\theta_{i,i}$). В этом случае описанное выше решение является нулевым приближением, с использованием поля сеточных функций которого рассчитывали необходимые градиенты температуры и производные у межфазных границ, косинус угла между вектором и сам вектор скоростей движения межфазных границ и единичным вектором нормали к ним. В диалоговом режиме строили положение межфазной границы и проверяли материальный баланс у межфазной границы. Решение получается итерационно на S + 1 итерации на каждом (n + 1) временном слое. Выход из итерационной процедуры строился по заданной погрешности.

Литература

1. Казакова Е. А. Гранулирование и охлаждение азотсодержащих удобрений. М.: Химия, 1980. – 289 с.

2. Таран Ю. А. Разработка и анализ процессов гранулирования расплавов с использованием экологически безопасных энергосберегающих схем: Дис. ... канд. техн. наук. М., 2011. - 254 с.

3. Производство аммиачной селитры в агрегатах большой единичной мощности / Под ред. В. М. Олевского. М.: Химия, 1990. – 285 с.

4. Таран А. Л. Теория и практика процессов гранулирования расплавов и порошков: Дис. ... докт. техн. наук. М., 2001. – 524 с.

5. Чернышов А. К., Левин Б. В., Туголуков А. В. и др. Аммиачная селитра: свойства, производство, применение. М.: Инфохим, 2009. – 544 с.

6. Таран Ю. А., Таран А. В. // Хим. промышленность сегодня. 2015. Вып. 1. С. 5-18.

7. Таран А. Л., Таран А. В. // ИФЖ. 1986. Т. 51, № 1. С. 60–68.

УДК 536.242

ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ ПОТОКОВ ВОЗДУХА В ЯЧЕЙКАХ КОСВЕННО-ИСПАРИТЕЛЬНОГО ТИПА

В. И. Терехов¹, М. В. Горбачев², Х. К. Кхафаджи²

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

Испарительное охлаждение является одним из наиболее простых и эффективных методов снижения температуры газовых потоков. Его роль в теплоэнергетике чрезвычайно важна, а имеющиеся приложения охватывают большой спектр новых энергетических технологий. Прежде всего, это системы кондиционирования воздуха, системы охлаждения электронного оборудования, компактные теплообменные аппараты транспортных машин, где в качестве теплоносителя используется влажный воздух, и многое другое.

Данная работа посвящена численному исследованию течения и тепломассообмена в ячейках косвенно-испарительного типа. Такие ячейки представляют собой семейство плоскопараллельных каналов, в одном из которых протекает тонкая пленка воды. Предполагается, что режим течения потоков воздуха в каналах – ламинарный. Решается полная система дифференциальных уравнений Навье – Стокса, уравнений энергии и диффузии пара при стационарном режиме и в двухмерном приближении. Программная реализация выполнена на языке программирования FORTRAN, и основывается на решении указанных дифференциальных уравнений методом конечных объемов. Результатом моделирования косвенноиспарительных ячеек являлись основные параметры сухого и влажного потоков воздуха: поля скоростей, температур и концентраций [1].

На рис. 1 показаны схемы косвенно-испарительных тепломассобменных ячеек. Высота каналов равна d = 6 мм, длина l = 50d. Принимается, что стенки «влажного» канала (по всей длине) покрыты пленкой воды; с наружной стороны ячейки теплоизолированы; толщина жидкой пленки мала и на гидродинамику потока во «влажном» канале и термическое сопротивление она влияния не оказывает.



Рис. 1. Расчетные схемы ячеек с косвенно-испарительным охлаждением: *а* – двухканальная; *б* – трехканальная

Поток воздуха, протекая в сухом канале, охлаждается за счет контакта с обратной стороной «влажного» канала. Во «влажном» канале температура воздуха, контактирующего с влажной стенкой, снижается, на что затрачивается скрытая теплота парообразования воды. Температура стенки «влажного» рабочего канала при этом также снижается. Теоретическим пределом охлаждения в рассматриваемых схемах косвенно-испарительных ячеек является

достижение температуры «точки росы». При этом влагосодержание в «сухом» канале остается неизменным [2–4].

На рис. 2, *a*, *б* показаны графические зависимости изменения значений среднемассовой температуры и концентрации в каналах испарительных ячеек двухканального и трехканального исполнения. Откуда следует, что для трехканальной схемы течения теплоносителей (M-cycle [3, 5–7]), среднемассовая температура воздуха в «сухом» канале принимает значения ниже температуры «мокрого» термометра (*t*_{M.T.}) и стремится к температуре «точки росы».



Рис. 2. Изменение среднемассовых значений температур и концентраций в косвенно-испарительных ячейках (Re = 100, t_0 = 30°C, ϕ_0 = 0): *a*, *e* – двухканальной и *б*, *c* – трехканальной схем течения теплоносителей

Количественное и качественное сравнение рассматриваемых схем течения теплоносителей в ячейках косвенно-испарительного типа удобнее проводить с помощью *i-d* диаграммы (рис. 2, e, e). Откуда видно, что среднемассовая температура во «влажном» канале трехканальной схемы течения имеет более низкие значения, чем для двухканальной. При этом влагосодержание во «влажном» канале для двухканальной схемы выше. Отсюда можно заключить, что данную схему течения теплоносителей более целесообразнее применять для нужд увлажнения. Но при этом следует учитывать, что расход потока сухого воздуха в *m* раз меньше чем у трехканальной схемы.

Так как ячейки косвенно-испарительного типа состоят из каналов, в одном из которых происходит охлаждение («сухой» или рабочий каналы), а в другом насыщение («влажный»), то данные тепломассообменные аппараты можно применять как для охлаждения потока воздуха, так и для его увлажнения. Таким образом, эффективность работы ячеек можно оценить с помощью коэффициентов тепловой и влажностной эффективности соответственно:

$$\varepsilon_{\rm M.T.} = \frac{t_{0,\rm cyx} - t_m}{t_{0,\rm cyx} - t_{\rm M.T.}}, \quad \Psi = \frac{K_m - K_{0,\rm BJ}}{K_T - K_{0,\rm BJ}},$$

где $t_{M.T.}$ – температура по «мокрому» термометру в «сухом» канале; K_T – массовая концентрация водяных паров насыщенного воздуха, соответствующая температуре $t_{0,BR}$.

Графические зависимости тепловой и влажностной эффективностей для рассматриваемых схем косвенно-испарительных ячеек показаны на рис. 3. Откуда следует, что значения тепловой эффективности превышают единицу. Это указывает на то, что тепловую эффективность испарительных ячеек следует рассчитывать не по температуре «мокрого» термометра, а по температуре «точки росы» [5–7].



Рис. 3. Сравнение тепловой и влажностной эффективностей испарительных ячеек (Re = 100, t_0 = 30 °C, ϕ_0 = 0)

В результате можно сделать выводы:

1) несмотря на преимущества рассмотренных способов охлаждения, они имеют ряд недостатков, обусловленных, прежде всего, снижением эффективности их работы при использовании воздуха с повышенной влажностью;

2) тепломассообменные аппараты косвенно-испарительного типа имеет высокую экономичность, низкую удельную стоимость, небольшие эксплуатационные затраты, конструктивную простоту;

3) получаемый эффект охлаждения в ячейках косвенно-испарительного типа может быть достаточно высоким и сравнимым с традиционными схемами кондиционирования воздуха, в том числе с парокомпрессионными холодильными машинам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-08-00372).

Обозначения

 t_m – среднемассовая температура, °C; K_m – среднемассовая концентрация, кг/кг; d – влагосодержание, кг/кг с.в.; G – массовый расход, кг/с; ε – тепловая эффективность; ψ – влажностная эффективность. Индексы: сух – сухой; вл – влажный; раб – рабочий; М.Т. – мокрый термометр.

Литература

1. Khafaji H. Q., Ekaid A. L., Terekhov V. I. A Numerical Study of Direct Evaporative Air Cooler Forced Laminar Convection between Parallel-Plates Channel with Wetted Walls // J. of Eng. Therm. 2015. Vol. 24, No. 2. Pp. 113–122.

2. Anisimov S., Pandelidis D. Numerical study of the Maisotsenko cycle heat and mass exchanger // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 75. Pp. 75–96.

3. Duan Z. etc. Indirect Evaporative Cooling: Past, Present and Future Potentials // Renew. Sust. Energy. 2012. Vol. 16. Pp. 6823–6850.

4. Shah R. K., London A. L. Laminar flow forced convection in ducts. New York, USA, Academic Press, 1978.

5. Hasan A. Indirect evaporative cooling of air to a sub-wet bulb temperature // Applied Thermal Engineering. 2010. Vol. 30(16). Pp. 2460–2468.

6. Anisimov S., Pandelidis D., Danielewicz J. Numerical study and optimization of the combined indirect evaporative air cooler for air-conditioning systems // Energy. 2015. Vol. 80. Pp. 452–464.

7. Maisotsenko V., Gillan L., Kozlov A. The Maisotsenko cycle for power generation, waster energy recovery and water reclamation // Proc. of Clean Energy Supercluster Forum, Fort Collins, CO, IDALEX Inc. USA. 2010.

УДК 536.423.1

РЕЖИМЫ ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ, ЛЕЖАЩЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Д. В. Феоктистов, Г. В. Кузнецов, Е. Г. Орлова

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Исследованы [1–4] режимы растекания в начальный период соприкосновения капли с поверхностью, основные закономерности которых получены при изучении растекания жидких металлов по твердым подложкам. Установлено [2–4], что растекание капли начинается с "кинетического" [2–4] режима. Длительность его в среднем составляет не более 10^{-3} с. Инерционный режим [2–4] сменяет кинетический, когда перемещение контактной линии определяется в основном силами инерции, действующими на каплю. Сила вязкостного (внутреннего) трения преобладает в третьем режиме – вязкостном [1].

На основе результатов экспериментальных и численных исследований [5–17] процесса испарения капель по характеристикам смачивания (контактный угол θ , контактный диаметр d, скорость испарения dm/dt) условно выделены следующие, после вязкостного растекания, режимы испарения.

Их количество, изменение формы капли, скорость движения линии трехфазного контакта в выделенных [5–17] режимах испарения различно. Не установлены причины последнего, так как на параметры, характеризующие испарение (растекание), влияет большое число факторов (степень шероховатости, форма микроструктуры, температура и материал поверхности, состав жидкости, давление и температура окружающей среды). В частности, практически отсутствуют экспериментальные результаты по растеканию капли в условиях интенсивного испарения на поверхности цветных металлов.

Целью экспериментальных исследований является выделение режимов испарения (растекания), следующих после вязкостного, в процессе испарения капли дистиллированной воды на поверхности медной подложки.

Экспериментальные исследования проведены с использованием теневой и Шлирен оптических систем на установке, принципиальная схема которой представлена на рис. 1 [18–19]. В экспериментах использовались три медных подложки с различной шероховатостью

поверхности. Две были предварительно обработаны бомбардировкой частицами Al₂O₃ размерами 10 и 100 мкм. Поверхность третьей не обрабатывалась.

Области варьирования основных факторов эксперимента представлены в табл. 1.



Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1, 16 – источник света; 2, 17 – матовое стекло; 3, 8, 12 – непрозрачный щит с отверстием; 4, 14 – коллимирующая линза; 5 – подложка; 6 – элемент Пельтье; 7, 13 – конденсирующая линза; 9, 11 – высокоскоростная видеокамера; 10 – источник питания; 15 – делитель пучка; 18 – шлирен-фильтр

Таблица 1

Основные варьируемые факторы

Объем капли V, мл	0.02	0.04	0.06	
Температура по поверхности подложки, °С	55	62	70	
Образец	Образец 1 (отожжённая медная поверхность)	Образец 2 (медная поверхность обработана частицами Al ₂ O ₃ размерами 10)	Образец 3 (медная поверхность обработана частицами Al ₂ O ₃ размерами 100)	
Среднее арифметическое отклонение профиля подложек Ra, мкм	0.59	5.19	6.21	

Основные характеристики процесса испарения капли (контактный угол и диаметр) получены после обработки видеокадров (использовалось программное обеспечение Drop Shape Analysis) методом Юнга – Лапласа. Начальные значения (контактного угла и диаметра) соответствуют моменту начала контакта капли заданного объема с подложкой. В каждом опыте капля принимала форму, близкую к шаровому сегменту, соответствующему приведенным в табл. 2 числам Бонда:

Bo =
$$\frac{gr^2\rho}{\sigma}$$
,

где g – ускорение свободного падения, м²/с; ρ , σ – плотность и коэффициент поверхностного натяжения жидкости, кг/м³ и H/м; r – контактный радиус, м.

Систематическая погрешность дозатора Ленпипет Степпер Thermo Scientific не превышала 7%, термопар 1%. Случайная ошибка вычислялась по результатам проведенных повторно экспериментов. Для этого выполнялось от четырех до шести опытов при фиксированных значениях исследуемых факторов. После этого определялись средние значения *d*, θ и их среднеквадратические отклонения. Коэффициенты вариации при этом изменялись от 7% до 16%. Случайные ошибки измерений были обусловлены в основном небольшими допусками в работе дозатора капель при размещении последних на поверхности подложек.

Таблица 2

Объем капли,		Температура, °С			
МКЛ	55	62	70		
Образец № 1					
20	0.737	0.980	1.071		
40	1.678	1.687	1.902		
60	2.086	2.177	2.405		
Образец № 2					
20	0.737	0.980	1.071		
40	1.678	1.687	1.902		
60	2.086	2.177	2.405		
Образец № 3					
20	0.737	0.980	1.071		
40	1.678	1.687	1.902		
60	2.086	2.177	2.405		

Числа Бонда, соответствующие моменту начала контакта капли с подложкой

По результатам анализа изменения контактного диаметра выделены режимы испарения (растекания) капли дистиллированной воды по медным поверхностям (следующие после вязкостного [1–4]):

1 – увеличение площади контакта;

2 – "пиннинг" [20] капли (площадь контакта постоянна);

3 – "депиннинг" [20] капли (уменьшение контактного диаметра).

Установлено, что капля заданного объема начинает растекаться на нагретой подложке в условно выделенном первом режиме. Происходит увеличение контактного диаметра не более чем на 10% от начального диаметра капли. Время растекания в данном режиме не более ~10% от длительности полного испарения. Вследствие малого объема капли жидкость быстро нагревается, происходит изменение свойств последней, в частности уменьшается поверхностное натяжение σ на границе твердое тело–жидкость [10]. Следует отметить, что зависимость $\sigma(T)$ справедлива для однокомпонентных жидкостей [12]. Для растворов возможно повышение поверхностного натяжения (изменение концентрации растворенного вещества) в процессе испарения капли. В данном случае растекание может отсутствовать. Есть основания для предположения, что этот установленный в экспериментах режим испарения соответствует условно выделенному ранее вязкостному [1-3].

Второй режим характеризуется "пиннингом" [20]. Его длительность составляет ~60% от времени испарения. Известно [17], что испарение по периметру капли (на краях) значительно выше, чем в центре. Последнее приводит к большим потерям жидкости на границе раздела фаз. Контактная линия в данном режиме не движется. Чтобы "удержать" ее неподвижной необходимо восполнять "краевые" потери. Физически это возможно только если жидкость перетекает внутри капли от центра к границе.

В соответствии с результатами численных исследований [21] гидродинамические потоки внутри капли при постоянстве контактной линии можно считать направленными радиально от центра к ее периферии. Результаты протекания подобных физических процессов известны под названием «кофейных колец» [21, 22] (установлены при исследованиях испарения капель коллоидных взвесей).

В третьем режиме (~30% от суммарной продолжительности испарения капли), как и в предыдущих двух, контактный угол уменьшается. Контактная линия начинает "отступать" к центру [20], происходит "депиннинг" [20] капли. Можно предположить, что сила поверх-

ностного натяжения, направленная к центру капли, уменьшается в третьем режиме по сравнению со вторым за счет прогрева воды. Площадь контакта капли с поверхностью при этом уменьшается до минимума.

Выделенные режимы характерны для медных подложек со степенью шероховатости 5.19 мкм и 6.21 мкм. На подложке, изготовленной из отожженной меди, не зарегистрирован режим растекания в момент помещения капли. Её испарение происходит в режиме "пиннинга", и при достижении некоторого значения контактного угла начинается режим "депиннинга".

На основании анализа и обобщения результатов проведенных экспериментальных исследований выделены основные режимы (линейное уменьшение контактного угла при постоянном диаметре смачивания, уменьшение контактного угла при одновременном сжатии капли) растекания (испарения) капель дистиллированной воды на медных подложках с контролируемой шероховатостью в условиях нагрева подложки. Установлено, что режим "пининнга" капли наступает после ее незначительного растекания в начальный период времени.

Литература

1. Сумм Б. Д., Горюнов Ю.В. Физико-химические основы смачивания и растекания. М.: Химия, 1976.

2. Сорокин Ю. В., Хлынов В. В. // Журн. физ. химии. 1967. Т. 41, № 7. С. 1764–1769.

3. Боксер Э. Л., Никитин Ю. П., Хлынов В. В. // Изв. вузов. Черн. металлург. 1973. № 4. С. 13.

4. Попель С. И. Захарова Т. В., Павлов В. И. Растекание свинцово-оловянистых расплавов и цинка по поверхности железа // Адгезия расплавов. Киев: Наукова думка, 1974. С. 53–58.

5. Бараш Л. Ю., Щур Л. Н., Винокур В. М., Бигиони Т. П. // Тр. семинара по вычислительным технологиям в естественных науках. Вып. 1. Вычислительная физика. М.: Изд-во КДУ, 2009. С. 217–224.

6. Picknett R. G. Bexon // J. of Colloid and Interface Science. 1977. Vol. 61, No. 2. Pp. 336–350.

7. Anantharaju N., Panchagnula M., Neti S. // J. of Colloid and Interface Science. 2009. Pp. 176–182.

8. Mangel R. F., Baer E. // Chemical Engineering Science. 1962. Vol. 17, No. 9. Pp. 705–706.

9. Shanahan M. E. R., Bourges // Int. J. of Adhesion and Adhesives. 1994. Vol. 14, No. 3. P. 201.

10. Wayner P. C. // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1973. Vol. 16. P. 1777.

11. Erbil H. Y., McHale G., Newton M. I. // Langmuir. 2002. Vol. 18. Pp. 2636–2641.

12. McHale G., Rowan S. M., Newton M. I., Banerjee M. K. // J. of Physical Chemistry B. 1998. Vol. 102, No. 11. P. 1964.

13. Birdi K. S., Vu D. T. // J. of Physical Chemistry. 1989. Vol. 93, No. 9. Pp. 3702–3703.

14. Rowan S. M., Newton M. I., McHale G. // J. of Physical Chemistry. 1995. Vol. 99. Pp. 13268–13271.

15. Yu H-Z., Soolaman D. M., Rowe A. W., Banks J. T. // Chemphyschem. 2004. Vol. 5. P. 1035.

16. Panwar A. K, Barthwal S. K, Ray S. // J. of Adhesion Science and Technology. 2003. Vol. 17. P. 1321.

17. Gatapova E. Ya., Semenov A. A., Zaitsev D. V., Kabov O. A. // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2014. Vol. 441. Pp. 776–785.

18. Orlova E. G., Kuznetsov G. V., Feoktistov D. V. // EPJ Web of Conferences. 2014. Vol. 76. P. 012039.

19. Feoktistov D. V., Batischeva K. A., Orlova E. G. // MATEC Web of Conferences. 2014. Vol. 19. Pp. 1–4.

20. Yoo H., Kim C. // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2015. Vol. 468. Pp. 234–245.

21. Deegan R. D. // Physical Review E. 2000. Vol. 61. P. 475.

22. Deegan R. D. // Physical Review E. 2000. Vol. 62. P. 765.

УДК 532.529

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ В ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СРЕДАХ

А. А. Чернов, В. Е. Накоряков, И. В. Мезенцев, Д. С. Елистратов, А. В. Мелешкин, А. А. Пильник

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

Одной из основных проблем нефтегазовой отрасли на протяжении всей ее истории является образование и отложение твердой фазы, как в пласте, так и в системах подземного и наземного оборудования нефтяных и газовых месторождений. Среди данных отложений особый интерес представляют газовые гидраты – твердые кристаллические соединения, образующиеся при определенных термобарических условиях и имеющие в своей основе газ (чаще метан или углекислый газ) в особом, связанном на молекулярном уровне с водой состоянии [1, 2]. В настоящее время исследования по газогидратной тематике ведутся как в России и СНГ, так и во многих странах дальнего зарубежья (США, Канада, Япония, Индия и др.). Основная часть публикаций в России связана с работами, проводимыми во ВНИИ природных газов (ВНИИГАЗ) и в некоторых организациях РАН. Все эти исследования можно условно разделить на фундаментальные и прикладные. Рассматриваются как общие положения, так и отдельные, наиболее важные направления, к которым, в первую очередь, относятся исследования структуры газовых гидратов, их физико-химические, теплофизические, механические и др. свойства. Большой класс работ посвящен математическому моделированию процессов образования газогидратов и их разложения.

Как правило, процессы техногенного гидратообразования носят негативный характер, связанный, например, с затратами на устранение отложений газогидратов в системах добычи и транспортировки углеводородного сырья (на предупреждение и ликвидацию гидратных пробок уходит до 20% стоимости добычи газа). Особенно это актуально для месторождений, расположенных в сложных природных условиях (глубоководные шельфы, полярные регионы), где проблема техногенных газогидратов обостряется. Поэтому, в зависимости от условий добычи и транспортировки газа, используют различные способы борьбы с данным явлением: технологические (безгидратные) режимы эксплуатации установок (достигаются путем осушки газов); традиционные термодинамические ингибиторы (растворы солей, спирты, гликоли, электролиты и др.), которые частично связывают воду и увеличивают давление гидратообразования при данной температуре И снижают температуру гидратообразования при данном давлении; более эффективные кинетические ингибиторы (в частности, водорастворимые полимеры), которые замедляют скорость образования гидратов, а также ускоряют их разложение; различные ПАВ, препятствующие агломерации гидратов при их скоплении.

Однако в последнее время говорят о перспективе использования газогидратов (и самого процесса гидратообразования) на практике. Так, например, одним из экономически обоснованных способов перевозки газа, при отсутствии трубопровода, является перевод газа в газогидратное состояние и его транспортировка в твердом виде при повышенном статическом давлении и пониженной температуре в равновесных условиях (хотя, в последнее время все большее внимание уделяется транспорту газогидратов в неравновесных условиях, при атмосферном давлении). Эффективность данной технологии обусловлена тем, что массовое содержание газа в газогидратном состоянии в единице объема при одинаковых условиях во много раз выше, чем в свободном состоянии. Как показывают оценки, выполненные японскими и норвежскими учеными, технология транспорта природного газа в гидратном состоянии является наиболее экономически выгодной для небольших нефтегазовых месторождений, причем дополнительный экономический эффект может быть достигнут при одновременной реализации потребителям и газа, и чистой воды, остающейся после разложения гидрата (при образовании газогидратов вода очищается от примесей). Еще одним вариантом применения газогидратных технологий является возможность организации хранилищ газа в газогидратном состоянии в равновесных условиях (под давлением) вблизи крупных потребителей газа. Процессы техногенного гидратообразования могут быть использованы и в других областях промышленности, отличных от нефтегазовой, например, для решения следующих задач: опреснения морской воды; разделения водных растворов; разделения газов; ликвидации туманов; аккумулирования тепла, создания эффективных холодильных циклов и др.

Очевидно, обеспечивающих ОДНИМ ИЗ главных факторов, экономическую целесообразность данных технологий, является скорость получения газогидратов. На данный момент времени существуют различные методы интенсификации процесса гидратообразования: мелкодисперсное распыление водяной струи в атмосфере газа, интенсивное перемешивание воды, насыщенной газом, вибрационное и ультразвуковое воздействие на жидкость и т. д. Основным недостатком этих методов является малая скорость гидратообразования и, как следствие, низкая производительность установок, построенных на их основе. Сравнительно недавно авторами [3] был предложен новый ударно-волновой способ получения газовых гидратов, основанный на интенсивном воздействии на газожидкостные среды ударных волн. Было показано, что основным механизмом, обеспечивающим высокую скорость гидратообразования является интенсификация процессов тепло- и массообмена, обусловленная дроблением газовых пузырьков в ударных волнах и их движением относительно жидкости. В настоящей работе выполнен ряд исследований, основанных на данном методе, основной целью которых было получение газогидрата наиболее быстрым способом и в больших объемах.

Экспериментально исследован процесс распространения одиночной ударной волны умеренной амплитуды по насыщенной пузырьками газа-гидратообразователя жидкости. Изучены эволюция ударной волны в воде с пузырьками углекислого газа при различных начальных статических давлениях и температурах среды, а также процессы растворения и гидратообразования. Показано, что увеличение начального статического давления в среде приводит к уменьшению относительной амплитуды волны, при которой начинается развитие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, ведущей к дроблению пузырьков.

Экспериментально и теоретически исследованы процессы растворения и гидратообразования углекислого газа за фронтом ударной волны в воде с пузырьками из смеси углекислого газа и азота при различных начальных статических давлениях, температурах и концентрациях ПАВа в воде. Показано, что присутствие в смеси негидратизирующегося и плохорастворимого при данных условиях азота оказывает существенное влияние на процессы растворения и гидратообразования углекислого газа. Предложена теоретическая модель совместного процесса растворения и гидратообразования за ударной волной, распространяющейся в жидкости с пузырьками газагидратообразователя, с учетом тепловых эффектов, сопровождающих данный процесс. Получено, что характерное время полного гидратообразования за ударной волной на несколько порядков меньше времен гидратообразования в известных методах получения газогидратов и составляет несколько миллисекунд. Показано, что с увеличением амплитуды ударной волны, скорости растворения и гидратообразования увеличиваются. Это связано с тем, что при увеличении амплитуды волны пузырьки дробятся на более мелкие части и приобретают большую скорость относительно жидкости, что существенно интенсифицирует процессы тепло- и массообмена.

Разработан новый метод получения газогидратов, основанный на взрывном вскипании газа-гидратообразователя в замкнутом объеме воды, суть которого заключается в следующем. Вода в сосуде охлаждается до температуры гидратообразования, после чего в него подается газ-гидратообразователь. Давление газа в баллоне (из которого осуществляется подача) существенно превышает давление в реакторе, а его температура равна комнатной. Поступая в сосуд, газ нагнетает в нем давление, охлаждается до температуры окружающей среды и сжижается. В результате, скапливается либо на дне сосуда, либо на поверхности воды (в зависимости от плотности). После чего осуществляется быстрая декомпрессия (путем стравливания газа) рабочего объема. Сжиженный газ, находящийся под слоем воды, взрывным образом вскипает и активно перемешивается с водой (в случае, если слой сжиженного газа находится на поверхности воды, требуется дополнительное перемешивание), в результате чего формируется развитая межфазная поверхность (при этом газовая фаза вовлекается в движение относительно жидкой). Среда при этом попадает в область гидратообразования, в результате чего на поверхности пузырьков начинает интенсивно расти гидратная пленка. Изза активного кипения, поверхность пузырьков постоянно претерпевает внешние воздействия, в результате чего гидратная пленка имеет пористую структуру (либо отслаивается в виде хлопьев). Следовательно, скорость гидратообразования в данном случае не лимитируется диффузией, а определяется теплообменными процессами, которые проходят достаточно интенсивно. Тепло, выделяемое в процессе гидратообразования, компенсируется поглощением тепла при кипении. Все это приводит к интенсивному образованию гидратной массы.



Рис. 1. Газогидрат фреона R134a, полученный в опытах по взрывному вскипанию газа-гидратообразователя в замкнутом объеме воды

В ходе экспериментальных исследований были получены газогидраты фреона R134a (рис. 1), углекислого газа и пропана. Проведенные исследования по динамике дегазации образцов при их разложении, а также полученные дифрактограммы подтвердили наличие в твердой фазе значительного содержания газогидрата. Так, например, полученное твердое соединение (газогидрат и лед) в опытах с углекислым газом содержало более 8,0% газа по массе. Простые оценки показывают, что примерно 40% данного соединения являлось гидратом.

Таким образом, предложенный новый метод позволяет получать газогидраты в большом количестве и за небольшое время, что, несомненно, может быть интересно с точки зрения практических приложений, например, при создании новых технологий утилизации вредных для человечества газов (что может быть осуществлено переводом газа в газогидратное состояние и погружением его на дно океана, где в таком состоянии он может храниться сколь угодно долго).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10025).

Литература

1. Makogon Yu. F. Hydrates of Hydrocarbons. Tulsa, Oklahoma: Pennwell Pub. Comp., 1997.

2. Istomin V. A., Yakushev V. S. Gas Hydrates in Nature. Moscow: Nedra, 1992.

3. Dontsov V. E., Nakoryakov V. E., Chernoy L. S. The method of gas hydrate production, Pat. RF 2270053, C 2, № 2003133051/15, Appl. 11.11.2003, Publ. 20. 02. 2006, Bull. № 5.

УДК 536.423.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПСЕВДОКАПЕЛЬНОЙ КОНДЕНСАЦИИ БИНАРНЫХ ПАРОВЫХ СМЕСЕЙ НА ТРУБАХ

А. А. Чиндяков, Ю. Б. Смирнов

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

При конденсации паровых смесей неограниченно смешивающихся жидкостей с сильно различающимися коэффициентами поверхностного натяжения за счет эффекта Марангони происходит переход от пленочного режима конденсации к псевдокапельному, который, в отличие от «классического» капельного режима, реализуется на смачиваемой поверхности теплообмена. Наибольшее число работ, посвященных исследованию теплообмена при псевдокапельной конденсации, выполнено для паровых смесей воды с этанолом. При псевдокапельной конденсации движущейся паровой смеси вода-этанол на вертикальной пластине для весьма малой (около 1%) массовой концентрации этанола в паровой смеси коэффициенты теплоотдачи на смачиваемой поверхности оказались в 8 раз выше, чем при пленочной конденсации водяного пара [1], что в дальнейшем вызвало повышенный интерес к исследованию этой проблемы в связи с перспективой практического применения псевдокапельной конденсации как нового способа интенсификации теплообмена. Изучалось влияние на теплоотдачу при псевдокапельной конденсации состава, скорости и давления смеси, температурного напора пар-стенка, наличия в смеси неконденсирующихся примесей, а также градиента температуры вдоль поверхности теплообмена. Однако все эти исследования в основном проводились на паровой смеси вода-этанол, движущейся относительно поверхности конденсации с высокой скоростью.

Большой интерес представляет также исследование теплообмена при псевдокапельной конденсации *практически неподвижных* паровых смесей, особенно при малых концентрациях низкокипящего компонента, когда влияние диффузионного термического сопротивления на теплоотдачу сравнительно невелико.

В НИУ «МЭИ» создана экспериментальная установка с автоматизированной системой сбора и обработки информации и управления экспериментом, предназначенная для исследования теплообмена при конденсации бинарных паровых смесей. Были получены опытные данные по теплоотдаче при псевдокапельной конденсации практически неподвижных паровых смесей вода–этанол и вода–изопропанол. Измерения проводились при конденсации паровых смесей на вертикальной и горизонтальной медных гладких трубах с наружным диаметром 12,0 мм и длиной 100 мм. Давление составляло 0,12–0,13 МПа, температурный напор между паром и стенкой изменялся от 2 до 45 К.

Опыты на горизонтальной трубе выполнены на смеси вода–этанол при массовой концентрации этанола в паровой фазе $c_v = 0.8, 3.9$ и 8.7%. Измерения на вертикальной трубе проводились на смеси вода–этанол при восьми значениях c_v , которое изменялось от 0.4 до 16%, а также на смеси вода–изопропанол при массовом содержании изопропанола в паре 1,0 и 3.2%.

На рис. 1 показаны зависимости плотности теплового потока на стенке (q_c) от температурного напора пар-стенка (ΔT) для случая конденсации паровой смеси вода-этанол на вертикальной трубе. С ростом концентрации этанола в смеси на этой зависимости уже при $c_v = 0,8\%$ появляется максимум (рис. 1, *a*). При концентрации этанола в паре выше 12% максимум в зависимости q_c от ΔT исчезает: сразу после перехода к режиму псевдокапельной конденсации тепловой поток практически перестает зависеть от ΔT , т. е. коэффициент теплоотдачи здесь обратно пропорционален температурному напору пар-стенка (рис. 1, *б*, *в*). Такой же вид зависимостей q_c от ΔT был получен и для конденсации паровой смеси вода-этанол на горизонтальной трубе.





Рис. 1. Зависимость плотности теплового потока на стенке от температурного напора пар-стенка при конденсации водяного пара и паровой смеси вода-этанол на вертикальной трубе: a – точки: $1 - c_v = 0, 2 - 0,4\%, 3 - 0,8\%, 4 - 1,9\%$, данные [2] для конденсации на вертикальной пластине: $5 - c_v = 1\%, 6 - 3\%, 7$ – кривая, рассчитанная по теории Нуссельта для $c_v = 0; \delta$ – точки: $1 - c_v = 5,5\%, 2 - 7,1\%, 3 - 12\%, 4$ – кривая, рассчитанная по теории Нуссельта для $c_v = 0; \epsilon$ – точки: $1 - c_v = 14,4\%, 2 - 16\%, 3$ – кривая, рассчитанная по теории Нуссельта для $c_v = 0$

Через смотровые окна опытного участка проводилось наблюдение за гидродинамической картиной на поверхности трубы и выполнялась скоростная фотосъемка. На фотографиях, соответствующих минимальным ΔT , т. е. первому участку зависимости q_c от ΔT (кривой конденсации), отчетливо видны мелкие капли конденсата. Капли растут сравнительно медленно; их можно различить и без использования скоростной фотосъемки. Достигнув отрывного диаметра, капли скатываются с поверхности трубы. При увеличении ΔT до значений, соответствующих второму участку кривой конденсации (резкий рост q_c), капли увеличиваются в размерах и имеют полусферическую форму. При дальнейшем росте температурного напора средний размер капель и интенсивность их удаления с поверхности возрастают; скатывающиеся капли сливаются в нерегулярные ручейки. При сравнительно больших ΔT происходит слияние ручейков и образуется сильно возмущенная пленка, которая при дальнейшем увеличении ΔT постепенно переходит в гладкую пленку. При этом коэффициенты теплоотдачи близки к значениям, рассчитанным по теории Нуссельта для пленочной конденсации исследуемой паровой смеси на трубе.

Для создания обобщающей зависимости для расчета теплоотдачи при псевдокапельной конденсации на горизонтальной трубе использовались как наши данные, так и результаты работы [3], полученные на горизонтальной трубе при скорости движения паровой смеси вода–этанол 0,15 м/с (минимальной из скоростей, реализованных в этой работе), соответствующие, по данным визуальных исследований, псевдокапельному режиму конденсации на большей части периметра трубы. По опытным данным были определены критерии подобия, использовавшиеся ранее в работах В. П. Исаченко [4] для капельной конденсации водяного пара, а затем в работе Г. Н. Величко [5] для конденсации бинарных паровых смесей:

$$\mathrm{Nu} = \frac{2\alpha_k \sigma T_i}{\lambda_{\mathrm{m}} r \rho_{\mathrm{m}} \Delta T_{\mathrm{m}}}, \quad \mathrm{Re} = \frac{\lambda_{\mathrm{m}} \Delta T_{\mathrm{m}}}{r \mu_{\mathrm{m}}}, \quad \mathrm{Pr} = \frac{\nu_{\mathrm{m}}}{a_{\mathrm{m}}}, \quad \pi = \frac{2\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial c}}{r \mu_{\mathrm{m}}^2}.$$

Здесь используются следующие свойства смеси: σ – коэффициент поверхностного натяжения; λ_{π} – теплопроводность; r – теплота конденсации; μ_{π} и ν_{π} – динамическая и кинематическая вязкость; a_{π} – температуропроводность. Массовая доля этанола в конденсате обозначена через *c*; индекс «ж» относится к жидкой фазе.

Коэффициенты теплоотдачи α_k рассчитывались по разности температур $\Delta T_{\kappa} = T_i - T_c$ (т. е. соответствовали термическому сопротивлению жидкой фазы). Здесь T_i – температура границы раздела фаз, которая принималась равной температуре кипения смеси заданного состава, T_c – температура стенки. Диапазон изменения числа Pr был невелик, поэтому, принимая во внимание результаты работы [4], значение степени при числе Pr было принято равным 1/3. На рис. 2 опытные данные по теплоотдаче представлены в виде

$$\frac{\text{Nu}}{\pi_k^{0,3} \text{Pr}^{1/3}} = F(\text{Re}).$$

В итоге было получено уравнение подобия, рекомендуемое для расчета коэффициента теплоотдачи:

$$Nu = 1,161 \cdot 10^{-7} \cdot Re^{-1,49} \pi_k^{0,3} Pr^{1/3}.$$
 (1)

Зависимость (1) описывает 93% опытных точек с разбросом ±25%. Физические свойства конденсата выбирались по температуре межфазной границы T_i , определенной по диаграмме температура – состав для исследуемой смеси. Опытные данные получены в следующих диапазонах изменения критериев подобия: Re = $9 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-2}$; $\pi_k = 0,04-0,21$, Pr = 1,7–1,8. Отметим, что зависимость Nu ~ Re^{-1,49} соответствует $\alpha_{\rm K} \sim \Delta T_{\rm K}^{-0,49}$, т. е. коэффициент теплоотдачи при псевдокапельной конденсации с ростом температурного напора снижается быстрее, чем при пленочном режиме конденсации, где $\alpha \sim \Delta T^{-0,25}$.

Для совместного обобщения экспериментальных данных по теплоотдаче при псевдокапельной конденсации паровых смесей вода—этанол и вода—изопропанол на вертикальной трубе и показанных на рис. 1 данных работы [2] для конденсации смеси вода—этанол на вертикальной пластине использовались те же числа подобия (Nu, Re, π_k и Pr), что и для горизонтальной трубы.



Рис. 2. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при псевдокапельной конденсации паровой смеси вода–этанол на горизонтальных трубах: $1 - c_v = 0.8\%$, 2 - 3.9%, 3 - 8.7%; данные [3]: 4 - 1.1%, 5 - 5.4%, 6 - 10%; 7 - обобщающая зависимость (1)

Была получена зависимость, которая с разбросом ±30% обобщает 90% опытных точек:

$$Nu = 2,14 \cdot 10^{-8} \cdot Re^{-1.97} \pi_k^{0.3} Pr^{1/3}.$$
 (2)

Диапазоны изменения чисел подобия: Re = $6 \cdot 10^{-4} - 4, 5 \cdot 10^{-2}$; $\pi_k = 0,016 - 0,23$; Pr = 1,7-2,1. Показатель степени при числе Re в формуле (2), равный -1,97, соответствует зависимости $\alpha_{\kappa} \sim \Delta T_{\kappa}^{-0,97}$. Таким образом, в условиях псевдокапельной конденсации на вертикальной трубе и на вертикальной пластине коэффициент теплоотдачи гораздо сильнее зависит от температурного напора, чем при том же режиме конденсации на горизонтальной трубе.

Работа выполнена по Программе государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (грант №НШ-3783.2014.8).

Литература

1. Utaka Y., Wang S. Characteristic curves and the promotion effect of ethanol addition on steam condensation heat transfer // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. Pp. 4507–4516.

2. He Y. P., Yan J. J., Yan Y. S. Research on Marangoni condensation heat transfer for water and ethanol mixture vapor // Heat Transfer – Asian Research. 2004. Vol. 33, No. 8. Pp. 348–362.

3. Murase T., Wang H. S., Rose J. W. Marangoni condensation of steam–ethanol mixtures on a horizontal tube // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2007. Vol. 50. Pp. 3774–3779.

4. Исаченко В. П. Теплообмен при капельной конденсации пара: Дис докт. техн. наук. М., 1970.

5. Величко Г. Н., Стефановский В. М. Щербаков А. З. Исследование теплоотдачи при конденсации бинарных паровых смесей // Химическая промышленность. 1975. № 1. С. 52–54.

УДК 533.72; 538.9

СКВОЗНОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ И МАКРОПАРАМЕТРОВ ВБЛИЗИ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

И. Н. Шишкова, А. П. Крюков, А. А. Белова

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

При исследовании двухфазных течений уравнения гидродинамики обеспечивают корректное описание жидкости и пара, если процесс является близким к равновесному. Однако изменение импульса и энергии между двумя фазами имеет место в тонком слое, внутри которого макроскопические величины претерпевают скачок, который нельзя полностью понять без использования кинетических подходов. В настоящее время многими авторами подчеркивается роль граничных условий и необходимость более детального рассмотрения взаимодействия молекул газа (пара) с поверхностью методами молекулярной динамики. Однако при попытке сращивания молекулярно-динамических и кинетических решений возникает ряд принципиальных трудностей [1–4].

Один из возможных способов обойти эту проблему состоит в исследовании процессов в единой системе жидкость-газ на основе решения уравнения Энскога – Власова [5]. Это перспективный и плодотворный подход, однако, решение практических задач с его помощью затруднено из-за высокой сложности оператора столкновений в жидкой фазе.

В представленной работе предлагается приближенный метод нахождения функций распределения (ф.р.) и макропараметров, построенный на применении нестационарного уравнения теплопроводности для конденсированной фазы и уравнения Больцмана в газовой среде.

Согласно [6], уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_T}{c\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2},\tag{1}$$

где x – координата в декартовом пространстве, t – время, λ_T – коэффициент теплопроводности жидкости, c – теплоемкость, ρ – плотность жидкости.

Описание процессов в газе проводится с помощью одномерного нестационарного кинетического уравнения Больцмана [7]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial x} = J , \qquad (2)$$

где $\xi \equiv \xi(\xi_x, \xi_y, \xi_z)$ – вектор молекулярной скорости; $f(\xi, x, t)$ – функция распределения молекул по скоростям; J – интеграл столкновений.

Используемый метод решения уравнения (2) основан на работе Ф. Г.Черемисина и В. В. Аристова [8].

Решение уравнения (1) и анализ поверхности раздела фаз, проведенный в работе [9], дает алгоритм нахождения функций распределения испаряющихся и отраженных молекул, которые необходимы для задания граничного условия на межфазной поверхности для кинетического уравнения Больцмана (2).

Схема задачи об испарении слоя жидкости показана на рис. 1. Расчетная область делится на две основные части: жидкость и пар, которые ограничены поверхностями I, II и III. Граница раздела фаз I проницаема для потока массы. При давлении в паровой фазе меньшем, чем давление насыщения, соответствующее температуре межфазной границы T_s , в рассматриваемой системе реализуется испарение с плотностью потока массы пара j_{e_1} . Поток массы молекул пара без отраженных от поверхности жидкости молекул пара j_{r.} определяется свойствами среды, в частности, параметрами потенциала межмолекулярного взаимодействия. Граница II – непроницаемая пластина, температура которой T_w поддерживается постоянной. Поверхность III представляет собой границу в жидкости,



Рис. 1. Постановка задачи

В начальный момент времени задаются плотность и температура пара в паровой области ру и Ту соответственно. В последующие моменты времени температура жидкости и макропараметры пара определяются из численного решения. Например, плотность р и температура Т пара находятся как моменты функции распределения:

$$\rho = m \int f \, \mathrm{d}\boldsymbol{\xi}; \quad \frac{3}{2} nkT = \frac{1}{2} m \int (\boldsymbol{\xi} - \mathbf{u})^2 f \, \mathrm{d}\boldsymbol{\xi} \,, \tag{3}$$

где n – концентрация молекул, k – постоянная Больцмана, m – масса молекулы, \mathbf{u} – средняя скорость движения потока частиц.

В работе предполагается, что функция распределения молекул по скоростям в жидкой фазе близка к максвелловской вследствие интенсивного взаимодействия частиц между собой и относительно малого по сравнению с паром времени релаксации.

Исследуемое вещество – аргон. В дальнейшем при решении задачи и представлении результатов используются безразмерные параметры. Выбирается некоторая базовая температура T_0 и соответствующая ей по линии насыщения плотность ρ_0 .

Для решения задачи об испарении слоя жидкого аргона и установлении равновесного состояния предположим, что в начале процесса при t = 0 жидкость, пар, а также поверхности II и III находятся при одинаковой температуре T_{s1} : $T_v = T_c = T_w = T_{s1}$. Начальная плотность пара $\rho_v = \rho_{s1}$ соответствует давлению насыщения при T_{s1} . Затем температура поверхностей II и III одномоментно повышается до некоторой величины $T_{s2} > T_{s1}$. Жидкость с левой стороны (рис. 1) начинает прогреваться, в результате чего постепенно повышается температура границы раздела фаз и усиливается испарение. Постепенно жидкость и пар приобретают температуру T_{s2} , а установившаяся плотность пара соответствует T_{s2} по линии насыщения. Температуры полагались $T_{s1} = 100$ К и $T_{s2} = 130$ К.

На рис. 2 и 3 показано развитие этого процесса во времени от начального равновесного состояния до конечного равновесного состояния.



Рис. 2. Изменение во времени плотности пара

Рис. 3. Изменение во времени температуры пара и жидкости

Важно отметить, что области жидкости и пара представлены на рисунках в разных масштабах по оси *x*: для конденсированной фазы в единицах *D*, для пара – в единицах λ_0 , где λ_0 – средняя длина свободного пробега при базовых значениях $T_0 = 120$ К и $\rho_0 = 60.36$ кг/м³. Плотность жидкости на рис. 2 не показана, так как она существенно больше плотности паровой фазы. Все линии на рис. 2 и 3 представлены через одинаковые интервалы времени.

Видно, что вначале процесс разогрева жидкости и пара идет достаточно интенсивно, при этом плотность возрастает почти равномерно вплоть до величины $\rho/\rho_0 = 1$. Потом изменение температуры и плотности замедляется. Обе величины асимптотически стремятся к новым равновесным значениям.

Рис. 3 иллюстрирует отличия в поведении температур конденсированной фазы и пара. В жидкости рост температуры происходит монотонно. В паровой фазе она проходит через максимум. Это можно объяснить тем, что расчетная область для пара достаточно мала всего 10λ₀. Здесь может иметь место значительная неравновесность. Температура определяется формулой (3) как дисперсия функции распределения. Она возрастает в той области, где сталкиваются два встречных потока молекул, и, как следствие, увеличивается их относительная скорость движения: один, сравнительно теплый, идет от межфазной поверхности I, другой – от нагретой до T_{s2} границы III. В конце концов и в жидкости, и паре устанавливается постоянная температура $T/T_0 = 1.08$ и плотность $\rho/\rho_0 = 1.8$, что на 6% отличается от значения, соответствующего экспериментальной линии насыщения.

Рис. 4 и 5 иллюстрируют эволюцию функции распределения во времени для этой задачи. На рис. 4 представлена f на поверхности I, на рис. 5 – в середине паровой области.



Рис. 4. Изменение функции распределения пара во времени на межфазной поверхности



Рис. 5. Изменение функции распределения пара во времени в точке $x = 5\lambda_0$

Из рис. 4 видно, как равновесная функция распределения при $T_{s1} = 100$ К постепенно превращается в равновесную при $T_{s2} = 130$ К. Здесь половина *f* с отрицательными скоростями относится к частицам, падающим на границу I, а с положительными – уходящим молекулам, преодолевшим притяжение поверхности жидкости. Начальный этап эволюции функции, который можно наблюдать на рис. 5, совпадает с формированием максимума температуры на рис. 3. Видно, как возрастает дисперсия распределения скоростей *f*, а, следовательно, и температура согласно формуле (3).

Таким образом, с помощью приближенного метода, предложенного авторами [9], исследована задача испарения в замкнутый объем, заполненный паром. Расчетным путем исследована эволюция системы к термодинамическому равновесию.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 14-08-00467 и №14-08-00980).

Литература

1. Ishiyama Tatsuya, Fujikawa Shigeo, Kurz Thomas, Lauterborn Werner. Nonequilibrium kinetic boundary condition at the vapor-liquid interface of argon // Physical Review. 2013. Vol. E88. P. 042406.

2. Крюков А. П., Левашов В. Ю., Павлюкевич Н. В. Коэффициент конденсации: определения, современные экспериментальные и расчетные данные, оценка величины // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 1. С. 229–235.

3. Крюков А. П., Левашов В. Ю. Проблема граничных условий на проницаемой межфазной поверхности. Коэффициент конденсации // Тр. 6-й Рос. нац. конф. по теплообмену. 2014. М.: МЭИ, 2014.

4. Misaki Kon, Kazumichi Kobayashi, and Masao Watanabe. Method of determining kinetic boundary conditions in net evaporation/condensation // Phys. Fluids. 2014. Vol. 26. P. 072003.

5. Aldo Frezzotti. Boundary conditions at the vapor-liquid interface // Physics of Fluids. 2011. Vol. 23. P. 030609.

6. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. - 600 с.

7. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. – 440 с.

8. Аристов В. В., Черемисин Ф. Г. Прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана. М.: Вычислительный центр РАН, 1992. – 192 с.

9. Шишкова И. Н., Крюков А. П. Приближенное решение сопряженной задачи о тепломассопереносе через межфазную поверхность // ИФЖ. 2015. Т. 89, № 2.

УДК 532.52

АБСОРБЦИЯ НА СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

В. Е. Накоряков, М. В. Барташевич

Институт теплофизики СО РАН им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия nakve@itp.nsc.ru, bartashevichmv@gmail.com

Абсорбция газов или паров жидкостью имеет место в различных устройствах энергетики и химической технологии [1, 2]. Аналитические решения простейших задач о взаимосвязанном тепломассопереносе при абсорбции на свободных поверхностях различной

геометрии (пленки, струи, капли) приведены в [1]. Широкий обзор работ по пленочным течениям с абсорбцией представлен в [3]. В работе [4] исследован тепломассоперенос в процессах абсорбции, десорбции, конденсации и испарения на начальном участке стекающей под напором осесимметричной полубесконечной пленки, находящейся в атмосфере пара и имеющей свободную межфазную границу; получены автомодельные решения для температуры и концентрации в пленке, а также поправки, учитывающие изменение толщины пленки за счет притока массы в процессе абсорбции и конденсации и уменьшения массы в процессе десорбции и испарения. В данной работе численно исследуется тепломассоперенос в процессе абсорбции на стекающей пленке водного раствора бромистого лития, находящейся в атмосфере водяного пара в различных режимах нагрева стенки, в частности: 1) при постоянной температуре стенки, равной начальной температуре раствора T_0 ; 2) при постоянной температуре стенки T_w ; 3) при температуре стенки, линейно возрастающей вдоль течения жидкости. Аналитические решения задачи в виде рядов в предположении постоянства толщины пленки приведены в [5, 6]. В [5] рассмотрен случай параболического профиля скорости, а в [6] – случай равномерного профиля скорости.

Рассмотрим двумерное стационарное течение ламинарной пленки жидкости – водного раствора бромистого лития постоянной толщины h по пластине, наклоненной под углом θ к горизонту, аналогично [5]. Поверхность жидкости контактирует с неподвижным водяным паром. Абсорбция рассматривается в рамках обычных предположений [1]. Паровая фаза – однокомпонентная, и давление пара не меняется в процессе абсорбции. Теплофизические свойства раствора считаем постоянными. Полагаем, что теплота абсорбции выделяется на границе раздела фаз и идет только на нагрев раствора. Для небольших интервалов концентраций и температур зависимость концентрации абсорбируемого вещества от температуры, следуя [1], будем аппроксимировать линейной функцией $C_i = k_1 - k_2T_i$, в которой коэффициенты k_1 и k_2 определяются давлением. Выделение тепла при абсорбции приводит к изменению равновесных значений температуры и концентрации на межфазной поверхности, значения $C_i(x)$, $T_i(x)$ взаимосвязаны, заранее не известны и подлежат определению.

Введем декартову систему координат с осью *Ох* в направлении течения и осью *Оу* по нормали к пластине. Профиль скорости в пленке имеет вид

$$u = \frac{3}{2}\overline{u}\left(2\frac{y}{h} - \frac{y^2}{h^2}\right),$$

где \overline{u} – средняя скорость движения жидкости в пленке. Процесс тепломассопереноса при пленочной абсорбции описывается уравнениями теплопроводности и диффузии:

$$u\frac{\partial T}{\partial x} = a\frac{\partial^2 T}{\partial y^2},\tag{1}$$

$$u\frac{\partial C}{\partial x} = D\frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$$
(2)

со следующими граничными условиями: на входе при x = 0

$$T = T_0, C = C_0;$$

на межфазной поверхности при y = h, аналогично [1, 4], имеет место состояние равновесия системы раствор – пар:

$$C_i = k_1 - k_2 T_i,$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = -r_a \frac{\rho D}{1 - C_0} \frac{\partial C}{\partial y}$$

Данное условие равновесия связывает равновесную температуру с концентрацией. На стенке при *у* = 0 зададим

$$T\Big|_{y=0} = f(x), \frac{\partial C}{\partial y}\Big|_{y=0} = 0,$$

где f(x) в первом рассматриваемом случае будет равна константе T_w , во втором случае – линейно возрастает от T_0 до T_w , и в третьем случае равна T_0 . Перейдем к безразмерным переменным:

$$\xi = \frac{x}{\text{Pe}h}, \quad \eta = \frac{y}{h}, \quad v = \frac{u}{u} = \frac{3}{2} \left(2\eta - \eta^2 \right), \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_e - T_0}, \quad \gamma = \frac{C - C_0}{C_e - C_0}.$$

Здесь $C_e = k_1 - k_2 T_0$ – равновесная концентрация, соответствующая начальной температуре раствора T_0 ; T_e – равновесная температура, соответствующая начальной концентрации C_0 ($C_0 = k_1 - k_2 T_e$), аналогично [1]; $\text{Pe} = \overline{u}h/a$ – число Пекле. Система уравнений (1), (2), приведенная к безразмерному виду, переписывается следующим образом:

$$v\frac{\partial\theta}{\partial\xi} = \frac{\partial^2\theta}{\partial\eta^2},\tag{3}$$

$$v\frac{\partial\gamma}{\partial\xi} = \operatorname{Le}\frac{\partial^2\gamma}{\partial\eta^2},\tag{4}$$

здесь Le = D / a. Граничные условия на входе при $\xi = 0$: $\theta = 0$, $\gamma = 0$.

На межфазной поверхности при η = 1, аналогично [1, 5]:

$$\Theta = \Theta_i, \quad \gamma = \gamma_i,$$

 $\Theta_i + \gamma_i = 1, \quad \text{KaLe} \frac{\partial \gamma}{\partial n} = \frac{\partial \Theta}{\partial n}.$
(5)

Здесь Ка = $\frac{r_a}{C_P(T_e - T_0)} \frac{C_e - C_0}{1 - C_0}$. На стенке при $\eta = 0$ получаем

$$\Theta\Big|_{\eta=0} = f(\xi), \quad \frac{\partial \gamma}{\partial \eta}\Big|_{\eta=0} = 0,$$

где $f(\xi)$ в первом случае равна константе $\theta_w = \frac{T_w - T_0}{T_e - T_0}$, во втором случае линейно возрастает

от 0 до θ_w , и в третьем случае равна нулю (температура раствора на входе).

В данной работе численные расчеты проводились конечноразностным методом. Взаимосвязь значений температуры и концентрации на протяжении межфазной поверхности рассчитывалась через сопряженное вычисление прогоночных коэффициентов, с учетом условий на межфазной границе (5).

На рис. 1 представлены рассчитанные распределения безразмерной температуры и концентрации вдоль поверхности пленки для различных режимов температуры пластины θ_w . Видно, что с расстоянием вниз по течению температура поверхности пленки падает, а концентрация растет, и выходит на асимптотику.



Рис. 1. Безразмерные температура (сплошные линии) и концентрация (пунктирные линии) на поверхности пленки при Ka = 10, Le = 0.01: $1 - \theta_w = 0.1$; $2 - \theta_w$ возрастает линейно; $3 - \theta_w = 0.0$

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10025).

Обозначения

D – коэффициент диффузии, м²/с; a – коэффициент температуропроводности, м²/с; C – концентрация абсорбируемого (десорбируемого) вещества (массовая доля); C_P – удельная теплоемкость, Дж/(кгК); r_a – теплота абсорбции, Дж/кг; T – температура, К; u – скорость, м/с; x, y – координаты; Ка – абсорбционный аналог критерия фазового превращения; Le – число Льюиса; Ре – число Пекле; γ – безразмерная концентрация; λ – теплопроводность, Вт/(м·К); θ – безразмерная температура; ρ – плотность, кг/м³.

Литература

1. Накоряков В. Е., Григорьева Н. И. Неизотермическая абсорбция в термотрансформаторах. Новосибирск: Наука, 2010.

2. Касаткин А. Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. М.: Химиздат, 1961.

3. Killion D., Garimella S. A critical review of models of coupled heat and mass transfer in falling-film absorption // International Journal of Refrigeration. 2001. Vol. 24. Pp.755–797.

4. Nakoryakov V. E., Grigoryeva N. I., Bartashevich M. V. Heat and mass transfer in the entrance region of the falling film: absorption, desorption, condensation and evaporation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54, Iss. 21–22. Pp. 4485–4490.

5. Grossman G. Simultaneons heat and mass transfer in film absorption under laminar flow // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1983. Vol. 26, No. 3. Pp. 357–371.

6. Григорьева Н. И., Накоряков В. Е. Точное решение задачи о совместном тепломассопереносе при пленочной абсорбции // ИФЖ. 1977. Т. 33, № 5. С. 893–896.

УДК 532.529

ПОЛУЧЕНИЕ ГАЗОГИДРАТА ФРЕОНА R134A ПРИ ВВОДЕ ЖИДКОГО АЗОТА В ОБЪЁМ ВОДЫ

В. Е. Накоряков, И. В. Мезенцев, А. В. Мелешкин, Д. С. Елистратов, А. А. Чернов, Н. Н. Мезенцева

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

Существует большое количество методов интенсификации процесса гидратообразования: интенсивное перемешивание воды, насыщенной растворенным в ней газом; мелкодисперсное распыливание струи воды; вибрационное и ультразвуковое воздействие на двухфазные системы и т. д. Основным недостатком предложенных методов является низкая скорость образования газогидратов и, как следствие, низкая производительность установок, построенных на основе этих методов. В Институте теплофизики СО РАН искусственным получением газогидратов ударно-волновым способом занимаются с 2000 года. В 2003 г. был предложен метод получения газогидратов (патент РФ № 2270053). Суть изобретения заключается в следующем. В реакционный сосуд, заполненный водой, находящийся под статическим давлением и при температуре ниже равновесной температуры образования гидрата, подают сжатый и охлажденный газ. Давление газа немного превышает давление в реакционном сосуде, а температура газа равна температуре воды в сосуде. Газ смешивается с водой. В газожидкостной среде создают ударные волны давления с амплитудой до сотен атмосфер. Ударные волны могут быть созданы электромагнитными импульсными излучателями, пневмоударниками или другими устройствами [1, 2]. При распространении ударной волны в газожидкостной среде, вследствие ее слабой диссипации, происходит увеличение давления и дробление газовой фазы во всем реакционном сосуде и, следовательно, увеличение степени метастабильности среды и количества центров зародышеобразования газогидрата, уменьшение размера газовых включений, увеличение межфазной поверхности, увеличение относительной скорости газовых включений в жидкости, турбулизация движения жидкости. Все эти явления приводят к ускорению массообменного процесса на межфазной границе и, следовательно, к интенсификации процесса гидратообразования. Оптимальная температура воды при получении газогидратов 0 °С и давление до 40 бар в зависимости от вида получаемого газогидрата.

В данной работе представлены результаты исследования ударно-волнового метода получения газогидратов при инжектировании жидкого азота. Авторами работы [3] исследовался процесс подачи азота в сосуд небольшого объема (140 мл). Объем инжектируемой жидкости был мал и составлял порядка 2 мл. Так, например, при введении жидкого азота в воду (давление 7 бар) через 5 с после ввода амплитуда достигает 14 бар. Ранее нами были проведены экспериментальные исследования по вводу струи жидкого азота в объём воды [4]. Максимальная полученная амплитуда скачка давления в проведенных экспериментах составила 53 бар, а скорость нарастания давления 567 бар/с. Полученные результаты являлись частью работ, необходимых для разработки нового метода получения газогидратов, основанного на ударно-волновом способе.

Исследования получения газогидратов проводились на экспериментальной установке со смотровыми окнами по всей высоте рабочего участка. Данная установка позволяет исследовать гидродинамические процессы при высоких давлениях (диапазон рабочих давлений от 1 до 100 бар) и низких температурах (до –5 °C). Рабочий участок представляет собой параллелепипед длиной 740 мм (сечение 150×150 мм), изготовленный из нержавеющей стали с толщиной стенки 15 мм (рис. 1). Наличие двух смотровых окон в рабочем

участке, позволяли фиксировать происходящие процессы при подаче струи жидкого азота в воду, а именно проводить высокоскоростные оптические измерения. Газ подавался через генератор пузырьков. Волны давления регистрировались двумя пьезодатчиками T200, расположенными ниже по длине трубы, установленными заподлицо с внутренней стенкой.



Рис. 1. Рабочий участок

Ввол жилкого азота в рабочий участок осуществлялся подачей струи через инжектор (рис. 2). Объем вводимого жидкого азота составлял 28 мл. Заполнение инжектора жидким азотом осуществлялось следующим образом: инжектор полностью погружался в сосуд Дьюара, через кольцевую щель жидкий азот заполнял весь объем вплоть до мембраны. После этого кольцевая щель герметично запиралась конусом, внутри которого капилляр, через него накопленный в капсуле жидкий азот после разрыва мембраны выдавливался гелием под давлением до 150 бар. На конце инжектора расположен узел ввода, который представляет собой сопло для ввода жидкости, закрытое мембраной.



Рис. 2. Общий вид инжектора: 1 – кольцевая щель, 2 – камера инжектора, 3 – узел ввода

После процедуры заполнения, в узле ввода сопло инжектора закрывается мембраной и шайбой. Далее они сжимаются прижимной гайкой. После этого инжектор герметично закрепляется над объёмом с водой, а узел ввода соответственно находится под поверхностью жидкости на глубине до 10 см и через капилляр инжектора, соединенный через трубопровод с баллоном для газа, имеющим давление до 150 бар, подается гелий. При достижении некоторого критического давления мембрана разрывается, и происходит ввод в воду порции жидкого азота, равной объему камеры инжектора.

На рис. 3 приведена раскадровка полученной высокоскоростной съемки инжектирования жидкого азота в воду, насыщенную пузырьками газа фреона. На первом кадре отчётливо виден насыщенный пузырьками фреона R134a рабочий участок, далее на втором кадре происходит ввод жидкого азота. На третьем и четвертом кадрах видно бурное перемешивание рабочего участка вследствие кипения жидкого азота в толще воды. На пятом и шестом кадре представлен рабочий участок уже после вскипания жидкого азота. На кадрах отчётливо видны желеобразные газогидратные хлопья, скорость образования которых высока, что позволяет ударно-волновому методу на порядок выигрывать все известные аналоги.

Такой метод получения газогидратов заключается в том, что никаких дополнительных внешних источников импульсного давления не требуется. Здесь мощным средством генерации импульсов давления являются пульсирующие (колеблющиеся) газовые и паровые пузырьки, которые могут создавать мощные импульсы давления, разрушающие даже сталь. Для инициации пульсаций пузырьков необходимо придать границе раздела значительную начальную скорость, например, микровзрывом. Для этих целей подходит струя жидкого азота, которая, как чистая криогенная жидкость, может перегреваться вплоть до значений температуры на спинодали. Последующий нагрев приводит к взрывному вскипанию части жидкого азота и разгона границы газовой полости.



734 мс

1146 мс

2580 мс

Рис. 3. Кадры скоростной съемки процесса инжектирования жидкого азота (1 000 к/с)

В ходе экспериментальных исследований измерялась амплитуда давления при вскипании жидкого азота в воде с пузырьками фреона, максимальная величина которой составила 4,2 бар. Данный скачок давления позволил зайти в метастабильную зону равновесия газогидрата фреона R134a.

На основе технологии подачи жидкого азота с использованием оригинального инжектора, на принцип работы которого был получен патент РФ № 2507438, была создана новая установка, позволяющая фиксировать происходящие гидродинамические процессы с помощью высокоскоростной камеры с большим разрешением.

Исследованы процессы гидратообразования за ударной волной, возникающей в результате взрывного вскипания инжектированного под воду жидкого азота. Проведенная скоростная видеосъемка выявила, что в процессе инжектирования жидкого азота в воду (насыщенную пузырьками газа) происходит его взрывное вскипание. При этом амплитуда волны давления достигает 4,2 бар.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10025)

Литература

1. Донцов В. Е., Чернов А. А. Процессы растворения и гидратообразования за ударной в газожидкостной смеси // Докл. РАН. 2009. Т. 425, № 6. С. 764–768.

2. Накоряков В. Е., Донцов В. Е., Чернов А. А. Образование газовых гидратов в газожидкостной смеси за ударной волной // Докл. РАН. 2006. Т. 411, № 2. С. 190–193.

3. Clarke H., Martinez-Herasme A., Crookes R., Wen D. S. Experimental study of jet structure and pressurisation upon liquid nitrogen injection into water // Int. J. of Multiphase Flow. 2010. Vol. 36, No. 4. Pp. 940–949.

4. Nakoryakov V. E., Tsoi A. N., Mezentsev I. V. and Meleshkin A. V. Explosive Boiling of Liquid Nitrogen Jet in Water // J. of Engineering Thermophysics. 2014. Vol. 23, No. 1. Pp. 1–8.
УДК 621.56/.59

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В БАЛЛОНЕ С КРИОГЕННОЙ ЗАПРАВКОЙ

Д. В. Сармин, Д. А. Угланов, А. Б. Цапкова, А. А. Шиманов

Самарский государственный аэрокосмический университет (СГАУ), г. Самара, Россия

Дроссельные системы охлаждения используются в авиации как системы с разомкнутым и замкнутым циклом [1]. В системах с разомкнутым циклом (баллонные системы) масса заправки и параметры рабочего тела в баллоне определяют их эксплуатационные свойства и реализуемые характеристики. Поэтому создание баллона нового типа, способного работать в составе бортовой системы охлаждения с улучшенными за счёт его использования характеристиками, является актуальной задачей.

Разработанный в СГАУ баллон с криогенной заправкой (БКЗ) [2, 3] может использоваться как элемент бортовой дроссельной системы охлаждения, обладающий новыми функциональными свойствами, а именно: повышенным ресурсом и возможностью хранения и использования газов как в компримированном, так и в криогенно-жидком состоянии.



Рис. 1. Конструктивная схема баллона с криогенной заправкой

На рис. 1 предложена конструкция баллона. Внутри баллона высокого давления размещается криогенный сосуд (термос), в который заливается рабочее тело. При этом между оболочкой термоса и внутренней стенкой баллона образуется не заполняемая жидкостью газовая полость с теплоизоляцией. Соотношение объёмов термоса и газовой полости таково, что, если криопродукт, заправляемый в термос, полностью газифицируется, то газ заполнит весь объем баллона, и это будет соответствовать стандартному давлению и номинальной массе заправки газообразным продуктом.

Отправной точкой при проектировании БКЗ является масса заправляемого рабочего тела. Исходя из массы рабочего тела в жидком состоянии, рассчитывается его объем, а затем подбирается термос. Учитывая конечное давление во всем объёме БКЗ, выбирается объём самого

баллона, содержащего как термос, так и многослойную экранную теплоизоляцию. В зависимости от конечных параметров температуры и давления однофазного рабочего тела во всем объёме БКЗ подбирается как сама теплоизоляция, так и количество экранов.

В данной работе представлены результаты численного моделирования тепловых процессов в баллоне с криогенной заправкой с помощью программного продукта *ANSYSFluent*. Построение 2D модели ёмкости с криогенной заправкой было произведено в программе *ANSYS Gambit*. Далее на модель была наложена сетка из конечных элементов. На рис. 2 показана модель баллона с криогенной заправкой с конечно-элементной сеткой.

В данной задаче в качестве рабочего тела используется азот, с которым происходят фазовые превращения. Для моделирования двухфазного состояния азота была использована модель *Volume of Fluid (VOF)*. В процессе газификации азота давление в баллоне увеличится от давления заправки до 20 МПа и температура измениться от 77 К до температуры окружающей среды. При этом теплофизические свойства и температура кипения азота в процессе газификации будет значительно меняться.

Для описания зависящих от температуры и давления теплофизических свойств (изобарная теплоёмкость, теплопроводность, вязкость, плотность) жидкой и газообразной

фаз были написаны пользовательские функции (User-Defined Function (UDF)). Отдельно была написана функция, описывающая зависимость температуры фазового перехода от давления. Данные функции позволяют определять и рассчитывать сложный процесс тепломассообмена между фазами азота в диапазоне температур от 70 К до 400 К и давлений от 0,1 до 30 МПа.



Рис. 2. Модель баллона с криогенной заправкой с построенной конечно-элементной сеткой

В начальный момент времени полость термоса полностью заполнена жидким азотом при температуре 77 К и давлении 0,15 МПа. Из за сложности процесса тепломассобмена размер временного шага (*Time Step Size*) задавался не более 0.01 с. На рис. 3 представлены промежуточные результаты расчёта процесса газификации. Видно выкипание жидкого азота и преобразование в пар, чётко видна линия раздела фаз. В термосе БКЗ происходит объемное кипение, в котором паровая фаза возникает самопроизвольно непосредственно в объеме жидкости в виде отдельных пузырьков пара.



Рис. 4. Изменение во времени массовой доли жидкой и газообразной фаз азота к общей его массе в БКЗ

График зависимости отношения жидкой и газообразной фазы к общему объёму баллона от времени представлен на рис. 4. Как видно из графика, на начальном этапе газификации происходит интенсивный переход азота из жидкого состояния в газообразное. Это связано с тем, что давление в баллоне составляет величину около 0,12 МПа и температура кипения не превышает 85 К. Далее из-за испарившейся массы газа давление в баллоне увеличивается, что смещает точку кипения выше и замедляет процесс газификации. Дальнейшее ускорение процесса газификации ожидается при достижении критической температуры кипения в баллоне. Для моделирования 300 с процесса газификации было потрачено 720 ч машинного времени.

Результаты численного моделирования отличаются на 5–7% от данных (давление и температура), полученных в ходе экспериментальных исследований баллона с криогенной заправкой [3, 4]. Это позволяет сделать вывод об адекватности разработанной модели для расчета тепловых процессов в БКЗ.

Литература

1. Архаров А. М., Архаров И. А., Антонов А. Н. Машины низкотемпературной техники. Криогенные машины и инструменты: Учебник. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2011. – 582 с.

2. Пат. № 2163699, Россия, МПК 7F17C9/02, 99114577/06. Топливный баллон / А. И. Довгялло, С. В. Лукачев и др. Заявл. 02.07.1999, опубл. 27.02.2001. Бюл. № 6.

3. Сармин Д. В., Довгялло А. И., Угланов Д. А. Предварительные исследования тепловых процессов в баллоне с криогенной заправкой бортовой дроссельной системы // Вестн. Самарского гос. аэрокосмического ун-та им. С. П. Королева. 2011. № 3, ч. 4. С. 78–85.

4. Dovgyallo A. I., Nekrasova S. O., Sarmin D. V., Uglanov D. A. Imitations tests of throttle cooling system with cryogenic refueling tank and its comparative characteristics // Applied Physics. 2013. No. 4. Pp. 54–59.

содержание

Приветствие участникам XV Минского международного форума по тепло-	
и массообмену	3
Минскому форуму по тепло- и массообмену 55 лет	4

КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Абдулин М. З., Серый А. А. Исследование массообменных характеристик в струйно-
нишевой системе сжигания топлива
Архипов В. А., Жарова И. К., Маслов Е. А., Борисов Б. В., Крайнов А. Ю. Иссле-
дование теплового режима при сверхзвуковом обтекании моделей прямоточных
воздушно-реактивных двигателей. 13
Архипов В. А., Золоторев Н. Н., Маслов Е. А., Усанина А. С. Движение частицы
дисперсной фазы в поле центробежных массовых сил 16
Асембаева М. К., Жаврин Ю. И., Молдабекова М. С., Федоренко О. В. Особенности
конвективного массообмена в многокомпонентных системах с газом-разбавителем в
вертикальных каналах при различных давлениях 19
Ахмадиев Ф. Г., Гильфанов Р. М. Теплообмен при пленочном течении неньюто-
новской двухфазной среды по обогреваемой поверхности при различных режимах ее
нагрева
Балунов Б. Ф., Лычаков В. Д. Теплоотдача к газовому потоку от труб с развитой
внешней поверхностью теплообмена 28
Белов С. В., Жестков Г. Б., Муравский Д. В., Харьковский С. В., Щербакова Е. В.
Расчетно-экспериментальное исследование внешнего теплообмена при конвективно-
пленочном охлаждении элементов лопаток турбины высокого давления
Богатко Т. В., Дьяченко А. Ю., Смульский Я. И., Терехов В. И., Ярыгина Н. И.
Особенности отрывного течения за уступом под воздействием как положительного,
так и отрицательного продольного градиента давления
Валуева Е. П., Пурдин М. С. Теплообмен при пульсирующем ламинарном течении
в прямоугольных каналах
Винниченко Н. А., Плаксина Ю. Ю., Баранова К. М., Уваров А. В. Влияние свойств
поверхностного слоя на перенос тепла вблизи границы раздела жидкость-газ 42
Воробьев М. А., Кашинский О. Н., Лобанов П. Д., Чинак А. В. Характерные режимы
формирования мелкодисперсной газовой фазы в потоке жидкости 44
Габдрахманов И. Р., Миронов А. А., Щелчков А. В., Скрыпник А. Н., Исаев С. А.
Теплоотдача и гидросопротивление в каналах с системами цилиндрических выемок 48
Генин Л. Г., Захаров А. Г., Крылов С. Г., Листратов Я. И. Исследование полей
скорости и температуры при турбулентном течении ртути в кольцевом канале с
закрученной лентой
Гильфанов К. Х., Сафин М. А., Минвалеев Н. Ю., Замалиева Г. И. Нестацио-
нарная конвекция горизонтального полуограниченного цилиндра при охлаждении
поверхности
Гиниятуллин А. А., Тарасевич С. Э., Шишкин А. В., Яковлев А. Б. Конвективный
теплообмен в канале с интенсифицированной скрученной лентой 57

Давидзон М. И. Некоторые вопросы расчета конвективного теплообмена в каналах 61 Давлетшин И. А., Зарипов Д. И., Михеев Н. И., Паерелий А. А. Интенсификация
теплоотдачи в конфузоре при наложенных пульсациях потока газа
Демин В. А., Мухайлова Ю. Н. Новый вибрационный механизм транспорта примеси
в конвективных системах
Дмитренко А. В. Оценка коэффициентов теплообмена и трения для расчета активной
зоны при охлаждении водой при сверхкритическом давлении с учетом интенсивности
и масштаба турбулентности течения
Dmitrenko A. V. Estimation of the critical Rayleigh number as a function of an initial
turbulence in the boundary layer of the heated vertical plate.
Егоров И. В., Пальчековская Н. В. Численное молелирование теплообмена при
гиперзвуковом обтекании молели спускаемого аппарата
Егоров И. В., Пугач М. А. Численное молелирование обтекания спускаемого аппарата
в атмосфере Марса с учетом неравновесных физико-химических процессов
Ефимов К Н Овчинников В А Якимов А С Численное исследование характе-
$\mathbf{L}_{\mathbf{M}}$ по $\mathbf{L}_{\mathbf{M}}$ по $\mathbf{L}_{\mathbf{M}}$ по $\mathbf{L}_{\mathbf{M}}$ по $\mathbf{L}_{\mathbf{M}}$ по $\mathbf{L}_{\mathbf{M}}$ по $\mathbf{L}_{\mathbf{M}}$
обтекации вращающегося сферицески затупленного тела и влуже газа с поверхности 8/
Упанов В П Влидина форми и размеров вихравих ганараторов на смещение
жданов Б. л. Блияние формы и размеров вихревых тенераторов на смешение
струиных ограниченных течении
засимова М. А., Иванов Н. Г., Рис В. В., щур Н. А. численное моделирование
сопряженного теплооомена при смешанной конвекции в гладкотруоных пучках
глуооководных теплоооменных аппаратов
Ивочкин Ю. П., Гепляков И. О., Виноградов Д. А., Куориков К. Г. Эксперимен-
тальное и численное исследование гидродинамики и теплообмена в импульсных
режимах электровихревого течения
Исаев С. А., Леонтьев А. И., Щелчков А. В. Интенсификация теплообмена овальными
лунками
Кабардин И. К., Меледин В. Г., Яворский Н. И., Павлов В. А., Правдина М. Х.,
Куликов Д. В. Маловозмущающая диагностика вихревой трубы квадратного
сечения
Карпов П. Н., Назаров А. Д., Серов А. Ф., Терехов В. И. Влияние режима течения
пленки на теплообмен импульсного многосоплового спрея
Киселёв Н. А., Бурцев С. А., Виноградов Ю. А., Стронгин М. М. Эксперименталь-
ное исследование теплогидравлических характеристик шахматного массива лунок 114
Костычев П. В., Разуванов Н. Г., Свиридов Е. В. Исследование магнитной
гидродинамики и теплообмена при подъемном течении жидкого металла в канале 119
Кузнецов Г. В., Максимов В. И. Математическое моделирование турбулентного
конвективного теплообмена в технологических водоемах
Леманов В. В., Терехов В. И. Теплообмен в импактной круглой струе воздуха при
низких числах Рейнольдса
Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. К определению температуры тепло-
изолированной стенки при влуве
Макаров М. С., Макарова С. Н., Наумкин В. С., Шибаев А. А. Численное молели-
пование энергоразделения в одиночной трубе. Леонтьева
Михеев Н. И., Лавлетшин И. А. Интенсификация теплообмена при отрыве нестацио-
нарного потока в канале 125
Парного потока в канало
r_{1} и и и и и и и и и и и и и и и и и и и
видреооразования и интепенфикации теплоотдачи поперечного кругового цилиндра в усповиях выпужленных пульсаний потока 1/1
условила выпужденных пульсации потока
тиолчанов А. IVI., Выков Л. В., никитин п. В., лнышев Д. С. Трехпараметрическая
модель туроулентности для высокоскоростных течении

Молчанов А. М., Никитин П. В., Быков Л. В. Расчет газовой динамики и неравно-	
весного излучения струи в сверхзвуковом сносящем потоке	149
Никитин П.В. Энерго- и массообмен при формировании защитных покрытий	
высокоскоростными гетерогенными потоками	153
Новожилова А. В., Марьина З. Г., Львов Е. А. К расчету теплообмена коридорных	
пучков из биметаллических ребристых труб при различных углах наклона труб в	
режиме свободной конвекции	157
Овчинников В.А., Якимов А.С. Моделирование процесса теплообмена систем	
пористого охлаждения при влиянии пульсаций газа-охладителя	161
Огнерубов Д. А., Листратов Я. И., Свиридов В. Г., Зиканов О. Ю. Исследование	
влияния свободной конвекции на теплообмен в потоке жидкого металла в круглой	
горизонтальной трубе	165
Павлов И. Н., Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Сапронов М. В. Лазерная	
визуализация динамических процессов в жидкости при тепло- и массопереносе	169
Пахомов М. А., Терехов В. И. Влияние пузырьков на структуру течения и теплопе-	
ренос в полидисперсном восходящем двухфазном турбулентном потоке за внезапным	
расширением трубы	172
Пашков О. А., Никитин П. В., Быков Л. В. Математическое моделирование	
процессов термогазодинамики и тепломассообмена при обтекании затупленного тела	
гиперзвуковым потоком	176
Письменный Е. Н., Багрий П. И., Вознюк М. М. Эффективные теплоутилизаторы	
из плоскоовальных труб с неполным оребрением	181
Письменный Е. Н., Кондратюк В. А., Терех А. М. Теплообмен и аэродинамическое	
сопротивление шахматных пакетов плоскоовальных труб с лунками	184
Позлеева И. Г., Митрофанова О. В. Генерация акустических колебаний при	10.
истечении импактного закрученного потока	187
Попов И. А., Шелчков А. В., Скрыпник А. Н., Жукова Ю. В., Зубков Н. Н.	107
Экспериментальное и численное исследование гидравлического сопротивления и	
теплоотлачи труб с винтовой накаткой полученной метолом леформирующего	
negating	190
Попович С С Виноградов Ю А Здитовен А Г Стронгин М М Эксперимен-	170
тапьщое исспедорацие мехацияма влияция генерании ударцых роди на температурный	
пальное исследование меланизма влияния теперации ударных воли на температурный	193
Прокулица \mathbf{I} А Неустойцирые режимы темери урной стратификации	175
прохудина л. А. Пеустойнивые режимы течения неизотерминеской жидкой пленки	107
Соргание К М Афромор Л А Тутусци А В Огнорубор Л А Фоминор Л В	177
Сергенко К. 14., Афремов Д. А., Тутукин А. Б., Отнеруоов Д. А., Фомичев Д. Б., Волоной А. И. СЕД моленирование теплообмена на окснериментальном стоите с	
вороной А. И. СТВ моделирование теплооомена на экспериментальном стенде с	200
Сидоровни Т. В. Конрактивный тоннообмон в трубо норомонного сонония при	200
Сидорович 1. Б. Конвективный теплооомен в трубе переменного сечения при	202
Пульсирующем Туроулентном режиме течения вязкого теплоносителя	205
Стрельникова С. А., ткаченко т. в., у рюков в. А. механика переноса микрочастиц	207
в туроулентном потоке жидкости	207
терся А. М., Мукова Ю. Б., Гуденко А. И. Аэродинамическое сопротивление и	211
теплоотдача тандемов труо различного профиля, размещенных в узком канале	211
герехов Б. И., Калинина С. Б., Шаров К. А. Осооенности течения и теплооомена в	010
импактнои кольцевои струе	213
герехов Б. И., Экаид А. Л., Эссин К. Ф. Ламинарная своюодная конвекция между	
изотермическими вертикальными пластинами при вариации их высоты и числа	017
Релея	217
потюма В. Д. Влияние теплообмена на эффективность охлаждения в вихревой	001
труое	221

Фрид С. Е., Ощепков М. Ю. Конвективный теплообмен в наклонных солнечных	
баках-аккумуляторах	225
Хабибуллин И.И., Ильинков А.В., Щукин А.В., Такмовцев В.В. Разработка	
пристенного интенсификатора теплообмена для охлаждения турбинных лопаток	229
Цынаева А. А., Никитин М. Н., Федотенков И. Д. Влияние формы поверхности	
теплообмена на эффективность газодинамической температурной стратификации	232
Чиннов Е. А. Влияние искусственных возмущений на энергию пульсаций температуры	
в нагреваемой пленке жидкости	235
Гасенко В. Г., Накоряков В. Е. Критические течения неидеальных газов в тепловом	
сопле	239
Гасенко В. Г., Накоряков В. Е. Точное решение трехмерной задачи конвективной	
диффузии в газовых каналах топливных элементов	243
Накоряков В. Е., Витовский О. В. Экспериментальное исследование теплообмена	
гелий-ксеноновой смеси в нагреваемых каналах	246
Петухов Ю.И. Газодинамика и теплообмен в потоках смеси гелий-ксенон	
(применительно к атомной энергетике)	250
Ковальногов В. Н., Хахалева Л. В., Федоров Р. В., Чукалин А. В. Влияние относи-	
тельного объема демпфирующих полостей на сопротивление трения турбулентного	
потока	253

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Актершев С. П., Алексеенко С. В. Теплоперенос при волновом течении пленки	
жидкости с фазовым превращением	258
Анисимов М. П., Терехов В. И., Шишкин Н. Е. О неравномерности температуры на	
поверхности испаряющихся жидких капель	262
Артемов В.И., Минко К.Б., Яньков Г.Г. Прямое численное моделирование	
процессов тепло- и массообмена в двухфазных системах с явно выделенной межфазной	
поверхностью.	266
Балунов Б. Ф., Лычаков В. Д. Истинное объемное паросодержание в вертикальных	
тяговых участках при низком давлении пароводяного потока	269
Беленький М. Я., Блинов М. А., Китанин Э. Л., Лебедев М. Е., Смирнов Ю. А.,	
Фокин Б. С., Шлейфер В. А. Исследование процесса льдообразования в трубопро-	
водах аварийного охлаждения оборудования АЭС	273
Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожевников И. В., Поликарпов А. А., Моторин О. В.	
Теплообмен при электрогидродинамической прокачке теплоносителя в испарительно-	
конденсационной системе.	276
Бондарева Н. С., Шеремет М. А. Об одном подходе к численному анализу нестацио-	
нарных режимов плавления в трехмерных областях	280
Бородулин В. Ю., Летушко В. Н., Низовцев М. И., Стерлягов А. Н., Шлюпиков	
М. Ю. Исследование испарения капель воды при вдуве воздуха на поверхностях	
пористых материалов.	283
Бочкарева Е. М., Терехов В. В. Об особенностях испарения капель жидкости в	
сухой и во влажный воздух	288
Бровка Г. П., Пяткевич К. В., Шилович Н. Н., Агутин К. А. Прикладная программа	
для расчета процессов искусственного замораживания грунтов трубчатыми тепло-	
обменниками	291
Васильев Л. Л., Канончик Л. Е., Цитович А. П. Тепломассоперенос в адсорбционном	
аккумуляторе газообразного топлива с терморегулированием	295
Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А. Кипение недогретой волы:	
механизм процесса.	299
1	

Володин В. И. Численное моделирование конденсации в пучке вертикальных труб	
при неравномерном охлаждении воздухом	02
Гасанов Б. М., Буланов Н. В. Визуализация процесса пузырькового кипения эмульсий	
с низкокипящей дисперсной фазой	05
Гореликова А.Е., Рандин В.В., Чинак А.В. Влияние газовых пузырей и угла	
наклона на теплообмен в двухфазном газожидкостном течении в плоском наклонном	00
канале	09
Дмитриев С. И., Гринчук П. С., Павлюкевич Н. В. Сравнение кинетического и гидродинамического подходов при описании испарения капель углеводородного	
сырья в высокотемпературном газовом потоке	12
Дорофеев Б. М., Волкова В. И. Связь тепловых и гидродинамических характеристик	
роста пузырька пара при кипении	17
Жуков В. И., Павленко А. Н. Теплообмен и развитие кризисных явлений при	
кипении и испарении различных жидкостей в тонком горизонтальном слое 32	21
Жуков В. М., Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Белов К. И., Леньков В. А.	
Интенсификация теплообмена при кипении фреона 113 на сферах с покрытием,	
полученным по методу микродугового оксидирования	25
Забиров А. Р., Лексин М. А., Канин П. К., Кабаньков О. Н., Ягов В. В. Влияние	
свойств жидкости и недогрева на режимы охлаждения высокотемпературных тел при	
пленочном кипении	29
Иванова А.А., Курганский А.Н. Математическое моделирование положения	
двухфазной зоны в непрерывнолитом слитке	31
Ивочкин Ю. П., Кубриков К. Г., Крюков А. П., Пузина Ю. Ю. Пленочное и	
переходное кипение недогретой воды на сферических поверхностях	35
Коверда В. П., Скоков В. Н., Виноградов А. В., Решетников А. В. Стохастический	
резонанс в окрестности кризиса кипения	39
Козак Д. В., Хайрнасов С. М., Рассамакин Б. М. Влияние давления на кризис	
теплообмена при кипении в алюминиевых канавчатых тепловых трубах 34	43
Копейка А. К., Олифиренко Ю. А., Дараков Д. С., Батурина М. В., Бербега А. В.,	
Раславичус Л. Исследования кинетики испарения капель жидких смесевых биотоплив	44
Корценштейн Н. М., Ястребов А. К. Тепломассообмен при объемной конденсации	
пересыщенного пара в запыленном парогазовом потоке	48
Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Стенина Н. А., Устинов А. А. Исследование	
кипения при естественной циркуляции в трубе с комбинированным покрытием	52
Кузнецов В. В., Сафонов С. А. Процессы тепломассообмена при фазовых превраще-	
ниях в условиях самоорганизации течения в микроструктурных и сложных канальных	
системах	56
Левашов В. Ю., Крюков А. П., Шишкова И. Н., Жаховский В. В. Задача	
переконленсации: сопоставление решений кинетического уравнения Больцмана с	
результатами молекулярно-линамического молелирования	60
Лукиша А. П. Расчёт теплогилравлической эффективности пористых прямоточных	
парогенерирующих каналов в переходной области движения теплоносителя и при	
граничных условиях первого рода	64
Макаров М. С., Макарова С. Н., Шибаев А. А. Адиабатическое испарение водного	68
раствора этапола из пористои степки	00
алиабатных лисперсио кольнерых потоках при различных природонных ларионали	
аднаоатных дисперено-кольцевых потоках при различных приведенных давлениях и расходе в пление	72
Π ματασμός ο προστατικό	13
поризонтального сезонно-охнажнающего истройства 2'	75
торизоптального сезоппо-одлалдающего устройства	15

Пискунов М. В., Высокоморная О. В., Стрижак П. А., Кузнецов Г. В. Сравнитель-
ный анализ интегральных характеристик испарения капель воды с твердыми
примесями в среде высокотемпературных газов
Погорелый Т. М., Мирончук В. Г. Математическое моделирование процесса
массовой кристаллизации на основании аналитических и численных решений
нестационарных задач тепло- и массообмена с постоянными и переменными тепло-
физическими характеристиками
Приходько А. А., Алексеенко С. В. Экспериментальное исследование и математи-
ческое моделирование физических процессов при обледенении аэродинамических поверхностей
Снигерев Б. А., Тукмаков А. Л., Тонконог В. Г. Численное молелирование
вскипающего течения жилкого метана в сопле Лаваля 39
Сомова Е. В., Туркин А. В., Перивалзе Э. Н., Христенко Е. Б. Экспериментальное
исследование процесса теплообмена при конденсации перегретого пара на струях
в смешивающем аппарате высокого давления для подогрева питательной воды в
тепловой схеме энергоблока
Суртаев А. С., Павленко А. Н., Калита В. И., Кузненов Л. В., Комлев Л. И., Ралюк
А. А. Иванников А. Ю. Туманов В. В. Теплообмен и развитие кризисных явлений
при кипении жилкостей на поверхностях с капиллярно-пористым покрытием
Суртаев А. С., Серлюков В. С., Чернявский А. Н. Исследование теплообмена и
микрохарактеристик при кипении жидкости с использованием высокоскоростных
видеосъёмки и термографии
Таран Ю. А., Захаров М. К., Таран А. Л., Иванов Р. Н. Математическое описание
и расчет процесса гранулирования кристаллизацией капель расплава при контакте с
хладагентом
Терехов В. И., Горбачев М. В., Кхафаджи Х. К. Исследование схем охлаждения
потоков воздуха в ячейках косвенно-испарительного типа
Феоктистов Д. В., Кузнецов Г. В., Орлова Е. Г. Режимы испарения капли, лежащей
на поверхности металлов
Чернов А. А., Накоряков В. Е., Мезенцев И. В., Елистратов Д. С., Мелешкин
А. В., Пильник А. А. Исследование процесса гидратообразования в газожидкостных
средах
Чиндяков А. А., Смирнов Ю. Б. Исследование теплообмена при псевдокапельной
конденсации бинарных паровых смесей на трубах 42
Шишкова И. Н., Крюков А. П., Белова А. А. Сквозной метод определения функций
распределения по скоростям и макропараметров вблизи межфазной поверхности 42
Накоряков В. Е., Барташевич М. В. Абсорбция на стекающей пленке жидкости
в неизотермических условиях
Накоряков В. Е., Мезенцев И. В., Мелешкин А. В., Елистратов Д. С., Чернов А. А.,
Мезенцева Н. Н. Получение газогидрата фреона R134a при вводе жидкого азота в
объём воды
Сармин Д. В., Угланов Д. А., Цапкова А. Б., Шиманов А. А. Численное моделиро-
вание тепловых процессов в баллоне с криогенной заправкой 43

Научное издание

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ

Том 1

XV Минский международный форум по тепло- и массообмену

23 – 26 мая 2016 г.

Ответственный за выпуск И. Г. Гуревич

Подписано в печать 27.04.2016. Формат 60×84 1/8. Бумага офисная. Гарнитура Times New Roman. Усл. печ. л. 51,50. Уч.-изд. л. 49,72. Тираж 280 экз. Заказ 17.

Издатель и полиграфическое исполнение: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя печатных изданий № 1/275 от 04.04.2014. ЛП № 02330/451 от 18.12.2013. ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск