СОДЕРЖАНИЕ

_

_

Том 60, номер 3, 2022

Академик Александр Иванович Леонтьев (к 95-летию со дня рождения)	323
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ	
Формирование и разлет токовых филаментов при распаде цилиндрической области плазмы с горячими электронами, нагретыми у поверхности раздела холодной плазмы и вакуума	
А. Н. Степанов, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, А. А. Нечаев	325
Нелинейные плазменные нагрузки с питанием от взрывомагнитных генераторов в режиме растущей мощности	
А. В. Козлов, А. В. Маштаков, А. В. Шурупов, А. Н. Гусев, В. Е. Завалова, М. А. Шурупов, Н. П. Шурупова, А. М. Житлухин, В. П. Бахтин	331
О плазмохимической переработке мелкодисперсных частиц монооксида кремния в аргон-водородных плазменных потоках	
А. С. Скрябин, А. Е. Сычев	339
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ	
Размерные зависимости теплофизических свойств наночастиц. Поверхностное натяжение	
А. Г. Кузамишев, М. А. Шебзухова, К. Ч. Бжихатлов, А. А. Шебзухов	343
Теплофизические свойства гексафторида урана. Свойства в области разреженного газа	
В. В. Малышев	350
Поверхностные свойства расплавов бинарных систем <i>р</i> -металлов	
3. Х. Калажоков, Х. Х. Калажоков	358
Крутильно-колебательный вискозиметр для нелинейных жидкостей в режиме вынужденных колебаний	
И. В. Елюхина	367
Влияние размеров и структуры сажевых частиц, синтезированных при пиролизе и горении углеводородов, на их оптические свойства	
Е. В. Гуренцов, А. В. Дракон, А. В. Еремин, Р. Н. Колотушкин, Е. Ю. Михеева	374
Исследование изотермического окисления покрытий βNiAl применительно к авиационным двигателям	
Ali Dad Chandio, Asif Ahmed Shaikh, Haseeb Ahmed	385
Моделирование горячей штамповки сплава инконель 718 с использованием определяющих уравнений	
Mohamed Ghat, Ahmed S. Afify	393

ТЕПЛОМАССООБМЕН И ФИЗИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

Исследования гидродинамики теплоносителя за перемешивающими решетками-интенсификаторами тепловыделяющих сборок реактора PWR	
С. М. Дмитриев, А. А. Добров, Д. В. Доронков, Д. С. Доронкова, М. А. Легчанов, А. Н. Пронин, А. В. Рязанов, А. Е. Хробостов	399
Разработка и исследование контурных тепловых труб с плоскими испарителями	
Ю. Ф. Майданик, С. В. Вершинин	407

Измерения полей концентрации частиц при обтекании затупленного тела двухфазным потоком	
А. Ю. Вараксин, А. А. Желебовский, А. А. Мочалов	415
Динамика детонационных волн при наклонном падении на границу пузырьковой жидкости	
И. К. Гималтдинов, А. С. Родионов, Е. Ю. Кочанова	421
Исследование воздействия высокоэнтальпийного воздушного потока на эффективность защитного действия антиокислительного покрытия для углеродсодержащих композиционных материалов	
С. А. Евдокимов, Г. В. Ермакова, А. Н. Гордеев, А. Ф. Колесников	428
Моделирование искусственного замораживания породного массива в условиях неоднородной минерализации поровых вод	
М. А. Семин, Л. Ю. Левин, М. С. Желнин, О. А. Плехов	434

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

Метод измерения коэффициента теплоотдачи на плоской стенке

И. А. Давлетшин, Н. И. Михеев, А. А. Паерелий, Р. Р. Шакиров

443

НОВАЯ ЭНЕРГЕТИКА

Энергоэффективная торрефикация с использованием управляемой	
экзотермической реакции	

В. М. Зайченко, А. Л. Шевченко

ОБЗОР

Коэффициент восстановления температуры в сжимаемом турбулентном пограничном слое

А. И. Леонтьев, В. Г. Лущик, М. С. Макарова, С. С. Попович

455

448

АКАДЕМИК АЛЕКСАНДР ИВАНОВИЧ ЛЕОНТЬЕВ (К 95-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

DOI: 10.31857/S0040364422030164



24 мая 2022 года члену редколлегии журнала "Теплофизика высоких температур" академику Александру Ивановичу Леонтьеву исполнилось 95 лет.

Александр Иванович родился 24 мая 1927 г. в Ленинграде в семье студентов Лесотехнической академии.

В 1944 г. А.И. Леонтьев поступил в Московский авиационный институт (МАИ). По окончании МАИ в 1950 г. в лаборатории термогидродинамики двухфазных потоков Энергетического института им. Г.М. Кржижановского (ЭНИН) началась собственно научная деятельность А.И. Леонтьева. В период работы в ЭНИНе А.И. Леонтьев занимался исследованием процессов охлаждения жидкостных ракетных двигателей.

В частности, им были выявлены эффекты ламинаризации турбулентного пограничного слоя в области критического сечения сопла и введено понятие эффективности газовой завесы, впервые получены экспериментальные данные по эффективности газовой завесы в сверхзвуковом сопле и предложена расчетная формула.

В 1959 г. А.И. Леонтьев был приглашен в Новосибирск, во вновь создаваемый Институт теплофизики СО АН СССР. К наиболее интересным научным результатам, полученным им за время работы в Сибирском отделении, можно отнести, прежде всего, создание совместно с С.С. Кутателадзе, оказавшим решающее влияние на весь дальнейший творческий путь Александра Ивановича, асимптотической теории пристенной турбулентности. Уникальный результат этой теории разработан для случая проницаемой поверхности и нашел применение во многих практических приложениях.

В 1962 г. вышла в свет монография С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьева "Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа", в которой авторы подробно изложили разработанную ими асимптотическую теорию турбулентного пограничного слоя.

В 1968 г. А.И. Леонтьев вернулся в Москву на должность заведующего лабораторией в отделе массообмена Института высоких температур АН СССР. С этого же года по совместительству Александр Иванович работает в Московском государственном техническом университете им. Н.Э. Баумана на кафедре газотурбинных двигателей (с 1979 по 1998 гг. он являлся заведующим кафедрой).

В 1972 г. издана монография С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьева "Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое", в которой систематизированы и рассмотрены многие приложения асимптотической теории пограничного слоя.

Занимаясь исследованиями внутрикотловых процессов, в частности кипения воды в трубах и массопереноса при отложении солей на внутренней поверхности труб, А.И. Леонтьев предложил новую физическую модель парожидкостной смеси в области распространенного кризиса, которая позволила успешно обобщить экспериментальные данные по температурному режиму прямоточных парогенераторов. Используя предельные законы тепломассообмена, Александр Иванович разработал методику расчета предельного солесодержания на входе в парогенерирующий канал. За основы проектирования низконапорных систем отвода тепла предельной мощности с естественной циркуляцией А.И. Леонтьеву с коллегами в 1987 г. присуждена премия АН СССР им. И.И. Ползунова — одна из самых престижных премий в области теплотехники.

В ОИВТ РАН Александр Иванович продолжает исследования по влиянию вдува и отсоса массы на теплообмен, не теряя при этом тесной связи со своими сибирскими коллегами. За цикл работ по изучению завесного охлаждения ему с соавторами в 1988 г. присуждается Государственная премия РСФСР в области науки и техники.

Разработанные А.И. Леонтьевым методы широко используются в расчетах теплообмена при пористом охлаждении, при выгорании теплозащитных покрытий, при конструировании систем охлаждения газотурбинных установок, при проектировании и конструировании различных энергоустановок.

Начиная с 1994 г., А.И. Леонтьев является членом Научного и Исполнительного комитетов Международного центра по тепло- и массообмену (International Centre of Heat and Mass Transfer), а с 2002 по 2006 гг. был его вице-президентом. За особые достижения в области исследований тепломассообмена и развитие международных связей он получил награды от Международного центра по тепло- и массообмену: в 1994 г. – Fellowship Award, в 2002 г. – медаль А.В. Лыкова.

В 1998 г. А.И. Леонтьеву за выдающиеся достижения в области теории теплообмена вручена престижная медаль Макса Якоба, учрежденная Американскими обществами инженеров-механиков и инженеров-химиков.

В 2007 г. он избран иностранным членом национальной Инженерной академии США.

В 2010 г. за открытие новых законов и работы в области исследования процессов турбулентного тепломассообмена, создание получивших широкое распространение в отечественной и зарубежной практике инженерных методов расчета систем охлаждения перспективных энергоустановок различного назначения получил Международную премию "Глобальная энергия".

В 2012 г. академику Леонтьеву присуждена премия Правительства РФ в области науки и техники за работу "Разработка эффективных устройств и вихревых технологий в энергетике".

Александр Иванович ведет большую научно-организационную деятельность, являясь председателем Национального комитета РАН по тепломассообмену, председателем Президиума Российских национальных конференций по теплообмену (с 1994 г. по настоящее время), он входит в состав редакционных коллегий ряда известных отечественных и зарубежных научных журналов.

Академик А.И. Леонтьев и в настоящее время является активным генератором научных и технических идей. Предложенный им метод температурной стратификации сверхзвуковых газовых потоков лег в основу изобретения, запатентованного под названием "Устройство безмашинной тепловой стратификации газа (труба Леонтьева)", создающего принципиально новую возможность реализации цикла Карно в холодильной установке с газовым рабочим телом. По этой тематике проводится широкий круг экспериментальных и теоретических исследований в тесной кооперации МГТУ им. Н.Э. Баумана и Института механики Московского государственного университета.

Выдающийся российский ученый, основатель научной школы теплофизики в области теории тепломассообмена в энергетическом оборудовании, автор множества пионерских работ, получивших признание мирового научного сообщества, Александр Иванович необыкновенно демократичен в быту. Доброжелательность к людям, исключительное обаяние, искрометный юмор и огромный интеллект делают общение с ним необычайно привлекательным для его учеников и последователей. Им подготовлено более 120 кандидатов и 35 докторов наук. Получила международное признание Школа-семинар молодых ученых-теплофизиков, проводимая с 1977 г. под его руководством (на сегодня проведены 23 школы-семинара).

А.И. Леонтьев — автор более 500 научных публикаций, изобретений и патентов, а также 15 монографий и учебников. Награжден орденом "Знак Почета" (1967), орденом Дружбы (2005) и другими наградами.

В течение многих лет являясь членом редколлегии журнала "Теплофизика высоких температур", академик Леонтьев принимает активное участие в рассмотрении рекомендуемых к публикации статей. Он готов обсуждать возникшие проблемные вопросы и между заседаниями редколлегии, и его авторитетное мнение зачастую помогает оценить значимость и новизну отраженного в авторских работах материала. На страницах журнала регулярно публикуются работы А.И. Леонтьева с соавторами.

Редколлегия журнала "Теплофизика высоких температур" от всей души желает ему крепкого здоровья, новых научных идей и достижений на благо российской и мировой науки. —— ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ———

УДК 533.9...16+533.951+537.86

ФОРМИРОВАНИЕ И РАЗЛЕТ ТОКОВЫХ ФИЛАМЕНТОВ ПРИ РАСПАДЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ, НАГРЕТЫМИ У ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ И ВАКУУМА

© 2022 г. А. Н. Степанов^{1,} *, М. А. Гарасёв¹, В. В. Кочаровский², Вл. В. Кочаровский^{1,} **, А. А. Нечаев¹

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия ²Кафедра физики и астрономии, Техасский А&M университет, Колледж Стэйшен, США *E-mail: step@ufp.appl.sci-nnov.ru **E-mail: kochar@ipfran.ru Поступило в редакцию 30.11.2021 г. После доработки 10.02.2022 г. Принято к публикации 15.02.2022 г.

На основе двух- и трехмерного численного моделирования предсказано новое физическое явление при распаде вытянутой области плазмы с горячими электронами, образованной в результате абляции мишени в вакууме фемтосекундным лазерным импульсом, сфокусированным на ее поверхность цилиндрической линзой в полосу шириной от нескольких до сотни микрон. Установлено, что как в отсутствие, так и при наличии внешнего магнитного поля (величиной до ~10³ Тл), ориентированного вдоль поверхности мишени в направлении оси полуцилиндра с разогретыми до кэВ-энергий электронами, возможно множественное образование тонких филаментов электронного тока и их дальнейший разлет вместе с облаком холодной плазмы. Показано, что неоднородная система подобных филаментов с поперечными размерами от нескольких до десятков микрон развивается благодаря неустойчивости вейбелевского типа вследствие анизотропного остывания разлетающегося облака электронов и существует на временах от пикосекунд до наносекунд, создавая локализованные магнитные поля величиной от единиц до нескольких сотен Тл.

DOI: 10.31857/S0040364422020089

ВВЕДЕНИЕ

Абляция поверхностных слоев различных мишеней сфокусированными на них фемтосекундными импульсами излучения тера- и петаваттных лазеров (см., например, [1-4]) позволяет проводить экспериментальные исследования широкого круга быстропротекающих кинетических процессов в сильно неравновесной лазерной плазме, содержащей достаточно холодные ионы (с энергиями от долей до десятков эВ) и гораздо более горячие электроны (с энергиями от долей до десятков кэВ) [5]. Важнейшее свойство такой плазмы, делающее исследования происходящих в ней явлений особенно актуальными и привлекательными, в том числе для интерпретации аналогичных явлений в космической плазме, состоит в несущественной роли кулоновских столкновений для энергичных электронов, чье движение во многом определяет возникновение и свойства токовых структур на кинетических масштабах и динамику плазмы в целом. Так, для типичных концентраций первоначально созданной лазером плазмы $10^{20}-10^{22}$ см⁻³, в которой толщина скин-слоя

0.5-0.05 мкм, длина свободного пробега кэВ-электронов составляет [6] соответственно 1-0.01 мм и вполне может превышать характерные размеры разогретой области на поверхности мишени. Сказанное тем более справедливо для более разреженной плазмы на дальнейших этапах разлета облака горячих электронов и следующих за ними более тяжелых ионов, где, как будет ясно из нижеследующего, могут присутствовать структуры бесстолкновительной плазмы с типичными размерами порядка единиц-десятков микрон (в 10-100 раз превышающими дебаевский радиус). Имеющиеся там столкновения немногочисленных холодных частиц (с энергиями десятки эВ) между собой и с горячими электронами несущественны на временах и масштабах развития интересующей нас вейбелевской неустойчивости, обусловленной анизотропным остыванием горячих электронов.

Как крупномасштабные (вплоть до миллиметров), так и мелкомасштабные (начиная с микронов) токовые структуры и создаваемые ими магнитные поля (от долей Тл до кТл) при расширении указанной лазерной плазмы в вакуум, когда ударная волна отсутствует, неоднократно исследовались и экспериментально, и путем численного моделирования (например, [1, 7]). В этих и других работах был выявлен ряд апериодических неустойчивостей неравновесной плазмы и соответствующих кинетических механизмов создания и структурирования токов в ней, включая так называемые фонтанный [1, 8, 9], вейбелевский (филаментационный и температурный) [10-13], механизм батареи Бирмана [13] и др. В частности, обсуждалась роль относительного движения, т.е. потоков тех или иных фракций частиц и общей анизотропии распределения электронов по скоростям, делающих невозможным применение магнитогидродинамического приближения или известных аналитических подходов в рассматриваемой задаче о разлете неоднородно нагретой плазмы в вакуум и самосогласованной генерации сильных магнитных полей со сложной пространственновременной структурой. (О динамике электронной вейбелевской неустойчивости и вызванной ею генерации магнитного поля при наличии фоновой холодной плазмы с концентрацией, достаточной для образования бесстолкновительной ударной волны, см. работы [14, 15] и указанные там ссылки.)

В отличие от предшествующих работ, где обычно речь шла о фокусировке лазерного пучка в пятно круглой или не сильно вытянутой овальной формы, в настоящем исследовании предлагается осуществить эксперимент и провести моделирование для лазерной абляции с сильно вытянутой областью нагрева на поверхности мишени, т.е. по существу в предельном случае - с цилиндрической фокусировкой лазерного излучения в узкую полосу вдоль оси z шириной $2r_0$, например от 5 до 100 мкм. Вдоль этой полосы может быть направлено также внешнее магнитное поле B_0 с плотностью энергии значительно меньше плотности энергии разогретых электронов n₀T (с начальной концентрацией n₀ и температурой T, измеряемой в энергетических единицах). В такой геометрии разлет горячих электронов будет сопровождаться их эффективным остыванием благодаря расширению потока в направлениях поперек указанной полосы уже на расстояниях порядка ее ширины, тогда как в направлении вдоль полосы их температура не будет меняться, по крайней мере до тех пор, пока не будет сгенерировано и не вступит в действие сильное магнитное поле.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы показать, что возникающая температурная анизотропия распределения электронов по скоростям ведет к формированию и длительному существованию многочисленных мелкомасштабных филаментов электронных токов, которые текут в основном вдоль указанной разогретой полосы, а также постепенно деформируются и радиально смещаются поперек нее вместе с потоком расширяющейся неоднородной плазмы.

Параллельное указанной полосе внешнее магнитное поле, если оно присутствует, не мешает возникновению данной температурной анизотропии и вытесняется потоком плазмы из занимаемой ею области посредством образования крупномасштабных токов или токовых слоев, а следовательно, не препятствует формированию тонких филаментов электронного тока. Более того, последние могут создавать локальные магнитные поля, значительно превышающие внешнее поле. Достаточно сильное магнитное поле, направленное поперек указанной нагретой полосы, подавляло бы формирование подобных филаментов и само возникновение необходимой температурной анизотропии, хотя по-прежнему мало влияло на расширение плазмы при выполнении постав-

ленного условия $B_0^2/(8\pi) \ll n_0 T$ (этой теме будет посвящена отдельная работа).

ОСОБЕННОСТИ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Решение задачи о распаде неоднородного разрыва плазма—вакуум проводилось методом частиц в ячейках при помощи кода ЕРОСН [16]. Для определенности считалось, что в начальный момент времени электроны с концентрацией $n(y < 0) = n_0$, находящиеся ниже плоскости разрыва y = 0 (т.е. поверхности мишени) неоднородно разогреты до температуры, не зависящей от координаты *z* вдоль освещаемой лазером полосы (шириной $2r_0$) и распределенной по закону T_e (y < 0) = $T_i + (T - T_i)\exp(-r/r_0)^2$, где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$, $T_i = 10$ эВ – температура окружающей холодной плазмы (равная температуре ионов). Максимум T = 1 кэВ достигается в точке x = 0, y = 0.

Начальный радиус указанного разогретого полуцилиндра выбирался равным $r_0 = 25$ мкм для расчетов с концентрацией плазмы $n_0 = 10^{20}$ см⁻³ и $r_0 = 5$ мкм для расчетов с $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$ см⁻³. Размер области упрощенного 2D-расчета в плоскости ху (без учета зависимости от координаты z) составлял $L_x L_y = 240 \times 240$ мкм² и 36 × 36 мкм² соответственно, причем в обоих случаях счетная сетка состояла из 1200 × 1200 ячеек. Размер области полного 3D-расчета составлял $L_x L_y L_z = 40 \times$ $\times 40 \times 40$ мкм³ с сеткой из 400 $\times 400 \times 400$ ячеек. Начальный слой плазмы всегда занимал нижнюю четверть (y < 0). Исходное затравочное электромагнитное поле определялось вычислительными шумами. Плазма моделировалась набором равного количества электронов и ионов с полным числом макрочастиц до нескольких миллиардов. Начальные распределения частиц по скоростям задавались кодом ЕРОСН случайным образом в соответствии с их локальной температурой $T_{e,i}$.

Основные расчеты с перечисленными параметрами плазмы и контрольные расчеты для ряда других параметров, в том числе при наличии внешнего магнитного поля, параллельного оси z, как правило, велись до момента времени $T_f = 25000/\omega_{pe}$ и 50000/00 при специально заниженном (для ускорения счета) отношении массы иона к массе электрона M/m = 100 и 400 соответственно. Здесь $\omega_{ne} =$ $= (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$ – плазменная частота (e – элементарный заряд). Результаты для двух указанных отношений качественно совпадали, по существу отличаясь лишь темпом расширения плазмы, пропорциональным (Т/М)^{1/2}, т.е. ионно-звуковой скорости (на рисунках ниже расчеты даны при M/m = 100, когда $(T/M)^{1/2} \sim 10^6$ м/с). Для реальных экспериментов по абляции мишеней с бо́льшим на один-два порядка отношением масс M/m указанные времена T_f масштабируются пропорционально и могут составлять десятки или сотни пикосекунд.

На торцевых и боковых стенках расчетной области $z = \pm L_z/2$ и $x = \pm L_x/2$, параллельных плоскостям *xy* и *yz* соответственно, использовались периодические граничные условия для частиц и полей. На нижней стенке $y = -L_y/4$ частицы отражались, а поля свободно выходили (поглощались); на верхней стенке $y = 3L_y/4$ свободно выходили и частицы, и поля. В тестовых расчетах было проверено, что за интересующее время ~50 пс холодная плазма увеличивает свою температуру благодаря "численному нагреву" (из-за некорректности кода ЕРОСН) менее чем на 5%, что по существу не влияет на полученные ниже физические результаты.

ГЕНЕРАЦИЯ ВЕЙБЕЛЕВСКИХ ТОКОВ В ПРОЦЕССЕ АНИЗОТРОПНОГО ОСТЫВАНИЯ РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В отличие от проведенных ранее расчетов разлета плазмы с горячими электронами в вакуум (см., например, [17–19]) в поставленной задаче с сильно вытянутой вдоль оси z областью разогрева быстро возникает значительная температурная анизотропия распределения электронов из-за их более энергичного остывания при расширении поперек этой оси [14, 20]. В результате становится неизбежной вейбелевская температурная неустойчивость, в основном с волновыми векторами, ортогональными оси z (см. также [21-23]). Развитие неустойчивости, согласно результатам расчетов авторов в широкой области параметров, уже на пикосекундных временах ведет к формированию мелкомасштабных филаментов плотности электронного тока, вытянутых преимущественно вдоль этой оси и существующих на длительных, возможно наносекундных, временах по крайней мере до тех пор, пока у электронов сохраняется нужная температурная анизотропия. Для указанных выше типичных параметров количество филаментов исчисляется десятками и они могут занимать бо́льшую часть области разлетающейся плазмы, поперечные размеры которой постепенно увеличиваются от сотых долей до нескольких миллиметров.

Иллюстрация, полученная из упрощенного двумерного расчета, приведена на рис. 1, где ось z ортогональна плоскости рисунка, момент времени t = 28 пс. Соседние филаменты, как правило, имеют противоположные направления тока, а магнитные поля в промежутках между ними достигают в зависимости от параметров плазмы величин от долей до сотен Тл. Такие поля отвечают насыщению [23] вейбелевской неустойчивости и для них, что о ней и свидетельствует, гирорадиус энергичных электронов обычно порядка или немного больше радиуса филаментов тока; на рис. 1 радиусы филаментов ≈3-5 мкм, их токи $J \sim 50-200$ А и поля $B \sim 5-10$ Тл. Вместе с тем, как ясно из рис. 1а, магнитные поля внутри филаментов сильно ослаблены, а концентрация плазмы, как показывают расчеты, там значительно (до двух раз) повышена в соответствии с законом примерного постоянства суммы давления магнитного поля и кинетического давления частиц в рассматриваемой квазистатической задаче (подобно *z*-пинчам). Внутри филаментов сначала имеется и долго может сохраняться более высокий уровень температурной анизотропии распределения электронов (см. рис. 1б), поскольку именно сильное магнитное поле вне филаментов за счет силы Лоренца эффективно "перекачивает" тепловую энергию движения частиц из направления вдоль оси *z* в поперечные направления вдоль осей *x*, *y*.

Различные от расчета к расчету начальные флуктуации полей и частиц, экспоненциально нарастая благодаря неустойчивости. приводят к немного различным филаментам тока. Согласно оценкам авторов, аналогичным [14], характерный поперечный размер филамента определяется оптимальным масштабом вейбелевской неустойчивости, который обратно пропорционален локальной концентрации плазмы и корню из параметра возникшей температурной анизотропии электронов $A = T_z/T_{x,y} - 1$, оказывающемуся в типичных условиях порядка 0.1-1. Соответственно, типичный радиус филамента тока находится в пределах от единиц до десятков микрон и постепенно увеличивается в процессе сноса вместе с расширяющейся в вакуум плазмой вследствие уменьшения



Рис. 1. Амплитуда магнитного поля (а) и коэффициент температурной анизотропии (б) для 2D-расчета разлета холодной плазмы в момент времени 28 пс: начальные концентрация плазмы $n_0 = 10^{20}$ см⁻³ и радиус полуцилиндра разогретых электронов $r_0 = 25$ мкм; белый цвет вверху (б) – область, в которой нет частиц плазмы и поэтому температурную анизотропию определить невозможно.

как ее концентрации, так и температурной анизотропии электронов.

Более детальное трехмерное моделирование демонстрирует, что со временем (особенно, как ожидается, для времен 0.1-1 нс) филаменты тока не только расширяются и ослабляются, но и сильно искривляются, а также испытывают разрывы как благодаря кинетическому разлету электронов и постепенному нарастанию наклонных к оси *z* мод вейбелевской неустойчивости, так и вследствие неоднородности потока плазмы и взаимодействия филаментов друг с другом посредством создаваемых ими квазистатических магнитных и индукционных электрических полей. Подобным явлениям будет посвящено численное моделирование в дальнейших работах.

ДИНАМИКА МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ФИЛАМЕНТОВ ТОКА ПРИ НАЛИЧИИ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ИМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Явление формирования филаментов электронного тока и начальный этап их существенно трехмерной эволюции в рассматриваемой геометрии разлета разогретого полуцилиндра лазерной плазмы исследовались и при наличии направленного вдоль него внешнего магнитного поля B_0 . Если это поле очень слабое (много меньше 1 Тл для принятых параметров плазмы), то его влияние на динамику филаментов тока и магнитных полей внутри облака разлетающейся плазмы практически исключается. В таком случае внешнее поле быстро вытесняется токами в плазме, а гирорадиус энергичных электронов в остающемся после вытеснения среднем магнитном поле B_r оказывается значительно больше оптимального масштаба вейбелевской неустойчивости.

В магнитных полях бо́льшей величины (но еще не останавливающих взрывного распада первоначального разрыва в плазме, т.е. при $B_0 \ll (8\pi n_0 T)^{1/2}$ или $B_0 < 10^3$ Тл) явление образования многочисленных тонких филаментов тока сохраняется, но их свойства и темп образования уже зависят от величины этого поля, поскольку оно влияет на крупномасштабное движение потоков энергичных электронов и характер их остывания при расширении в вакуум, а следовательно, на пространственное распределение, темп формирования, типичную силу тока и поперечный







Рис. 3. Компонента магнитного поля $B_z - B_0$ для того же расчета, что и на рис. 2.

размер отдельных филаментов. На рис. 2 для весьма плотной плазмы при сильном магнитном поле $B_0 = 250$ Тл, в котором гирорадиус кэВ-электронов ≈ 0.4 мкм, представлен пример расчета, в котором филаменты плотности тока образуются горячими электронами уже за пикосекунды и имеют поперечные размеры $2r \sim 2-5$ мкм, силу тока $J \sim 100$ А и магнитные поля $B \sim 20-50$ Тл.

На их дальнейшую эволюцию и размывание влияет крупномасштабное магнитное поле, которое остается в неоднородной разлетающейся плазме после вытеснения однородного внешнего поля и в среднем оказывается во много раз меньше последнего (~30 Тл для рис. 2, 3), но достаточным как для создания неоднородности и ограничения среднего уровня температурной анизотропии распределения электронов, так и для деформации и уменьшения времени жизни длинных мелкомасштабных филаментов тока. Более или менее регулярное ослабление продольного магнитного поля B_{7} , продемонстрированное на рис. 3, происходит благодаря возбуждению соленоидальных крупномасштабных токов в значительном объеме облака плазмы. Существенно, однако, что указанное остающееся в плазме поле и эволюционирующие филаменты тока становятся неоднородными как по величине, так и по направлению, в том числе из-за наличия крупномасштабных потоков горячих электронов и асимметрии действующей на них силы Лоренца со стороны общего магнитного поля. К сожалению, ограниченный объем статьи не позволяет изложить многообразные детали исследованного явления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты динамики возникновения и эволюции мелкомасштабных филаментов тока, крупномасштабных токовых структур и согласованного магнитного поля для рассматриваемого разлета достаточно холодной плазмы в вакуум при наличии полуцилиндрической области горячих электронов вблизи поверхности разрыва проведены как в полностью трехмерной, так и в упрощенной двумерной постановке задачи для целого ряда параметров плазмы и величин внешнего магнитного поля. Вся совокупность результатов численного моделирования и качественных аналитических оценок свидетельствует о существовании явления образования и мелкомасштабной филаментации токов горячих электронов при их расширении в вакуум, обусловленного температурной вейбелевской неустойчивостью из-за анизотропного остывания этих электронов. Целью настоящей работы является привлечение внимания к данному явлению, которое заслуживает дальнейшего теоретического анализа и экспериментального наблюдения. Несмотря на специальный, квазиодномерный характер геометрии исследованной задачи, предсказанное явление может представлять интерес для целого ряда процессов в лазерной и космической плазме со слабыми межчастичными столкновениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с ОИВТ РАН № 075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г.). Численные расчеты проводились с использованием ресурсов ЦКП ВР МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Albertazzi B., Chen S.N., Antici P., Böker J., Borghesi M., Breil J., Dervieux V. et al. Dynamics and Structure of Self-generated Magnetics Fields on Solids Following High Contrast, High Intensity Laser Irradiation // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. № 12. 123108.
- Гарасев М.А., Корытин А.И., Кочаровский В.В., Мальков Ю.А., Мурзанев А.А., Нечаев А.А., Степанов А.Н. Особенности генерации бесстолкновительной электростатической ударной волны в плазме при лазерной абляции // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 3. С. 148.
- 3. Струлёва Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И. Термомеханическая абляция титана при фемтосекундном лазерном воздействии // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 529.
- 4. Струлёва Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И. Поведение тантала вблизи критической точки при фемтосекундном лазерном нагреве // ТВТ. 2021. Т. 59. № 1. С. 148.
- 5. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма. М.: МИФИ, 2003. 400 с.
- 6. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
- Quinn K., Romagnani L., Ramakrishna B., Sarri G., Dieckmann M.E., Wilson P.A., Fuchs J. et al. Weibel-induced Filamentation During an Ultrafast Laser-driven Plasma Expansion // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 135001.
- 8. Sakagami Y., Kawakami H., Nagao S., Yamanaka C. Two-Dimensional Distribution of Self-generated Mag-

netic Fields near the Laser-plasma Resonant-interaction Region // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 839.

- Kolodner P., Yablonovitch E. Two-dimensional Distribution of Self-generated Magnetic Fields near the Laser-plasma Resonant-interaction Region // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1402.
- Silva L.O. Physical Problems (Microphysics) in Relativistic Plasma Flows // AIP Conf. Proc. 2006. V. 856. P. 109.
- Dieckmann M.E. The Filamentation Instability Driven by Warm Electron Beams: Statistics and Electric Field Generation // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 124042.
- Ruyer C., Gremillet L., Debayle A., Bonnaud G. Weibelmediated Collisionless Shocks in Laser-irradiated Dense Plasmas: Prevailing Role of the Electrons in Generating the Field Fluctuations // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 032102.
- Schoeffler K.M., Silva L.O. General Kinetic Solution for the Biermann Battery with an Associated Pressure Anisotropy Generation // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 014048.
- 14. Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля при расширении сгустка бесстолкновительной плазмы с горячими электронами // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62. № 12. С. 932.
- Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Степанов А.Н., Кочаровский Вл.В. Формирование слоя уплотнения в бесстолкновительной электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в холодную и разреженную // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 8. С. 694.

- Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A., Ramsay M.G., Sircombe N.J., Gillies P. et al. Contemporary Particle-in-cell Approach to Laser-plasma Modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 113001.
- Dieckmann M.E., Moreno Q., Doria D., Romagnani L., Sarri G., Folini D., Walder R. et al. Expansion of a Radially Symmetric Blast Shell into a Uniformly Magnetized Plasma // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 052108.
- Fox W., Matteucci J., Moissard C., Schaeffer D.B., Bhattacharjee A., Germaschewski K., Hu S.X. Kinetic Simulation of Magnetic Field Generation and Collisionless Shock Formation in Expanding Laboratory Plasmas // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 102106.
- 19. Moreno Q., Aruado A., Korneev Ph., Li C.K., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., d'Humières E., Weber S. Shocks and Phase Space Vortices Driven by a Density Jump between Two Clouds of Electrons and Protons // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 122106.
- Thaury C., Mora P., Heron A., Adam J.C. Self-generation of Megagauss Magnetic Fields During the Expansion of a Plasma // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. № 1. P. 016408.
- 21. *Weibel E.S.* Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2. P. 83.
- 22. Дэвидсон Р. Основы физики плазмы / Под ред. Галеева А.А., Судана Р. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 443.
- Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Мартьянов В.Ю., Тарасов С.В. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме // УФН. 2016. Т. 186. С. 1267.

2022

УДК 533.9 + 621.373.9

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ НАГРУЗКИ С ПИТАНИЕМ ОТ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ В РЕЖИМЕ РАСТУЩЕЙ МОЩНОСТИ

© 2022 г. А. В. Козлов¹, А. В. Маштаков¹, А. В. Шурупов¹, А. Н. Гусев¹, В. Е. Завалова^{1, *}, М. А. Шурупов¹, Н. П. Шурупова¹, А. М. Житлухин², В. П. Бахтин²

¹Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия ²АО "Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" (АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"), Москва, Россия

**E-mail: zavalova@fites.ru* Поступила в редакцию 29.04.2021 г. После доработки 02.09.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

Приведены экспериментальные и теоретические исследования эффективных источников питания для плазменных нагрузок типа импульсного плазменного ускорителя. Актуальной задачей исследований является повышение мощности источника питания плазменных нагрузок при сохранении условий их согласованной работы и, как следствие, увеличение полного энерговклада в плазменные образования импульсного плазменного ускорителя. Представлены сравнительные характеристики работы ускорителя при использовании источников питания на основе емкостных накопителей и взрывомагнитных генераторов спирального типа с устройством формирования импульса тока. Описана методика, позволяющая путем проведения серии предварительных экспериментов с высоковольтными емкостными накопителями и расчетов по полуэмпирическим моделям отработать оптимальные режимы работы импульсного плазменного ускорителя, чтобы в дальнейшем перейти к взрывным экспериментам с генераторов. Целью такого подхода является согласование выходных параметров взрывомагнитных генераторов с динамикой движения плазмы в ускорителе. Представлена серия лаборатора взрывомагнитных генераторов к импульсного подхода является согласование выходных параметров взрывомагнитных генераторов с динамикой движения плазмы в ускорителе. Представлена серия лабораторных экспериментов по эффективной передаче энергии от взрывомагнитных генераторов к импульсному плазменном ускорителю при уровнях токов в плазменной нагрузке свыше 3.5 MA.

DOI: 10.31857/S0040364422010306

введение

Поиск эффективных источников энергии для современных мощных плазменных установок был и остается актуальной прикладной задачей импульсной электрофизики. Среди практических приложений этого направления: генерация рентгеновского излучения, моделирование и исследование динамики плазменных струй в ионосфере, модификация поверхностей конструкционных материалов, исследования эрозии металлических образцов при воздействии интенсивных потоков плазмы, а также стратегически важные задачи термоядерного синтеза. Для всех этих приложений очень важно решить задачу получения однородных и стабильных высокоэнергетичных плазменных потоков. Решение этой задачи невозможно без повышения мощности источников питания и эффективности передачи энергии от них в нагрузку. Традиционными источниками энергии для плазменных нагрузок являются емкостные накопители (ЕН) [1-6], которые, как правило, представляют собой достаточно масштабные сооружения. Для некоторых импульсных плазменных нагрузок мегаамперного уровня

тока, таких как импульсный плазменный ускоритель (ИПУ) и плазменный фокус, применение источников в виде ЕН не является оптимальным. Поскольку в процессе работы индуктивность таких нагрузок увеличивается, то для поддержания большой амплитуды тока в нагрузке требуется рост мощности источника. Емкостные накопители обладают наибольшей мощностью при наибольшем значении напряжения, поэтому в процессе работы на ИПУ их мощность только падает. В сравнении с ЕН взрывомагнитные генераторы (ВМГ) [7-12] обладают рядом преимуществ. В более ранних исследованиях, в частности в [12], было показано, что максимальная мощность ВМГ достигается в конце его работы, что позволяет поддерживать и даже увеличивать ток в процессе работы ИПУ при существенном изменении его индуктивности. Указанное преимущество позволило эффективно согласовать работу источника питания на основе ВМГ и плазменную нагрузку. Являясь регулируемым источником тока, ВМГ позволяет оптимизировать как процесс переключения тока в нагрузку, так и процесс передачи в нее энергии во избежание слишком больших перенапряжений в нагрузке.

Кроме того, использование в составе ВМГ устройств формирования импульса тока дает возможность управлять темпами ввода энергии в нагрузку, что позволяет избегать перенапряжений и паразитных пробоев [12]. Мощность ВМГ можно увеличить, применяя более эффективные взрывчатые вещества (ВВ), геометрию и принцип намотки спирали генератора, а также сокращая фронт импульса тока за счет синхронизации коммутирующих устройств. В предложенной конструкции ВМГ схема формирования импульса тока включает в себя взрывной размыкатель, твердотельный замыкатель и регулируемую остаточную индуктивность ВМГ, перестройка которой обеспечивает рост мошности источника питания на завершающей стадии работы ВМГ [12, 13]. Переменная нелинейная составляющая импеданса нагрузки генератора определяется движущимся в пределах электродной системы ИПУ плазменным образованием и имеет индуктивный характер. В расчетных моделях это плазменное образование принято называть токовой оболочкой. Динамика движения токовых оболочек отличается ускоренным движением под действием собственного магнитного поля, которое сопровождается увеличением скорости роста индуктивности.

Данная работа является продолжением предыдущих исследований, результаты которых представлены в [12–14]. Моделирование и расчет были дополнены уравнением для динамики изменения сосредоточенной массы токовой оболочки, а эксперименты – параллельной схемой подключения двух ИПУ. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений токов, напряжений и подведенной к нагрузке мощности показало их хорошее согласие вплоть до момента распада токовой оболочки. Измеренные амплитуды тока в нагрузке составили порядка 3.5 МА, фронт импульса тока – до 12 мкс, а увеличение эффективности передачи энергии позволило довести энергию плазменного потока до 0.5 МДж, что почти в пять раз превышает результат, полученный ранее в [12]. В работе приводятся обоснования применения полуэмпирической модели расчета параметров ИПУ и предложенной методики исследований, в том числе с учетом результатов исследований других авторов. Ключевой идеей применяемой методики является первичная отработка режимов работы плазменной нагрузки при питании от емкостных накопителей. Поскольку емкостные накопители не являются разрушаемыми в процессе эксперимента, то их применение обеспечивает возможность проведения серии экспериментов, в которых уровень подведенной мощности к нагрузке можно варьировать изменением зарядного напряжения. Таким образом, можно наработать данные об особенностях режимов работы нагрузки в зависимости от параметров пуска. При проведении серии экспериментов с емкостным накопителем методом последовательного приближения

выбирается режим работы конкретной плазменной нагрузки, характеризующийся максимальной загрузкой ускорителя рабочим газом, но при этом исключающий пробой ускорителя по изолятору. Далее можно переходить к созданию ВМГ, который обеспечит в нагрузке амплитуду тока, аналогичную подобранной. Используя такой алгоритм экспериментальных исследований, можно количество дорогостоящих экспериментов с запиткой ИПУ от ВМГ свести к минимуму.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОТРАБОТКИ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ИПУ

Экспериментальная база исследования передачи энергии в нагрузку позволяет проводить отработку режимов запитки плазменной нагрузки как от емкостных накопителей, так и от взрывомагнитных генераторов переошиновкой нагрузки на токосборник ВМГ. На рис. 1 представлено фото экспериментальной сборки. В центре - плазменные ускорители коаксиального типа с токосборниками. Слева – зарядные и коммутирующие устройства для двух емкостных накопителей, находящихся в соседних комнатах: EH1 (U = 24 кB, C = 1 м Φ , энергией около 290 кДж) и ЕН2 (U = 36 кВ, C = $= 576 \text{ мк} \Phi$, 370 кДж). Для отработки режимов работы с применением ЕН1 и ЕН2 было проведено усовершенствование системы коммутации токов мегаамперного диапазона в твердотельном разряднике с блоком поджига [15]. Разрядник обладает задержкой времени срабатывания в пределах 5.5 мкс, при этом нестабильность (джиттер) времени срабатывания не превышает 500 нс. Секционированием и распараллеливанием подводящих и отводящих кабельных линий удалось добиться общей их эффективной индуктивности от емкостного накопителя до нагрузки в пределах 15 нГн. Возможность применения ВМГ в лабораторных условиях была обеспечена взрывозащитными камерами "Титан" (разрешенный вес ВВ – до 11 кг) и "Глобус" (разрешенный вес ВВ – до 8 кг). ВМГ запитывается начальной энергией от батареи конденсаторов ($U = 36 \text{ кB}, C = 96 \text{ мк} \Phi, 62 \text{ кДж}$). Экспериментальная установка включала батареи конденсаторов для питания систем формирования квазистационарных магнитных полей ПУ и создания тормозного поля магнитной пробки. В ускорителе рассматриваемого типа используются системы импульсного газонапуска и создания вакуума в ИПУ порядка 10⁻⁵ мм рт. ст. Для управления экспериментом стенд укомплектован автоматизированной системой управления и сбора экспериментальных данных.

Поведение плазменной нагрузки, в данном случае ИПУ, определяется его устройством и принципомработы. Основнымиэлементамикоаксиального ИПУ являются два коаксиальных электрода: центральный — катод (длина около 700 мм), внешний — анод (длина около 800 мм). Входные диаметры – около 190 и 270 мм соответственно. В промежутке между ними через систему отверстий в центральном электроде при помощи быстродействующего электродинамическогоклапананапускается дозированное количество рабочего газа — водорода. Плазменная оболочка формируется благодаря пробою и ионизации рабочего газа при подаче на электроды высокого напряжения. После формирования плазменной оболочки контур нагрузки замыкается. Ускорение плазменного сгустка происходит под действием силы Ампера, возникающей вследствие взаимодействия радиальной составляющей электрического тока в плазме между электродами ИПУ и собственным магнитным полем в контуре с током.

В состав ИПУ входит система соленоидов для создания внешнего квазистационарного магнитного поля. Внешний соленоид наматывается на внешний электрод, длина которого больше внутреннего электрода. Такая конструкция позволяет сформировать более симметричный внешний слой плазменной оболочки и снижает взаимодействие плазмы со стенками электрода. В конце ускорителя примерно на расстоянии 1 м от коллектора располагается диагностическая секция или обзорное окно. За выходным окном ИПУ устанавливается поворотное широкоапертурное зеркало для передачи изображения межэлектродной области в электронно-оптическую камеру, осуществляющую оптическую диагностику.

На первом этапе нарабатывались экспериментальные данные о динамике изменения индуктивности плазменной нагрузки. В предположении коаксиальной симметрии они давали информацию об оценке положения и динамике движения токовой оболочки. По данным о движении токовой оболочки в дальнейшем определялись необходимые выходные параметры ВМГ при его работе на исследуемую нагрузку. Для вычисления зависимости индуктивности нагрузки от времени использовалось

соотношение $L(t) = \frac{\int U(t) dt}{I(t)}$, что справедливо в

предположении малости активной части импеданса нагрузки.

По проведенным оценкам, индуктивная часть импеданса превышает активную часть как минимум на порядок. Далее, зная геометрию электродов и, соответственно, зависимость индуктивности нагрузки от положения токовой оболочки, можно определить динамику движения последней. На динамику как формирования, так и движения токовой оболочки кардинальным образом влияет начальное газовое распределение, зависящее от режима импульсного газонапуска, и распределение квазистационарных магнитных полей, которые регулируются зарядными напряжениями и синхронизацией соответствующих емкостных накопителей. Регистрация токов в цепях производилась пояса-



Рис. 1. Фото экспериментальной установки.

ми Роговского с последующим численным интегрированием данных с учетом чувствительности каждого пояса. Напряжение на нагрузке измерялось независимо с помощью делителя напряжения.

ОБОСНОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЯ ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ И ЕЕ ВЕРИФИКАЦИЯ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Полуэмпирическая модель движения токовой оболочки создавалась в помощь инженерному и конструкторскому проектированию для предварительных оценок распределений импульсных тока и напряжений и для обеспечения дальнейших экспериментальных исследований. Модель включала конструкторские и схемотехнические решения, учитывала эмпирические зависимости для нелинейных элементов. Использование приближения сосредоточенной плазменной оболочки помогает анализировать движение области, связанной с разрядным током, в которой сосредоточено магнитное поле. Применяемое приближение сосредоточенной массы токовой оболочки позволило привести модель к одномерной задаче и согласовать экспериментальные данные с расчетными значениями. Реальная форма токовой оболочки неоднородна по радиусу. Вследствие коаксиальной геометрии пространственная неоднородность магнитного поля приводит к тому, что пондермоторная сила у внутреннего электрода выше, чем у внешнего электрода. Однако эффект Холла вблизи внутреннего электрода частично выравнивает форму токовой оболочки в этой области. Поэтому положение токовой оболочки определяется по средней координате при условии не слишком сильной ее деформации. Несмотря на упрощение модели, она хорошо зарекомендовала себя в задаче согласования плазменного ускорителя с источниками питания различного типа. Представляется возможным зафиксировать динамику изменения полного магнитного потока в пределах электродной системы ускорителя. Зная при этом полный ток, в предположении сосредоточенной массы оболочки с определенной точностью можно определить динамику изменения положения оболочки. Именно под эту экспериментальную динамику подстраивается полуэмпирическая модель расчета. Как будет показано ниже, данное приближение хорошо согласуется с экспериментальными данными вплоть до максимума тока. Однако стоит отметить, что использование описанной модели предполагает достаточно высокую степень цилиндрической симметрии начального пробоя электродного промежутка и движения токовой оболочки. что важно само по себе и экспериментально исследовалось при отработке конструкции ИПУ и системы газонапуска. Визуализация токовой оболочки с использованием электронно-оптической камеры, проводимая через окно диагностической секции на выходе ИПУ, позволяла наблюдать за формированием и движением токовой оболочки между электродами ускорителя и судить о степени его симметричности. Пример подобной съемки представлен на рис. 2. Основными данными, получаемыми при съемке разряда, являются данные о симметрии процесса ускорения оболочки. При формировании оболочек температура может составлять несколько электрон-вольт, причем более холодные части оболочки выглядят ярче, чем более горячие. Это происходит потому, что основная часть мощности, излучаемой горячими зонами плазмы, находится в ультрафиолетовой области, а следовательно, она не может быть зарегистрирована системой регистрации для оптического диапазона спектра. На рис. 2а видно формирование единой оболочки из множества проводящих каналов. На рис. 26 зарегистрирована сформированная токовая оболочка на момент выхода из электродной системы. Регистрация осуществлялась восьмикадровой электрооптической камерой при экспозиции 200 нс, временном шаге 2.5 мкс и пространственном разрешении 1 Мп.



Рис. 2. Фото плазменных образований в межэлектродном промежутке, полученные при высокоскоростной оптической регистрации: (а) — первый кадр, (б) — последний кадр примерно через 8 мкс.

Видно, что плазменная оболочка сохраняет осесимметричность в процессе движения. Данная съемка, по сравнению с приведенной в [5], позволяет более детально визуализировать стадии формирования и ускорения токовой оболочки. Это стало возможным благодаря значительно более короткой экспозиции камеры по сравнению с применяемой в [5] камеры PhantomVEO710S (минимальная экспозиция — 1.5 мкс). Следует отметить, что сформированная токовая оболочка в завершающей стадии работы ИПУ обладает распределенным свечением в пространстве между электродами (рис. 26) и ее поведение согласуется с наблюдениями, полученными в [6].

Самосогласованная электродинамическая задача разряда емкостного накопителя на нагрузку, включающая характеристики внешней электрической цепи, была дополнена изменением массы плазменной оболочки, обоснованной в [16], и первично апробирована в [14]. Применимость модели верифицирована собственными экспериментами и сравнением с данными других авторов приведенных публикаций. При известной геометрии электродной системы ускорение токовой оболочки а зависит от текущего по ней тока *I*, производной индуктивности L по координате х на данном участке электродной системы и массы оболочки: $a(x) = I^2 (dL/dx)/2m(x)$. Рост тока приводит к резкому разгону токовой оболочки, а также к увеличению индуктивности нагрузки. Зависимость массы токовой оболочки по длине m(x), принятая в расчете, имеет вид пологой ступеньки (рис. 3, в верхнем левом углу). Указанная зависимость уточнялась сравнением расчетных и экспериментальных распределений тока и напряжения при питании ИПУ от емкостных накопителей [14]. При раз-



витии разряда деформация токовой оболочки за

Рис. 3. Сравнение экспериментальных (сплошные линии) и расчетных (штриховые) значений тока (1) и напряжения (2) на нагрузке при запитывании энергией ИПУ от емкостного накопителя (U = 36 кВ, C = 576 мкФ): 3 – положение токовой оболочки X(t); в левом верхнем углу – зависимость массы токовой оболочки от ее положения.

счет большего ускорения массы у внутреннего электрода приводит к течению тока оболочки параллельно электродной системе. Последнее обусловливает наличие пондермоторной силы, направленной к внешнему электроду. В зарубежной литературе этот тип неустойчивости известен как "blowby instability". Он приводит к резкому изменению массы токовой оболочки и ее последующему ускорению, что схематично показано на рис. 4.

Таким образом, для каждого конкретного ускорителя в серии предварительных экспериментов производится верификация полуэмпирической модели ускорения токовой оболочки. Далее эта модель используется для предварительного расчета пуска с использованием ВМГ в качестве источника питания. Пример расчетных и экспериментальных данных по динамике тока и напряжения для пуска от емкостного накопителя представлены на рис. 3.

Сравнение графиков динамики тока показывает хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений на стадии роста тока, которая является самой важной с точки зрения согласования источника питания и нагрузки. При этом максимально достижимая амплитуда тока до момента ее резкого спада ("распад оболочки") оказывается наиболее важным значением на практике. После этого момента, как правило, существенно увеличить магнитную энергию в системе не представляется возможным ввиду резкого ускорения токовой оболочки. Таким образом, фактическая задача эксперимента сводилась к достижению максимальной амплитуды тока до начала резкой перестройки индуктивности нагрузки. Основным параметром, варьируемым в полуэмпирической модели, была динамика изменения (сброса) массы в зависимости от положения оболочки. Возможность ее определения из экспериментов с емкостным накопителем позволила провести модельные расчеты, с высокой степенью точности совпадающие с экспериментальными данными. Это дало возможность согласовать разработанный источник питания на основе ВМГ с отработанным ускорителем. Что касается отличий расчетных и экспериментальных значений напряжения, то, во-первых, наличие индуктивности ошиновки и разрядника между емкостным накопителем и электродной системы всегда трудно учесть в расчетах, во-вторых, немонотонность изменения напряжения является неотъемлемым признаком движения (с ускорением) токовой оболочки при отсутствии резкого изменения тока. Это создает компоненту IdL/dt для изменения магнитного потока в пределах электродной системы, что сопровождается увеличением напряжения на ее входе. При этом ток в системе ввиду ее индуктивности (как электродной системы ускорителя, так и внешней цепи) резко измениться не может. Таким образом, увеличение напряжения на токосборнике ускорителя связано с перекачкой маг-



Рис. 4. Иллюстрация деформации токовой оболочки.

нитного потока из внешней по отношению к ускорителю цепи в зазор ускорителя при смещении оболочки.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ИПУ ОТ ВМГ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ

Электротехническая схема работы ВМГ на переменную нагрузку ИПУ показана на рис. 5. Коаксиальный плазменный ускоритель ИПУ, в котором осуществляется движение плазменного образования в пространстве между катодом и анодом, посредством кабельной линии соединяется с лабораторным образцом ВМГ. ВМГ помещается во взрывозащитную камеру (ВК). Нагрузку для источника можно условно разделить на переменную часть индуктивного типа (движение оболочки в пределах электродной системы ускорителя) и постоянную (паразитные составляющие). Начальный магнитный поток в ВМГ формируется от емкостного накопителя. Далее сжатие магнитного потока осуществляется движущимся медным лайнером под действием продуктов детонации ВВ. Обязательным элементом ВМГ при питании ИПУ является устройство формирования импульса тока, которое включает в себя два коммутатора ф – твердотельный замыкатель и размыкатель. Их временная диаграмма работы согласовывается с выводом остаточной индуктивности из контура ВМГ и динамикой движения токовой оболочки в пределах электродной системы ускорителя. Таким образом, реализуется двухстадийный ввод энергии в нагрузку – первичное переключение тока взрывным размыкателем и вывод остаточного магнитного потока из ВМГ в нагрузку. Именно последняя стадия работы ВМГ определяет растущую мощность источника питания на его основе. На рис. 5 приняты обозначения: С0 – емкость источника начальной энергии (ИНЭ), запитывающего ВМГ; S – ключ замыкателя цепи запитки ВМГ; Sc – ключи замыкателя цепи ВМГ при движении лайнера и подключения цепи на нагрузку; I_{emg} и L_{emg} – ток цепи ВМГ и индуктивность ВМГ; L_{pas} и R_{pas} – пассивные (паразитные) индуктивность и омическое сопротивление цепи нагрузки; *I*_L – ток нагрузки



Рис. 5. Электрическая схема при питании ИПУ от ВМГ.

(ускорителя), L_r и R_r – индуктивность и омическое сопротивление размыкателя, I_r – ток через размыкатель; RC – пояса Роговского; ДН – делитель напряжения. Между анодом (А) и катодом (К) желтым цветом показана изоляция. Стрелкой слева показано движение лайнера, замыкающего обмотку спирали ВМГ. Стрелки справа – движение токовой оболочки.

До подключения нагрузки к ВМГ токовый контур *1* короткозамкнут через взрывной размыкатель. Это существенно упрощает вид уравнений для его

расчета. После подключения нагрузки ток течет по обоим контурам 1 и 2, при этом в расчетной модели учитывается экспериментальная динамика сопротивления взрывного размыкателя во времени. После преобразований исходных уравнений Кирхгофа система приводится к итоговой системе дифференциальных уравнений, описывающих работу индуктивного накопителя на плазменную нагрузку. Таким образом, численный расчет учитывает как наличие нелинейного элемента в цепи источника питания, так и нелинейную динамику изменения импеданса нагрузки. Это позволяет решить самосогласованную задачу работы ВМГ на переменную плазменную нагрузку. При этом динамика изменения сопротивления взрывного размыкателя и динамика изменения массы токовой оболочки m(x)при данном значении х верифицируются по полученным экспериментальным данным с емкостными накопителями. Применение приближения оболочки с сосредоточенной массой позволяет свести уравнения к одномерной модели, что существенно упрощает проведение серии расчетов и оптимизацию конструкции ВМГ под конкретную нагрузку. В итоговой системе уравнений

$$\begin{cases} \frac{dI_r}{dt} = \frac{-I_r \left[\left\{ R_r + f \frac{dL_{emg}}{dt} \right\} (L_L + L_r) + L_L R_r \right] - I_L \left[L_r \left(R_{pas} + \frac{dL_L}{dx} \frac{dx}{dt} \right) - L_L R_r \right] \right] \\ \frac{dI_L}{dt} = \frac{R_r I_r + L_r \frac{dI_r}{dt} - I_L \left(\frac{dL_L}{dt} + R_{pas} + R_r \right)}{L_L + L_r + L_{pas}}, \\ \frac{dx}{dt} = v, \\ \frac{dv}{dt} = \frac{I^2 \frac{dL_L}{dx}}{2m} \end{cases}$$

v и *m* – скорость и масса токовой оболочки соответственно; $f = \ln \left(\frac{I_L}{I_{emg}} \right) / \ln \left(\frac{L_{res} + L_L}{L_L} \right)$ – коэффициент совершенства ВМГ, который отражает степень сохранения магнитного потока в системе; L_{res} – остаточная индуктивность ВМГ; L_L – индуктивность нагрузки. Типичное значение коэффициента совершенства для генератора – 0.85–0.9 [12].

Разработанная модель позволяет согласовать режим ввода тока в нагрузку с динамикой движения токовой оболочки при варьировании параметров нагрузки, конструкции ВМГ и взрывного размыкателя в широком диапазоне. Основными параметрами, варьируемыми для согласования режима ввода энергии в нагрузку, являются моменты срабатывания взрывных размыкателя и замыкателя, значение и время выборки остаточной индуктивности ВМГ. Конкретные характеристики различных узлов конструкции уточняются с использованием экспериментальных данных, полученных в предыдущих экспериментах или в дополнительных модельных пусках. К полуэмпирическим зависимостям относятся: зависимость массы оболочки от координаты, зависимость сопротивления взрывного размыкателя ВМГ от времени и распределение коэффициента совершенства ВМГ по длине спирали.

Расчет работы ВМГ производился в два этапа. Первый этап моделирования требует предварительного расчета динамики вывода индуктивности ВМГ. В данной работе производился расчет индуктивности реального ВМГ по чертежу. Это отличает модель от применяемых другими

авторами приближенных аналитических зависимостей или численных расчетов по приближенным геометрическим моделям [7–12]. Для расчета использованы возможности численного комплекса FEMM 4.2 с открытым исходным кодом. Этот комплекс позволяет производить двумерные стационарные расчеты магнитных полей на постоянной частоте методом конечных элементов с использованием скриптов для перестройки расчетной геометрии. Указанные возможности позволили вычислить индуктивность ВМГ для каждого положения лайнера. Положение лайнера задавалось по соответствующим экспериментальным данным. Итоговый вывод индуктивности $L_{emg}(t)$ [13] используется в численных расчетах электротехнической схемы работы генератора на нагрузку по построенной модели. Зависимость сопротивления размыкателя от времени аппроксимируется по экспериментальным данным функцией вида $R_r = R_0 \exp((r/r_0)^k \ln(n))$, где R_0 – начальное сопротивление размыкателя при температуре T_0, k и *n* – коэффициенты аппроксимации [14]. Эта зависимость применима при реализации переключения до момента, когда алюминиевая фольга во взрывном размыкателе нагревается током ВМГ до температур плавления. Для использованной геометрии это соответствует токам отключения 2.5–3 МА. Динамика изменения указанного сопротивления определяет процесс переключения тока в нагрузку.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЯ

На рис. 6 представлены результаты расчетных и экспериментальных данных динамики тока и напряжения при питании ИПУ от ВМГ после отработки режимов с использованием ЕН для верификации модели. Построенная модель хорошо описывает динамику движения оболочки вплоть до максимума тока, как и в случае с емкостным накопителем (см. рис. 3). После указанного момента результаты моделирования и эксперимента существенно расходятся. Однако, как показывает анализ временной диаграммы работы ВМГ в эксперименте, к моменту достижения максимума тока генератор уже закончил работу и полностью выработал свою индуктивность. Поэтому расхождения эксперимента с моделью сосредоточенной массы оказываются несущественны с точки зрения согласования работы ВМГ и исследуемой нагрузки.

Одним из важных направлений исследований была минимизация индуктивности нагрузки для ВМГ, которая достигалась применением параллельной схемы включения двух ИПУ. Синхронная работа ускорителей была обеспечена подбором режимов работы каждого ускорителя с применением емкостных накопителей, электрическая цепь



Рис. 6. Сравнение расчетных и экспериментальных данных динамики тока (1, 2) и напряжения (3) при питании ускорителя от ВМГ: сплошные кривые – эксперимент, пунктир – расчет; 1 – ток размыкателя (ВМГ); 2 – ток нагрузки.

которых содержала разработанные в лаборатории сильноточные коммутационные элементы — твердотельный и воздушный разрядники.

Для минимизации индуктивности нагрузки и увеличения КПЛ источника тока была применена параллельная схема подключения двух ИПУ к единому токосборнику. Режим работы взрывного размыкателя подбирался исходя из осуществления переключения при токе ~1-1.5 МА. Таким образом, реализуется режим с явным вытеснением остаточного магнитного потока в нагрузку после переключения тока. После переключения остаточная индуктивность ВМГ остается значительной (порядка 180-200 нГн) и ее выборка занимает 5-6 мкс. При этом процесс перекачки остаточного магнитного потока в нагрузку происходит согласованно с динамикой увеличения индуктивности последней. Результаты экспериментов представлены на рис. 7. Суммарный измеренный ток в нагрузке составил более 3.5 МА. Подготовка данного пуска проводилась по описанной выше методике с применением ЕН.

В этом режиме наиболее четко прослеживается усиление тока в нагрузке до 3.8 МА при перестройке остаточной индуктивности ВМГ после переключения тока в нагрузку. Причем основная фаза работы ИПУ проходит при растущей мощности ВМГ. Оценки вложенной мощности по полученным распределениям тока и напряжения в нагрузке дают пиковое значение мощности около 27 ГВт. При этом энергия, переданная от ВМГ к ускорителям, достигает 0.5 МДж.

Надо отметить, что данные от исходных осциллограмм сглаживались с применением метода следящего среднего как для данных с пояса Роговского, так и для данных с делителя напряжения. Данные с пояса Роговского дополнительно интегрировались для восстановления амплитуды тока по его производной. Последнее обусловливает гладкость осциллограмм тока. Экспериментальные пуски отличаются уровнем шумов ввиду различных



Рис. 7. Полученные в эксперименте импульсные токи и напряжения: *1* – суммарный ток в нагрузке, *2* – ток через размыкатель ВМГ, *3* – напряжение на нагрузке.

режимов срабатывания твердотельного разрядника и работы коммутационной системы ВМГ. Частотные диапазоны шумов также немного различны ввиду конструктивных особенностей ошиновки накопителя и вывода энергии из ВМГ. Как минимум длины ошиновки накопителя и коаксиального вывода энергии из ВМГ отличаются на порядок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение емкостных накопителей для первичной отработки режимов плазменной нагрузки в совокупности с расчетами по полуэмпирической модели было обусловлено, в первую очередь, высокой стоимостью взрывных экспериментов с ВМГ. Наработка экспериментальных данных о нелинейных режимах работы нагрузки позволяет осуществить ее эффективную запитку от ВМГ. Определение необходимой остаточной индуктивности ВМГ и момента срабатывания взрывного размыкателя облегчает решение задачи согласования источника питания с нелинейной нагрузкой на этапе проектирования ВМГ.

Основные результаты представленных в статье исследований следующие.

 – Реализован режим переключения тока от ВМГ к двум параллельно подключенным коаксиальным ИПУ с передачей энергии в нагрузку до 0.55 МДж при максимальном токе до 3.8 МА.

 Доработано устройство формирования импульсного тока в нагрузке, входящее в состав ВМГ.

 Достигнуты совпадения результатов расчета динамики тока в нагрузке с измеренными фронтами вплоть до максимальных значений, что является принципиально важным для дальнейших исследований, направленных на увеличение полного энерговклада в плазменные образования.

 Показано, что предложенная методика может успешно применяться для согласования ВМГ с любыми импульсными плазменными нагрузками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Коваленко Д.В., Климов Н.С., Житлухин А.М. и др.* Получение потоков аргоновой плазмы и преобразование их энергии в излучение на установке ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. № 4. С. 39.
- 2. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М. и др. Мощное линейчатое рентгеновское излучение плазмы, образующееся при столкновении высокоэнергетичных плазменных потоков // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 9. С. 730.
- 3. Гришин Ю.М., Скрябин А.С. Об оценке параметров плазменных потоков в технологических импульсных ускорителях для модификации поверхностей конструкционных материалов // Прикл. физика. 2016. № 3. С. 22.
- 4. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М. и др. Встречное столкновение высокоэнергетичных плазменных потоков в продольном магнитном поле // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 7. С. 606.
- Тажен А.Б., Райымханов Ж.П., Досболаев М.К. и др. Получение и диагностика плазменных потоков // Успехи прикл. физики. 2019. Т. 7. № 5. С. 463.
- Воронин А.В., Гусев В.К., Кобяков С.В. Исследование динамики токовой перемычки в коаксиальном ускорителе плазмы // ЖТФ. 2010. Т. 81. № 7. С. 63.
- Reisman D.B., Javedani J.B., Ellsworth G.F. et al. The Advanced Helical Generator // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. № 3. P. 034701.
- 8. *Demidov V.A., Kazakov S.A.* Helical Magneto-cumulative Generator for Plasma Focus Powering // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. № 8. P. 1758.
- 9. Селемир В.Д., Демидов В.А., Ермолович В.Ф. и др. Исследование генерации мягкого рентгеновского излучения в Z-пинчах с запиткой от спиральных взрывомагнитных генераторов // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 424.
- 10. Drozdov Y.M., Duday P.V., Zimenkov A.A. et al. Development of a Plasma Focus Neutron Source Powered by an Explosive Magnetic Generator // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2015. V. 56. № 1. P. 77.
- Кравченко А.С., Вилков Ю.В. Источник энергии для моделирования токов молнии // ПТЭ. 2006. Т. 4. С. 79.
- 12. Фортов В.Е., Черковец В.Е., Шурупов А.В. и др. Взрывомагнитный генератор как источник электропитания импульсного плазменного ускорителя // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 3.
- 13. *Shurupov A.V., Kozlov A.V., Shurupov M.A. et al.* Pulse-Current Sources for Plasma Accelerators // Energies. 2018. V. 11. P. 12.
- Shurupov M.A., Gusev A.N., Zavalova V.E. et al. Calculation Model of the Plasma Load Matching with the Current Sources Based on Magnetic Generator // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1393. P. 012057.
- Гусев А.Н., Козлов А.В., Шурупов А.В., Маштаков А.В., Шурупов М.А. Твердотельный разрядник для сильноточного источника энергии на основе емкостного накопителя с рабочим напряжением 50 кВ // ПТЭ. 2020. Т. 1. https://doi.org/10.31857/S0032816220010140
- 16. Умрихин Н.М. Оптимизация мощных импульсных ускорителей плазмы. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1984. 196 с.

УДК 533.92

О ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЙ ПЕРЕРАБОТКЕ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ МОНООКСИДА КРЕМНИЯ В АРГОН-ВОДОРОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКАХ

© 2022 г. А. С. Скрябин^{1,} *, А. Е. Сычев²

¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия ²Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А.Г. Мержанова РАН, Черноголовка, Россия *E-mail: terra 107@yandex.ru Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 09.11.2021 г. Принята к публикации 23.11.2021 г.

Переработка дисперсных фракций оксидов кремния SiO_x на поликристаллический кремний в едином аргон-водородном потоке атмосферной плазмы является перспективной. К настоящему времени накоплен некоторый экспериментальный опыт по использованию для этих целей кварца SiO₂. Между тем данных о переработке частиц других оксидов (например, монооксида кремния SiO) таким способом практически нет. В работе выполнен комплекс соответствующих исследований на экспериментальной установке с электродуговым плазмотроном с потребляемой мощностью до 3 кВт. Характерная дисперсность фракций была ≤100 мкм. В результате с использованием рентгеновской дифрактометрии, энергодисперсионного анализа и микроскопии показано, что основной вклад в получение Si вносят гетерофазные процессы диспропорционирования газообразного SiO. Кремний обнаружен в основном в виде мелкодисперсных включений на поверхности неиспаренных частиц. Содержание Si (с чистотой 99.8–99.9%) в продуктах составляло не менее 24%. При этом его значительное количество зарегистрировано в аморфизированном виде. Такая аморфизация объяснена высокими скоростями (10–100 кK/с) охлаждения непереработанных частиц SiO на выходе из высокотемпературной зоны установки.

DOI: 10.31857/S0040364422010318

введение

Современные тенденции разработки новых эффективных методов получения кремния из его соединений связаны с применением потоков низкотемпературной плазмы [1, 2]. Это вызвано тем, что плазма как активная система характеризуется способностью испарять и приводить к диссоциации молекул исходно твердых оксидов SiO_x, а также инициацией комплекса неравновесных физикохимических превращений, в том числе и гетерофазных. Все это совместно с интенсивным корпускулярным, радиационным и другими воздействиями на вешество позволяет рассматривать плазменные системы на основе инертных газов с добавкой восстановителя (например, аргон-водородные потоки низкотемпературной плазмы) в качестве рабочих сред для перспективных технологических установок, служащих для плазмохимического получения кремния из оксидов SiO_x. Отметим, что известные исследования применения химически активных плазменных потоков для получения кремния связаны с использованием в качестве исходных реагентов либо кварцевого сырья [3–6], либо специально получаемых для этих целей паров монооксида кремния SiO. При этом в технологических цепочках [7, 8] получение SiO происходит в результате достаточно сложного предварительного процесса, что не способствует снижению себестоимости конечного продукта. Однако отметим, что сам SiO является побочным продуктом ряда металлургических производств (например, получения ферросилиция [9]). Поэтому исследование плазмохимических методов переработки дисперсных фракций SiO на кремний также представляется отдельной самостоятельной задачей.

В данной работе исследован плазмохимический метод прямого получения кремния из частиц оксидов SiO в потоках плазмы [3–6]. Данный подход реализуется путем инжекции мелкодисперсных (с характерным размером $d_p \leq 100$ мкм) частиц в аргон-водородный поток (со среднемассовой температурой $T_{\rm pl} \approx 8-12$ кК) электродуговой или индуктивно связанной плазмы. В указанной системе реализуется испарение [10] и разложение исходных частиц и водорода с образованием паров Si, O и H в исходно гетерофазном потоке [11]. По мере охлаждения потока (от 6.5 до 2.0 кК) в нем начинает протекать комплекс неравновесных газофаз-



Рис. 1. Оптическая фотография исходной фракции SiO с характерным размером 45–90 мкм.

ных реакций связывания кислорода водородом с образованием паров H_2O [4]. Свободные пары Si в дальнейшем конденсируются и обнаруживаются в сборнике. Условием эффективности процесса является достижение необходимой степени неравновесности процесса, при которой темп охлаждения потока таков, что скорость реакции образования паров H_2O существенно превышает скорость повторного окисления Si до SiO.

Важно отметить, что в случае использования в качестве исходного сырья дисперсных частиц SiO возможен еще один канал получения Si: реализация гетерофазных химических реакций на поверхности перерабатываемых частиц [12]. Между тем известных данных об оценке вклада двух указанных процессов (газофазного и гетерофазного) в получение Si недостаточно. Целью данной работы являются апробация описанного метода с использованием частиц SiO и получение данных об его эффективности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Процесс плазмохимической переработки производился на экспериментальной установке [3, 5] с использованием в качестве генератора плазмы электродугового плазмотрона с максимальной потребляемой электрической мощностью до 3 кВт. Суммарный расход основного и транспортирующего газов (Ar) составлял 2.8–3.0 л/мин, расход водорода – 180–200 мл/мин, термический КПД плазмотрона – 0.4–0.5, диаметр медного сопла плазмотрона – 2.7 мм. Подача частиц с расходом 0.1–0.3 г/мин осуществлялась с помощью транспортирующего газа непосредственно в зону разряда. Для реализации возрастающей ВАХ и формирования достаточно протяженной зоны электрической дуги использована межэлектродная вставка (длиной 7 мм и диаметром канала 3 мм), электрически развязанная с электродным узлом. Химические процессы получения кремния происходили в движущемся и охлаждающемся в цилиндрическом канале плазмохимического реактора (диаметром 20 мм и длиной 160 мм) высокотемпературном газовом потоке. Реактор соединялся непосредственно с плазмотроном. Сбор продуктов проводился в стакане из нержавеющей стали, который был установлен на днище сосуда из нержавеющей стали, который соединялся с плазмохимическим реактором. Компоновка установки была вертикальная.

В качестве исходного сырья использованы частицы SiO, которые предварительно подвергались механическому дроблению и сепарации на следующие фракции: <20, 20–45 и 45–90 мкм. Характерная масса навесок составляла 2.7–8.9 г. На рис. 1 представлена оптическая фотография исходной фракции 45–90 мкм, которая демонстрирует, что частицы имеют матовую черную поверхность практически без инородных включений.

Для изучения фазового состава исходных частиц и продуктов их переработки использован рентгенофазовый анализ (РФА), проведенный на дифрактометре ДРОН-3М (излучение СиКа, $\lambda = 1.54$ Å) в диапазоне углов 20 от 20° до 80° с шагом 0.02°. Количественное определение содержания кристаллического кремния выполнено с использованием NaCl кубической сингонии в качестве внутреннего стандарта [13]. Отношение добавленного NaCl к массе анализируемой пробы составляло ~20/80% (массовых). Интерпретация спектров проведена с помощью дифрактометрической базы данных ICDD [14]. Визуализашия лисперсных фракций выполнена с помощью инвертированного универсального металлографического микроскопа Axiovert 200 МАТ/М. Изучение структуры продуктов на микроуровне проведено с помощью автоэмиссионного сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) сверхвысокого разрешения Zeiss Ultra plus на базе Ultra 55. Качественный и количественный элементный состав продуктов выполнен с использованием системы энергодисперсионного анализа (ЭДА) INCA Energy.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Показано, что при использовании самых мелких фракций ($d_p \le 20$ мкм) в сборнике практически не обнаружено переработанных порошковых фракций, достаточных для качественного и количественного РФА. Для больших фракций с днища стакана собрано в среднем 0.2–3.5 г. При этом для более мелких фракций зарегистрирована меньшая масса продукта. На рис. 2 представлены рентгеновские спектры исходного SiO и продукта его пере-

340



Рис. 2. Рентгеновские спектры исходного SiO с дисперсностью $d_p = 20-45$ мкм (1) и продукта его переработки с указанием обнаруженных межплоскостных расстояний Si (2).

работки (за вычетом спектра добавленного внутреннего стандарта NaCl). Исходное вещество, использованное в эксперименте, фактически рентгеноаморфно (1 на рис. 2). На дифрактограмме наблюдалось широкое гало в области 20 от 20° до 33°, осложненное серией отдельных пиков. Положение этих пиков, их количество и интенсивность зависели, как показала серия предварительных тестов, от крупности материала. Ни один из пиков не мог быть интерпретирован как примесь кварца или кристаллического кремния. Продукты эксперимента сохраняли все характерные черты спектра SiO, отмеченные выше. Наряду с этим обнаружены три четких рефлекса (с межплоскостными расстояниями $d_{111} = 3.136$ нм, $d_{220} = 1.920$ нм и $d_{311} = 1.638$ нм), соответствующие дифрактограмме кристаллического кремния (PDF № 27-1402). Другие фазы не зарегистрированы. Данные количественного РФА показывают, что зарегистрированное содержание кристаллического кремния в продуктах C_{Si} зависело от дисперсности перерабатываемой фракции. Для дисперсности $d_p = 20-45$ мкм содержание кремния было $C_{\rm Si} \approx 24\%$, а для $d_p = 45-90$ мкм – $C_{\rm Si} \approx 8\%$. Отметим, что зарегистрированные значения $C_{\rm Si}$ в случае SiO превышали в 1.3-4.0 раза значения, характерные для использования дисперсных кварцевых фракций [3, 5]. Необходимо отметить, что действительное содержание кремния могло превышать указанное значение, определенное в данной работе и соответствующее кристаллической фазе. Дело в том, что в отличие от стандартного кристаллического кремния кремний в пробах переработки SiO характеризовался значительно большей шириной рефлексов. Это свидетельствовало о более низкой степени совершенства его кристаллической структуры, т.е. большей аморфности. В самом деле, размер кристаллита Si в продуктах, оцененный по уравнению Шеррера [15] и осредненный по трем зарегистрированным рефлексам, составлял $z_{Si} \approx 11.2$ нм. Для случая, в котором в качестве исходного сырья использовался кварц SiO₂ [3, 5], рефлексы имели меньшую ширину, а следовательно, и больший размер кристаллитов (по оценкам авторов, z_{Si} был не менее 100 нм).

Микроскопические исследования показали, что в продуктах по сравнению с исходной фракцией (рис. 1) обнаружено появление отдельных свободных сферических частиц Si, отличающихся металлическим блеском, со средним размером 20-30 мкм (рис. 3а). Появление таких частиц типично для плазмохимической переработки кварца [3], однако при использовании SiO₂ их количество было больше. Кроме того, при переработке SiO обнаружено наличие на поверхности неиспаренных частиц небольших (1-3 мкм) блестящих сферических капель застывшего Si (рис. 36). При этом частицы приобретали коричневый налет. Очевидно, что в основном кремний находился на неиспаренных частицах SiO в аморфизированном виде. Данные СЭМ демонстрируют, что обнаруженный на частицах налет имеет сложную структуру (рис. 3в, 3г), представляющую собой "лес" наноразмерных (с характерной толщиной 20-30 нм) проволок, на конце которых обнаружены сферические капли, которые затвердели во время пролета частиц в низкотемпературной области газового потока.

По данным ЭДА, чистота свободных частиц Si составляла 99.8–99.9%. В составе частиц обнаружен O, а также металлические примеси (Cu, Fe и



Рис. 3. Оптические (а), (б) и электронные (в), (г) фотографии продуктов переработки SiO с зарегистрированным Si: 1 – свободные частицы Si, 2 – Si на поверхности неиспаренного SiO.

Cr), содержание которых составляет 1–3%. Наличие металлических включений обусловлено токовой эрозией элементов электродного узла и конструкции, а также пробоподготовкой.

Эксперименты показали, что особенностью плазмохимических процессов получения Si из SiO являлось то, что в этом случае наряду с газофазными процессами достаточно активно протекала гетерофазная химическая реакция диспропорционирования паров SiO, которая эффективно проходит при температуре 1.2-1.4 кК [12]. Продуктами данного процесса являлись Si и SiO₂. В экспериментах гетерофазные химические процессы происходили в условиях сильного неравновесия вблизи поверхности частиш SiO. Этим объясняется сушественная доля аморфного Si в продуктах, которая формировалась в условиях резкого остывания непереработанных частиц, прошедших высокотемпературную зону установки. Скорость их охлаждения, оцененная по масштабу времени температурной релаксации [11], составляла 10-100 кК/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что эффективность плазмохимической переработки SiO на Si в Ar—H₂ газово-плазменных потоках выше, чем в случае переработки SiO₂. Это объясняется существенной ролью гетерофазных химических процессов на поверхности перерабатываемых частиц. Высокие скорости охлаждения способствовали формированию в основном наноразмерного (со средним размером кристаллита \approx 11.2 нм) аморфизированного Si. Зарегистрированное содержание Si составляло не менее \sim 24%.

Авторы благодарят д.т.н., проф. Ю.М. Гришина за ценные замечания по работе, д.г.-м.н. С.Г. Кряжева за помощь в проведении рентгенофазового анализа, а также ведущего инженера ФГУП "Центркварц" (г. Москва) Л.А. Борисова за предоставленные образцы SiO.

Исследования выполнены при финансовой поддержке государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (№ 0705-2020-0046).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Fridman A*. Plasma Chemistry. N.Y.: Cambridge University Press, 2008. 978 p.
- Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме / Под ред. Полака Л.С. М.: Наука, 1965. 255 с.
- Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С. Экспериментальное исследование плазмохимического метода прямого получения кремния из кварца // ТВТ. 2012. Т. 50. № 4. С. 491.
- 4. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С. Об эффективности плазмохимического метода получения кремния из кварца в аргон-водородном потоке // ТВТ. 2016. Т. 54. № 5. С. 655.
- 5. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С., Борисов Л.А. Переработка кварцевого сырья на поликристаллический кремний в потоке аргон-водородной плазмы // Горный журн. 2013. № 12. С. 74.
- 6. *Ma W., Ogura M., Kobayashi T., Takahashi H.* Preparation of Solar Grade Silicon from Optical Fibers Wastes with Thermal Plasmas // Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 2004. V. 81. № 4. P. 477.
- Бибиков М.Б., Демкин С.А., Животов В.К., Зайцев С.А., Московский А.С., Смирнов Р.В., Фатеев В.Н. Исследование процесса восстановления монооксида кремния в плазме дугового разряда // ХВЭ. 2010. Т. 44. № 1. С. 60.
- Афанасьев В.Д., Горохов А.Д., Грибов Б.Г., Евдокимов Б.А., Зиновьев К.В., Красников Г.Я. Способ получения кремния высокой чистоты. Патент РФ № 2367600. С1 МПК С01В33/023 от 20.09.2009.
- 9. Handbook of Ferroalloys: Theory and Technology / Ed. Gasik M. Oxford: Elsevier Ltd., 2013. 536 p.
- 10. *Гришин Ю.М., Мяо Л.* Численное моделирование процесса испарения монодисперсных кварцевых частиц в потоке аргоновой плазмы индукционного плазмотрона // ТВТ. 2020. Т. 58. № 1. С. 3.
- 11. Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения // ТВТ. 2013. Т. 51. № 3. С. 421.
- Hofmann K., Rubloff G.W., Liehr M., Young D.R. High Temperature Reaction and Defect Chemistry at the Si/SiO₂ Interface // Appl. Surf. Sci. 1987. V. 30. № 1– 4. P. 25.
- Zevin L.S., Kimmel G. Quantitative X-ray Diffractometry. N.Y.: Springer, 1995. 372 p.
- 14. International Centre for Diffraction Data. http://www.icdd.com/
- Handbook of Analytical Techniques in Concrete Science and Technology / Eds. Ramachandran V.S., Beaudoin J.J. N.Y.: Noyes Publ., 2001. 964 p.

———— ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ ————

УДК 536.652

РАЗМЕРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ

© 2022 г. А. Г. Кузамишев, М. А. Шебзухова*, К. Ч. Бжихатлов, А. А. Шебзухов

ФГБОУ ВПО "Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова", Нальчик, Россия *E-mail: sh-madina@mail.ru

Поступила в редакцию 11.05.2021 г. После доработки 04.07.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

В рамках термодинамики двухфазной системы с искривленной поверхностью получено уравнение размерной зависимости поверхностного натяжения частицы сферической формы на границе с паром с учетом влияния на температуру фазового равновесия. Проведены численные расчеты для жидких нанокапель ряда металлов. Установлено немонотонное изменение поверхностного натяжения при уменьшении радиуса поверхности натяжения: возрастание в области больших размеров и уменьшение в области малых.

DOI: 10.31857/S0040364422030103

ВВЕДЕНИЕ

Исследование размерных эффектов занимает центральное место в изучении свойств нанообъектов (наночастиц, нанопор, нанопленок и др.). Число изучаемых свойств, применяемых методов, моделей и количество публикаций постоянно растет [1-12]. К настоящему времени можно считать установленным линейный характер изменения ряда свойств наночастиц сферической формы с кривизной c = 1/r (r - радиус кривизны)при сравнительно больших размерах нанообъектов. Для таких объектов, например, характерно уменьшение поверхностного натяжения наночастиц в зависимости от радиуса кривизны (формула Толмена), температуры плавления (формула Гиббса-Томсона), повышения давления (формула Кельвина), растворимости (формула Оствальда-Фройндлихта) и некоторых других характеристик. Имеются попытки использования подобных соотношений в случае сильно искривленных поверхностей.

Из всех свойств наночастиц особое место занимают поверхностные характеристики (поверхностное натяжение, поверхностная энергия, свободная поверхностная энергия) и их зависимость от размера. Размерные зависимости многих других свойств часто объясняются изменением данных характеристик. По этой причине изучение влияния размера на физико-химические свойства наночастиц представляется логичным начать с рассмотрения размерной зависимости одной из важнейших термодинамических характеристик поверхности, которой является поверхностное натяжение, определяемое через работу обратимого изотермического образования поверхности раздела фаз.

Наиболее полное и строгое исследование влияния размера на различные свойства наночастиц проведено в работах Русанова А.И. [1, 13–16]. Им получены дифференциальные уравнения, описывающие влияние размера на многие свойства дисперсных частиц. Данные строгие термодинамические соотношения, выведенные в этих работах, как отмечает сам автор, "образуют прочный фундамент для дальнейшего теоретического исследования, а также для применения разнообразных моделей, включающих в себя определенные предположения о структуре поверхностных слоев". Особый интерес вызывает вывод, сделанный в [1] о том, что при использовании поверхности натяжения в качестве разделяющей поверхности искривление плоской поверхности в одну сторону должно вызывать понижение, а в другую – повышение поверхностного натяжения.

В работах [3, 4] рассмотрен ряд размерных зависимостей поверхностных свойств малой капли, в том числе поверхностного натяжения с учетом неоднородности центральной части капли, которое приводит к возникновению в ней аналога расклинивающего давления в тонких пленках. Это рассмотрение проведено в рамках метода функционала плотности с использованием конкретных моделей для потенциала взаимодействия частиц в системе. Сделан вывод, что поверхностное натяжение малой капли с увеличением радиуса кривизны приближается к макроскопическому значению сверху, а с уменьшением радиуса проходит через максимум и стремится к нулю.

При исследовании поверхностных явлений в малых системах достаточно широко используется концепция капиллярных эффектов второго рода, предложенная Л.М. Щербаковым и успешно развиваемая его учениками и последователями для описания размерных зависимостей многих термодинамических характеристик (в том числе поверхностного натяжения) наночастиц различной природы [8–10].

В работе [11] представлено в общем виде дифференциальное уравнение, определяющее размерную зависимость поверхностного натяжения, а также найдены его решения в аналитическом виде для сферической, цилиндрической, параболической и конической поверхностей. В [12] на основе метода разделяющей поверхности Гиббса получено дифференциальное уравнение, определяющее зависимость поверхностного натяжения пузырька в неполярной однокомпонентной жидкости от его радиуса. После его решения в работе делается вывод о том, что поверхностное натяжение пузырька увеличивается с уменьшением его размера.

Целью настоящей работы является получение уравнения размерной зависимости поверхностного натяжения сферической наночастицы на границе с паром с учетом влияния на температуру фазового равновесия в рамках термодинамики двухфазной системы с искривленной поверхностью.

РАЗМЕРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Изменение поверхностного натяжения наночастиц с размером, являющимся параметром состояния системы, зависит от условий, при которых проводится этот процесс. Наибольшее число работ посвящено изучению данной зависимости в изотермических условиях [1, 17, 18]. Для этого случая справедливо известное уравнение Гиббса—Томсона—Кенига—Баффа, которое имеет вид

$$\frac{1}{\sigma} \left(\frac{d\sigma}{dr} \right)_T = \frac{\frac{2\delta}{r^2} \left(1 + \frac{\delta}{r} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{r^2} \right)}{1 + \frac{2\delta}{r} \left(1 + \frac{\delta}{r} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{r^2} \right)},\tag{1}$$

где r — радиус поверхности натяжения, δ — параметр Толмена, σ — поверхностное натяжение, T — температура.

При больших размерах наночастицы ($r \ge \delta$) и независимости параметра δ от r ($\delta = \delta_{\infty}, \delta_{\infty}$ – параметр Толмена на квазиплоской поверхности) из (1) следует известная формула Толмена

$$\sigma = \frac{\sigma_{\infty}}{1 + \frac{2\delta_{\infty}}{r}},\tag{2}$$

где σ_{∞} – поверхностное натяжение при $r \rightarrow \infty$. В дальнейшем в целях упрощения индекс ∞ опускается.

В литературе уже появляются работы, в которых используется теория дисперсных систем для описания размерных эффектов наносистем. Например, в [17, 18] проведено наиболее последовательное описание зависимости поверхностного натяжения от размера с учетом характера кривизны (искривления плоской поверхности в одну или в другую сторону). Примером таких систем может быть капля жидкости в паре или пузырек пара в жидкости. При этом использованы основные соотношения, приведенные ниже, которые следуют из условия равновесия дисперсной частицы (фаза α) с дисперсионной средой макроскопического размера (фаза β) и поверхностью (межфазный слой):

$$(s^{(\beta)} - s^{(\alpha)}) dT - v^{(\beta)} dP^{(\beta)} + v^{(\alpha)} dP^{(\alpha)} = 0,$$

$$\omega d\sigma + (s^{(\sigma)} - s^{(\alpha)}) dT - (v^{(\alpha)} - \overline{\alpha}v^{(\sigma)}) dP^{(\alpha)} -$$

$$- \overline{\beta}v^{(\sigma)} dP^{(\beta)} = 0,$$

$$dP^{(\alpha)} - dP^{(\beta)} - \frac{2}{r} d\sigma + \frac{2\sigma}{r^2} dr = 0,$$

$$\overline{\beta} (v^{(\sigma)} - \rho v^{(\beta)}) = \delta \omega \left(1 + \frac{\delta}{r} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{r^2}\right).$$

Здесь *P* – давление; *s*, *v* и ω – молярные значения энтропии, объема и площади поверхности; индекс σ указывает на принадлежность величины к поверхностному слою; $\overline{\alpha} = v_{\alpha}^{(\sigma)}/v^{(\sigma)}$, $\overline{\beta} = v_{\beta}^{(\sigma)}/v^{(\sigma)}$, $v_{\alpha}^{(\sigma)} + v_{\beta}^{(\sigma)} = v^{(\sigma)}$, $v^{(\sigma)}$ – молярный объема поверхностного слоя; $v_{\alpha}^{(\sigma)}$ и $v_{\beta}^{(\sigma)}$ – доли объема поверхностного слоя, расположенные со стороны α и β от поверхности натяжения соответственно; *r* – радиус поверхности натяжения; $\delta = r_e - r$, r_e – радиус эквимолекулярной разделяющей поверхности. Параметр Толмена δ зависит наряду с температурой и давлением и от размера. Из этих уравнений можно получить

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_T = \frac{dx}{x} - \frac{x^2 dx}{x^3 + 2x^2 + 2x + 2/3},\tag{3}$$

где $x = r/\delta$.

В настоящее время нет надежных данных для размерной зависимости параметра Толмена, что уже отмечалось в литературе. Такая зависимость, видимо, должна иметь место для сильно искривленных поверхностей (для весьма малых частиц). Для больших и средних размеров в первом приближении можно пренебречь этой зависимостью $\delta(r)$. При таком приближении из уравнения (1) получена формула Толмена (2), которая широко используется на практике. При условии независимости δ от *r* из (3) следует вывод о существовании линейного характера изменения поверхностного натяжения в зависимости от *r*. Действительно, при больших значениях *r* можно пренебречь вторым слагаемым в (3) и получить

$$\sigma = kr, \tag{4}$$

где k — константа интегрирования, зависящая от температуры. Существование такой линейной зависимости было обосновано в работах Русанова. Из (4) следует, что в области малых размеров независимо от характера кривизны поверхностное натяжение снижается с уменьшением радиуса кривизны и обращается в нуль, когда r = 0.

Основное соотношение для размерной зависимости поверхностного натяжения имеет вид [17]

$$\sigma(r) = A\sigma_{\infty}r \times \\ \times \frac{\exp[1.6439 \operatorname{arctg}(1.2166 r/\delta + 0.8775)]}{(r + 0.5575\delta)^{0.4424} (r^2 + 1.4425\delta r + 1.1958\delta^2)^{0.2788}},$$

где A = 0.0756, a = 0.5575, b = 1.4425, c = 1.1958.

Расчеты с использованием данного соотношения показывают монотонное снижение поверхностного натяжения жидкой капли или твердой частицы, находящейся в собственном паре, с уменьшением размера дисперсной частицы [17].

Аналогичная задача была решена в работе [18] для случая отрицательной кривизны. Примером такой системы может служить пузырек пара сферической формы, находящийся в массиве жидкости. В таком случае дифференциальное уравнение, описывающее зависимость поверхностного натяжения от размера в изотермических условиях, имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{T} = -\frac{\left(2x^{2} + 2x + 2/3\right)dx}{x\left(x^{3} - 2x^{2} - 2x - 2/3\right)},$$
(5)

где $x = r/\delta > 0$. Данное уравнение является аналогом уравнения Гиббса—Толмена—Кенига—Баффа в случае отрицательной кривизны. После интегрирования данного уравнения для размерной зависимости поверхностного натяжения в случае отрицательной кривизны получаем

$$\sigma = B\sigma_{\infty}r \times \exp\left[0.1120\operatorname{arctg}\left(\frac{3.5727r + 1.4281\delta}{\delta}\right)\right] \times \frac{\exp\left[0.1120\operatorname{arctg}\left(\frac{3.5727r + 1.4281\delta}{\delta}\right)\right]}{\left[\left(r^{2} + 0.7995\delta r + 0.2381\delta^{2}\right)^{0.1201}\left(r - 2.7995\delta\right)^{0.7599}\right]},$$

где B = 0.8387, *r* и δ – положительные величины.

При переходе к большим радиусам кривизны из (5) получается уравнение, которое совпадает с уравнением Толмена для больших радиусов в случае отрицательной кривизны

$$\sigma = \frac{\sigma_{\infty}}{1 - \frac{2\delta_{\infty}}{r}}$$

Нужно отметить, что область применимости данного уравнения Толмена в случае отрицательной кривизны несколько меньше по сравнению с аналогичной областью для поверхности с положительной кривизной. Расчеты показывают, что при одинаковых размерах дисперсной фазы, значения поверхностного натяжения для одного и того же вещества на границе с отрицательной кривизной больше, чем в случае положительной кривизны. Такой вывод был сделан в [1], и он подтверждается в расчетах [17, 18].

РАЗМЕРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В ИЗОБАРИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Как говорилось выше, в литературе наибольшее внимание уделяется установлению зависимости поверхностного натяжения от размера в изотермических условиях. Между тем, при диспергировании одной из сосуществующих фаз а внутри другой фазы β в двухфазной системе изменяется также температура фазового равновесия. Весьма интересно рассмотрение размерной зависимости поверхностного натяжения с учетом влияния размера на температуру равновесия дисперсной частицы, находящейся в дисперсионной среде в равновесных условиях. В работе [19] получено дифференциальное уравнение размерной зависимости поверхностного натяжения с учетом влияния размера на температуру фазового равновесия дисперсной частицы сферической формы, находящейся в дисперсионной среде. При этом влияние размера на поверхностное натяжение рассматривалось при условии постоянства давления $(P^{(\alpha)} = P^{(\beta)} = \text{const})$. Это уравнение является аналогом уравнения Гиббса-Толмена-Кенига-Баффа [1], справедливого для изотермических условий:

$$\frac{1}{\sigma} \left(\frac{d\sigma}{dr} \right)_{p^{(matr)}} = \frac{\frac{2\delta}{r^2} \left[1 + \frac{\delta}{r} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{r^2} + \frac{v^{(\alpha)}}{\omega \delta} (\rho_v - \rho_S) \right]}{1 + \frac{2\delta}{r} \left[1 + \frac{\delta}{r} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{r^2} + \frac{v^{(\alpha)}}{\omega \delta} (\rho_v - \rho_S) \right]}, \quad (6)$$

где $\rho_v = (v^{(\sigma)} - v^{(\alpha)}) / (v^{(\beta)} - v^{(\alpha)}), \qquad \rho_S = (S^{(\sigma)} - S^{(\alpha)}).$

Интегрирование (6) на всем интервале размеров позволяет получить уравнение для размерной зависимости поверхностного натяжения в изобарических условиях. При этом данное уравнение решено с учетом зависимости безразмерной величины $\frac{v^{(\alpha)}}{\omega\delta}(\rho_v - \rho_v)$ от размера [19]. Средняя плотность поверхностного слоя $\rho^{(\sigma)}$ находилась с использованием выражения [1]

$$\begin{split} \rho^{(\sigma)} &\approx \frac{\rho_{\infty}^{(\alpha)}\tau_{\rho}^{(\alpha)} + \rho_{\infty}^{(\beta)}\tau_{\rho}^{(\beta)}}{\tau_{\rho}^{(\alpha)} + \tau_{\rho}^{(\beta)}}, \\ \tau_{\rho}^{(\alpha)} \big/ \tau_{\rho}^{(\beta)} &\approx \left(\rho_{\infty}^{(\alpha)}\chi_{\infty}^{(\alpha)} \big/ \rho_{\infty}^{(\beta)}\chi_{\infty}^{(\beta)}\right)^{l/3} \end{split}$$

где ρ — плотность; χ — изотермическая сжимаемость; n — число монослоев в переходном слое; N_0 число Авогадро; $\tau_{\rho}^{(\alpha)}$ и $\tau_{\rho}^{(\beta)}$ — толщины частей поверхностного слоя, расположенных по обе стороны от разделяющей поверхности; τ_{ρ} — толщина поверхностного слоя. Для нахождения $2\chi_{\infty}\sigma_{\infty}$ также можно воспользоваться формулой, которая давно имеется в литературе [20]:

$$2\chi_{\infty}\sigma_{\infty}\approx\alpha_{V_{\infty}}T\left(V_{\infty}\right)^{1/3}/N_{0}^{1/3}$$

где $\alpha_{V_{\infty}}$ — коэффициент объемного расширения. В результате получается

$$\begin{aligned} v^{(\alpha)} \, \omega_{\infty} / \omega &\approx \frac{v_{\infty}^{(\alpha)}}{\left(1 + \frac{2\chi_{\infty}^{(\alpha)}\sigma_{\infty}^{(\alpha)}}{r}\right)^{1/3}} \left(\frac{1 + v_{\infty}^{(\beta)} / v_{\infty}^{(\alpha)}}{1 + \overline{\xi} \, v_{\infty}^{(\beta)} / v_{\infty}^{(\alpha)}}\right)^{2/3} \\ \overline{\xi} &= 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta D}{D}\right)_{\infty} 2\chi_{\infty}^{(\beta)} \sigma_{\infty}^{(\beta)} / \left(r + \chi_{\infty}^{(\beta)}\sigma_{\infty}^{(\beta)}\right), \end{aligned}$$

где $\Delta D/D$ – скачок плотности при фазовом переходе α – β . С учетом приведенных выше соотношений уравнение (6) принимает вид

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{p^{(\beta)}} = \frac{dr}{r} - \frac{r^2 dr}{r^3 + 2\delta dr^2 + 2\delta^2 fr + \frac{2}{3}\delta^3}$$

где $d = 1 + \frac{\Delta \delta}{\delta}, f = 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta \delta}{\delta} \right) \frac{\alpha_v^{(\alpha)}}{\delta}.$

Вводя безразмерную величину $x = r/\delta$, получаем

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{P^{(\beta)}} = \frac{dx}{x} - \frac{x^2 dx}{(x+a)(x^2+bx+c)},$$

где a + b = 2d, ab + c = 2f, ac = 2/3.

При решении полученного уравнения следует рассматривать два случая: $4c > b^2$ и $b^2 > 4c$.В первом случае решение записывается в виде

$$\sigma = A_P \sigma_{\infty} x \frac{\exp\left[A_{P_0} \operatorname{arctg}\left(\frac{2x+b}{\sqrt{4c-b^2}}\right)\right]}{\left(x+a\right)^{n_0} \left(x^3 + 2dx^2 + 2fx + \frac{2}{3}\right)^n}, \quad (7)$$

The $A_{P_0} = \frac{2ac + bc - ab^2}{\sqrt{4c - b^2(a^2 - ab + c)}}, A_p = \exp[-A_{P_0} \operatorname{arctg}(\infty)],$ $n_0 = m - n, m = a^2/(a^2 - ab + c), n = (c - ab)/[2(a^2 - ab + c)].$

Во втором случае искомое выражение имеет вид

$$\sigma = \frac{\sigma_{\infty} x}{|(x+a)|^m |(x^2 + bx + c)|^n} \times \left(\frac{|2x+b-\sqrt{b^2-4c}|}{|2x+b+\sqrt{b^2-4c}|} \right)^{B_{R_0}},$$
(8)
THE $B_{R_0} = \frac{1}{2} \frac{2ac+bc-ab^2}{\sqrt{b^2-4c}(a^2-ab+c)}.$

О НАХОЖДЕНИИ ПАРАМЕТРА ТОЛМЕНА

Для вычисления параметра Толмена на плоской границе конденсированная фаза—пар предложен ряд приближенных соотношений, среди которых $\delta = 0.916 v_{\alpha}^{1/3}$ [21, 22], где v_{α} – атомный объем. В работах [23, 24] предпринимались попытки расчета предельного значения параметра Толме-

расчета предельного значения параметра Толмена на различных границах. В [24] такая задача решалась в локально-конфигурационном приближении. При этом учитывались две особенности. Во-первых, поверхностное натяжение на плоской границе не зависит от положения разделяющей поверхности и для однокомпонентной системы это положение совпадает с эквимолекулярной разделяющей поверхностью (следовательно, автоадсорбция Г равна нулю). Во-вторых, поверхностное натяжение численно совпадает с удельной поверхностной энергией \overline{f} [25]. Первое следует из уравнения Кондо

$$\left(\frac{d\sigma_x}{dr_x}\right)^* + \frac{2\sigma_x}{r_x} = P^{(\alpha)} - P^{(\beta)},$$

где r_x — радиус любой произвольно выбранной разделяющей поверхности; $P^{(\alpha)}$ и $P^{(\beta)}$ — давления в сосуществующих фазах. Второе утверждение вытекает из соотношения

$$\sigma = \overline{f} - \sum_i \mu_i \Gamma_i,$$

где μ_i и Γ_i — химический потенциал и адсорбция *i*-го компонента. Тогда, следуя [23], можно получить

$$\sigma = \left(f_V^{(\beta)} - f_V^{(\alpha)}\right)\Delta z,$$

где $f_V^{(\alpha)}$ и $f_V^{(\beta)}$ — плотности свободной энергии в соответствующих фазах; Δz — расстояние между эквимолекулярной разделяющей поверхностью (с декартовой координатой z_B) и разделяющей поверхностью нулевой избыточной свободной энергии (с координатой z_F). Для $\Delta z = z_B - z_F$ имеет место соотношение [23]

$$\Delta z = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Biggl[rac{
ho(z) -
ho^{(eta)}}{
ho^{(lpha)} -
ho^{(eta)}} - rac{f_V(z) - f_V^{(eta)}}{f_V^{(lpha)} - f_V^{(eta)}} \Biggr] dz,$$

где $\rho(z)$ — плотность вещества, $f_V(z)$ — плотность свободной энергии в переходном слое. Для плоской поверхности на границе с паром величина $\Delta z_{\infty} \equiv \Delta z = z_B - z_F$ принимается равной предельному значению параметра Толмена, т.е. $\Delta z_{\infty} = \delta$, где $\delta_{\infty} \equiv \delta = z_B - z_F$. Заметим, что все эти разделяющие поверхности находятся в пределах переходного слоя Δz_{∞} и δ_{∞} , следовательно, их толщины меньше толщины поверхностного слоя. Параметр Толмена на плоской поверхности однокомпо-

Металл	$\xi imes 10^{10}$	$v_{\infty}, \mathrm{cm}^3$	$\Delta H_{ m ucn},$ Дж/моль	<i>Т</i> _к , К	$(d\sigma_{\infty}/dT) \times 10^7,$ Дж/(см ² K)	$\Delta\delta/\delta$	d	f
Li	6.4	13.42	134686	1643	-0.15	-1.615	-0.614	1.253
Na	6.4	24.28	89037	1156	-0.09	-1.532	-0.531	1.253
Κ	6.4	46.68	79000	1033	-0.07	-1.855	-0.854	1.321
Rb	6.4	58.82	69205	961	-0.053	-1.739	-0.739	1.301
Cs	6.4	72.23	65899	978	-0.045	-1.810	-0.809	1.328
Sn	6.4	17.18	230125	2543	-0.16	-1.840	-0.839	1.135
Pb	7.0	19.10	170962	1998	-0.11	-1.312	-0.312	1.125
In	6.4	16.13	219665	2273	-0.12	-1.239	-0.239	1.108
Cu	7.0	7.90	304346	2873	-0.21	-1.123	-0.123	1.146
Ag	7.0	11.52	255062	2436	-0.21	-1.461	-0.461	1.198
Au	7.0	11.43	330962	3239	-0.19	-1.347	-0.348	1.144
Ni	7.0	7.49	353514	3273	-0.39	-1.974	-0.975	1.256
W	6.4	11.04	823849	6203	-0.21	-1.225	-0.225	1.121
Мо	6.4	10.27	630233	5073	-0.2	-1.188	-0.188	1.131

Таблица 1. Входные данные и результаты расчетов $\Delta\delta/\delta$, *d* и *f* для металлов

нентной жидкости на границе с паром имеет вид

$$\delta = \frac{\Delta n}{n} \left(1 - \frac{\Delta n}{n} \right) \overline{n}_S \frac{v}{N_0},$$

где $\Delta n/n$, n_S — средние значения относительного числа недостающих соседей у частицы на поверхности и числа атомов на единице поверхности соответственно. Можно рассчитать значения $\overline{\Delta n}/n$ и $\overline{n_S}$ на основе статистических соображений [26, 27]. Тогда $\delta = \xi v^{1/3}$, где параметр ξ равен 6.4 × 10⁻¹⁰, 7 × 10⁻¹⁰ и 10.2 × 10⁻¹⁰ для ОЦК-, ГЦК- и ГПУструктур предплавления.

Анализ формулы (7) и результаты численных расчетов показывают, что при больших значениях параметра Толмена (например, вычисленных по формуле $\delta = 0.916 v_{\alpha}^{1/3}$ [21, 22]) имеет место монотонное снижение поверхностного натяжения при уменьшении размера дисперсной частицы. Интересно также заметить, что для сферических наночастиц, находящихся в твердом состоянии, даже при больших положительных значениях параметра Толмена на плоской поверхности может иметь место максимум поверхностного натяжения в области средних значений радиуса поверхности натяжения. Это связано со сравнительно большими значениями температурного коэффициента поверхностного натяжения на плоской поверхности в твердом состоянии, который достаточно велик вблизи температуры плавления [28].

РАСЧЕТ РАЗМЕРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ

Численные расчеты с использованием приведенных выше соотношений и наиболее на-

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 №

дежных входных данных для жидких нанокапель ряда металлов при температуре плавления приведены в табл. 1 и 2. Значения *a*, *b* и *c* вычислялись по приведенным выше трем соотношениям с использованием данных для инди-

видуальных веществ. При этом $\Delta \delta = \frac{v_{\infty}^{(\alpha)} \overline{T_{\infty}}}{\Delta H_{\infty}} \frac{d\sigma_{\infty}}{dT},$

 $\alpha_v^{(\alpha)} = 2\chi_{\infty}^{(\alpha)}\sigma_{\infty}^{(\alpha)} = \alpha_{V_{\infty}}^{(\alpha)}T\left(v_{\infty}^{(\alpha)}\right)^{1/3} / N_0^{1/3}$, где ΔH_{∞} – теплота плавления массивного образца, $\Delta H_{\mu c \pi}$ – теплота испарения.

На рисунке для иллюстрации результатов расчетов приведена размерная зависимость поверхностного натяжения жидких нанокапель никеля на границе с паром в безразмерных координатах. Интересно отметить, что при постоянстве давления

 $\sigma(r)/\sigma_{\infty}$

Зависимость поверхностного натяжения жидких нанокапель никеля (в безразмерных координатах): $1 - d = 1, f = 1; 2 - d \neq 1, f = 1; 3 - d \neq 1, f \neq 1.$

347

№ 3 2022

КУЗАМИШЕВ и др.

Металл	r/δ											
	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	5.0	10.0	15.0	20.0			
Li	0.877	1.030	1.088	1.107	1.111	1.092	1.055	1.038	1.029			
Na	0.796	0.955	1.026	1.057	1.069	1.069	1.045	1.032	1.025			
Κ	1.196	1.315	1.313	1.281	1.248	1.161	1.084	1.057	1.043			
Rb	1.011	1.153	1.188	1.187	1.175	1.126	1.070	1.048	1.036			
Cs	1.108	1.240	1.256	1.239	1.216	1.146	1.078	1.053	1.040			
Sn	1.319	1.400	1.363	1.312	1.268	1.167	1.085	1.057	1.043			
Pb	0.672	0.833	0.919	0.965	0.991	1.022	1.022	1.017	1.013			
In	0.634	0.796	0.886	0.936	0.965	1.006	1.014	1.012	1.010			
Cu	0.573	0.734	0.830	0.888	0.924	0.980	1.001	1.003	1.003			
Ag	0.755	0.915	0.991	1.027	1.044	1.054	1.038	1.027	1.021			
Au	0.690	0.850	0.935	0.979	1.003	1.029	1.025	1.019	1.015			
Ni	1.585	1.625	1.527	1.430	1.356	1.207	1.101	1.067	1.050			
W	0.625	0.786	0.877	0.929	0.959	1.002	1.012	1.011	1.009			
Мо	1.605	0.766	0.860	0.914	0.946	0.994	1.008	1.008	1.007			

Таблица 2. Размерная зависимость поверхностного натяжения металлических наночастиц (в относительных координатах)

Таблица 3. Зависимость поверхностного натяжения металлических наночастиц в точке максимума (в безразмерных координатах), рассчитанная по формулам (7)–(9)

Металл	f≠	≐ 1	<i>f</i> =	= 1	۸ <u>م</u> %	$\Lambda(n/\delta)$ %	
	$(\sigma/\sigma_{\infty})_{max}$	$(r/\delta)_{\rm max}$	$(\sigma/\sigma_{\infty})_{max}$	$(r/\delta)_{\rm max}$	$\Delta O_{\text{max}}, 70$	$\Delta(7,0)_{\rm max}, 70$	
Li	1.111	2.953	1.155	2.219	3.8	33	
Na	1.074	3.771	1.1	2.874	2.4	31	
Κ	1.321	1.7	1.552	1.261	14.9	35	
Rb	1.19	2.186	1.3	1.586	8.5	38	
Cs	1.257	1.885	1.436	1.366	12.5	38	
Sn	1.4	1.473	1.51	1.293	7.3	14	
Pb	1.024	6.688	1.028	5.903	0.4	13	
In	1.014	8.862	1.016	7.956	0.2	11	
Cu	1.004	18.121	1.004	15.702	0.0	15	
Ag	1.055	4.401	1.069	3.577	1.3	23	
Au	1.03	6.006	1.035	5.195	0.5	16	
Ni	1.64	1.301	2.055	1.054	20.2	23	
W	1.012	9.553	1.014	8.474	0.2	13	
Мо	1.008	11.602	1.01	10.197	0.2	14	

в матрице, в отличие от изотермических условий, имеет место немонотонная зависимость поверхностного натяжения от радиуса поверхности натяжения. С уменьшением радиуса поверхностное натяжение вначале возрастает, затем уменьшается и стремится к нулю.

На графике имеется максимум, положение которого определяется условием

$$\left(\frac{r}{\delta}\right)_{\max} = -\frac{f}{2d} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4}{3}\frac{d}{f^2}}\right). \tag{9}$$

Учет зависимости слагаемого в квадратных скобках от размера в уравнении (6) приводит к смещению максимума в сторону больших значений радиуса поверхности натяжения (~23% для Ni) при понижении его поверхностного натяжения до 20% (табл. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты данной работы показывают возможность существования двух основных типов зависи-

мости поверхностного натяжения от радиуса кривизны поверхности разрыва (монотонная и немонотонная с максимумом), которые следуют из теории фазовых равновесий в дисперсных системах с учетом поверхностных явлений [1].

В работе рассчитаны зависимости поверхностного натяжения ряда металлов с учетом влияния на температуру фазового равновесия по выражениям (7) и (8). В полученных зависимостях наблюдается максимум в области малых размеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Русанов А.И.* Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967. 388 с.
- Tolman R.C. The Effect of Droplet Size on Surface Tension // J. Chem. Phys. 1949. V. 17. № 3. P. 333.
- 3. Быков Т.В., Щекин А.К. Поверхностное натяжение, длина Толмена и эффективная константа жесткости поверхностного слоя капли с большим радиусом кривизны // Неорг. материалы. 1999. Т. 35. № 6. С. 759.
- 4. *Быков Т.В., Щекин А.К.* Термодинамические характеристики малой капли в рамках метода функционала плотности // Коллоид. журн. 1999. Т. 61. № 2. С. 164.
- Львов П.Е., Светухин В.В. Термодинамика образования наноразмерных выделений вторых фаз с протяженной межфазной границей // ФТТ. 2014. Т. 56. Вып. 9. С. 1825.
- 6. Алчагиров Б.Б., Дадашев Р.Х., Дышекова Ф.Ф., Элимханов Д.З. Поверхностное натяжение индия. Методы и результаты исследований // ТВТ. 2014. Т. 52. № 6. С. 941.
- Шебзухов А.А., Осико Т.П., Кожокова Ф.М., Мозговой А.Г. Поверхностное натяжение жидких щелочных металлов и их сплавов. В кн.: Обзоры по теплофизическим свойствам веществ № 5 (31). М., 1981. 141 с.
- Щербаков Л.М. Общая теория капиллярных эффектов второго рода. В кн.: Исследования в области поверхностных сил. М.: АН СССР, 1961. С. 28.
- Сдобняков Н.Ю., Самсонов В.М. Исследование размерной зависимости поверхностного натяжения твердых наночастиц на основе термодинамической теории возмущений // Изв. вузов. Химия и хим. технология. 2003. Т. 46. Вып. 5. С. 90.
- Самсонов В.М., Чернышева А.А., Сдобняков Н.Ю. О размерной зависимости поверхностной энергии и поверхностном натяжении металлических наночастиц // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 6. С. 768.
- Рехвиашвили С.Ш., Киштикова Е.В. О размерной зависимости поверхностного натяжения // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 1. С. 148.
- 12. Рехвиашвили С.Ш., Киштикова Е.В. Влияние размерной зависимости поверхностного натяжения

на динамику пузырька в жидкости // ЖЭТФ. 2014. Т. 145. Вып. 6. С. 1116.

- 13. *Rusanov A.I.* Phasengleichgewichte und Grenzflächenerscheinungen. Berlin: Acad. Verlag, 1978. 465 s.
- Rusanov A.I. Thermodynamics of Solid Surfaces // Surface Sci. Rep. 1996. V. 23. P. 173.
- Rusanov A.I. Surface Thermodynamics Revisited // Surface Sci. Rep. 2005. V. 58. P. 111.
- 16. *Русанов А.И*. Термодинамические основы механохимии. СПб.: Наука, 2006. 221 с.
- Шебзухов З.А., Шебзухова М.А., Шебзухов А.А. Межфазное натяжение на границах с положительной кривизной в однокомпонентных системах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. № 11. С. 102.
- Шебзухов З.А., Шебзухова М.А., Шебзухов А.А. Межфазное натяжение на границах с отрицательной кривизной в однокомпонентных системах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. № 12. С. 94.
- Шебзухов З.А., Шебзухова М.А., Шебзухов А.А. Поверхностное натяжение и поверхностная энергия металлических наночастиц // Изв. Каб.-Балк. гос. ун-та. 2010. № 1. С. 17.
- Байдов В.В., Кунин Л.Л. К вопросу о связи скорости звука с поверхностным натяжением металлов. В кн.: Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах. Нальчик, 1965. С. 89.
- 21. Vogelsberger W.J., Marx G. Zur Krummunlhangigkeitder Olerflachenspannungkleiner Tropfehen // Zeitschrift für Physikalische Chemie. 1976. Bd. 257. № 3. S. 580.
- 22. Vogelsberger W.J., Sonnefeld J., Rudakoff G. Some General Consideration on a Curvature Dependent Surface Tension in the Capillarity of Liquids // Z. Phys. Chem. 1985. Bd. 226. № 2. S. 225.
- 23. Шебзухова М.А., Шебзухов А.А. Параметр Толмена для жидких металлов на плоской границе с паром // Тр. Междун. междисц. симп. "Физика поверхностных явлений, межфазных границ и фазовые переходы". Ростов-на-Дону: СКНЦ ВШ ЮФУ, 2013. Вып. 3. С. 231.
- 24. Шебзухова М.А., Шебзухов З.А., Шебзухов А.А. Параметр Толмена, автоадсорбция и поверхностное натяжение на плоских и искривленных поверхностях жидких металлов // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 5. С. 729.
- 25. *Русанов А.И*. Лекции по термодинамике поверхностей. СПб.: Лань, 2013. 240 с.
- 26. Задумкин С.Н. Приближенный расчет поверхностного натяжения металлов // ДАН СССР. 1957. Т. 112. № 3. С. 453.
- Задумкин С.Н. Современные теории поверхностной энергии чистых металлов. В кн.: Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах. Нальчик, 1965. С. 12.
- Гладких Н.Т., Дукаров С.В., Крышталь А.П., Ларин В.И., Суков В.Н. Капиллярные свойства островковых пленок и малых частиц. Харьков: ХНУ им. В.Н. Карамзина, 2015. 212 с.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

УДК 536.71

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕКСАФТОРИДА УРАНА. СВОЙСТВА В ОБЛАСТИ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

© 2022 г. В. В. Малышев*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Курчатовский комплекс физико-химических технологий, Москва, Россия

> **E-mail: Malyshev_VV@nrcki.ru* Поступила в редакцию 30.03.2021 г. После доработки 22.11.2021 г. Принята к публикации 28.11.2021 г.

Представлены обновленные результаты экспериментальных исследований теплофизических свойств гексафторида урана (UF₆) в области разреженного газа в интервале температур от 287 до 368 K, давлений от 53 до 750 мм рт. ст. и плотностей газа от 0.00188 до 0.0118 г/см³, полученные переработ-кой прежних данных автора с использованием графо-математической программы "Origin-8". Уточнены значения параметров состояния UF₆ в области равновесия пара с твердой фазой, получены обновленные данные для теплоты сублимации. По P-V-T-данным построено уравнение состояния UF₆, которое обеспечивает вдвое большее, чем прежнее уравнение, приближение к экспериментальным данным по давлению со среднеквадратичным отклонением 0.53 мм рт. ст. и 0.12% во всей исследованной области параметров состояния. Обновлены данные для второго вириального коэффициента. В работе использовался гексафторид урана с естественным содержанием изотопов урана и чистотой 99.98 об. %. Приведено описание экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0040364422020272

ВВЕДЕНИЕ

Научно-практический интерес к гексафториду урана (UF₆) появился лишь через 30 лет после его открытия немецким исследователем Otto Ruff в 1909 г. Основанием к этому послужило открытие в 1939 г. явления распада ядра урана, а UF_6 оказался единственным известным устойчивым газообразным соединением урана, которое можно использовать для получения и обогащения ядерного топлива. Наряду с разработкой реакторов на твердых ТВЭЛах, в СССР и США с 1950-х годов активно начались работы по созданию ядерных энергетических установок (ЯЭУ), использующих в качестве ядерного топлива газообразный UF₆. В СССР в ИАЭ им. И.В. Курчатова в середине 1950-х годов был спроектирован и сооружен стендовый реактор на гексафториде урана [1, 2]. В последующие годы в СССР и США был выполнен большой цикл работ, посвященных этому направлению. В обзоре Иосилевского с соавторами [3] сделан анализ состояния работ по данному направлению, рассмотрены перспективные варианты применения ЯЭУ с циркулирующим гексафторидом урана в наземной и космической энергетике.

Для расчетов и создания ЯЭУ с циркулирующим UF₆ необходимы данные по теплофизическим свойствам этого соединения. В период с 1943 по 1953 гг. в США, Англии, Франции выполнено большое число работ по исследованию различных химических и термодинамических свойств UF₆. Обзор работ по свойствам UF₆, представленных до 1949 г., сделан в монографии Каца и Рабиновича [4]. Обстоятельный обзор работ, выполненных до 1974 г., дан Беляниным в труде НИЦ Института высоких температур АН СССР по теплофизическим свойствам веществ [5].

Содержащиеся в открытой литературе данные по теплофизическим свойствам UF₆ относятся в основном к состоянию сублимации твердого и насыщения жидкого UF₆ и нередко противоречат одни другим. Отсутствие экспериментальных данных по свойствам UF₆ в области перегретого пара, закритической области и жидкости, а также противоречивость данных в "изученных" областях параметров состояния UF₆ побудили автора восполнить существующий пробел и провести в 1968-1973 гг. собственные исследования теплофизических свойств этого соединения. Полученные экспериментальные данные представлены в работе [6], а результаты исследований опубликованы без описания экспериментальных установок и методик исследований в работах [7-9]. Интерес к UF₆ сохраняется и в 21-м веке, когда появились две работы [10, 11], посвященные методикам вычисления второго вириального коэффициента UF₆ с использованием различных моделей потенциала межмолекулярного взаимодействия.

В начале 1970-х годов в научных лабораториях, по крайней мере в СССР, отсутствовали персональные компьютеры, необходимое программное обеспечение, включая графические программы и математические средства обработки экспериментальных данных. Поэтому вся обработка данных и построение графических зависимостей производились только вручную, что не позволяло учесть различные тонкости в поведении функций и закономерностей особенно в окрестности критической точки, где, как известно, скапливается большое число экспериментальных точек с еле заметными отличиями друг от друга. Исходя из последних соображений, представляется полезным произвести переработку полученных ранее результатов по теплофизическим свойствам UF₆ с использованием современных графоаналитических методик. В результате были заметно изменены местоположения плотности пара и жилкости на бинодали, разработана физико-математическая методика определения критической температуры. Современные математические модели обработки большого числа экспериментальных точек позволили не только получить новые уравнения состояния UF₆ в области разреженного и плотного газа, но и корректно вычислить данные для второго вириального коэффициента. Наконец, впервые представлены экспериментальные данные и уравнение состояния в области жидкого UF₆.

В работе использовался гексафторид урана с естественным содержанием изотопов урана, молекулярная масса которого равна 352.04 г/моль. Чистота продукта, прошедшего все стадии вакуумной дистилляции, по результатам масс-спектрометрического анализа была не менее 99.98 об. %. Исследования UF₆ выполнены в широком диапазоне параметров состояния, в связи с чем изготовлено две установки, размещенные в одном двухсекционном вытяжном шкафу: установка низкого давления и установка высокого давления. Поскольку UF₆ является высокоагрессивным химическим соединением, то все узлы и детали установок, с которыми контактировал UF₆, изготовлены из никеля и монель-металла. Большое внимание было уделено созданию средств и методик измерения параметров состояния вещества с максимально возможной точностью.

Результаты экспериментальных исследований и их графо-математической обработки разбиты на две части. Материалы, полученные в области разреженного газа UF₆ на установке низкого давления, представлены в настоящей работе, а материалы, полученные в области плотного газа и жидкости UF₆ на установке высокого давления, предполагается опубликовать в отдельной работе.

В настоящей работе представлены результаты исследований теплофизических свойств гексафторида урана (UF_6) в области разреженного газа и его равновесия с твердой фазой в интервале температур от 287 до 368 К, давлений от 53 до 750 мм рт. ст. и плотностей газа от 0.00188 до 0.0118 г/см³. Получены экспериментальные данные по давлению и теплоте сублимации UF₆, плотности, давлению и температуре пара, равновесного с твердой фазой. По *P*–*V*–*T*-данным определены значения для второго вириального коэффициента и построено уравнение состояния UF₆, которое обеспечивает приближение к опытным данным по давлению со среднеквадратичным отклонением MSD 0.53 мм рт. ст. и 0.12% во всей исследованной области параметров состояния.

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Установка низкого давления была размещена в нижней части вытяжного шкафа, верхнюю часть которого, представляющую собой толстостенный стальной бокс, занимала установка высокого давления.

Схема установки низкого давления, представляющей собой систему многоцелевого назначения, изображена на рис. 1. Прежде всего она была предназначена для проведения P-V-T-исследований UF₆ в области разреженного газа. На установке проводилась очистка UF₆ от примесей легких газов (воздуха, фтора, фтористого водорода) и осуществлялся контроль за чистотой самого UF₆. Третье назначение установки – дозировка и подготовка UF₆ для загрузки в пьезометры низкого и высокого давления.

Основным узлом установки являлся мерный объем или пьезометр низкого давления 4, представляющий собой сварной никелевый сосуд сферической формы. Емкость сосуда определялась многократным взвешиванием дистиллированной воды и оказалась равной 3227 \pm 2 см³ (\pm 0.06%) при температуре 293 К. В целях снижения коррозионных потерь гексафторида урана внутренняя поверхность пьезометра была запассивирована фтором при температуре 355 К в течение 80 ч. Фторированию подвергались также все коммуникации и ловушки 1-3, которые находились в среде UF₆. Пьезометр был помещен в герметичный кожух с теплоизолированными стенками, который был заполнен водой и соединен трубками с термостатом (не показан на схеме). К вершине сферы приварен блок, на котором установлены два вентиля 5 и 7, через которые пьезометр соединялся с остальными узлами установки, и мембранный нуль-индикатор давления 6. Вакуумирование пьезометра осуществлялось форвакуумным насосом через емкость 10, заполненную



Рис. 1. Схема экспериментальной установки низкого давления.

известковым химическим поглотителем фторсодержащих газов (ХПИ), прокачную ловушку 9 и угольную ловушку 8, которые были погружены в жидкий азот. Для отсечения отдельных узлов на откачной линии использованы вакуумные вентили 14, 15, 17 и 21. Контроль за давлением в системе производился образцовым вакуумметром 16 и U-образным манометром 13, залитым химически стойким ко фтору маслом. Глубина откачки пьезометра была не менее 0.1 мм рт. ст., а с использованием угольной ловушки была значительно больше.

1.1. Очистка UF₆. Содержащийся в никелевой ловушке 1 UF₆ очищался от примесей легких газов (воздуха, фтора, фтористого водорода) методом многократной вакуумной дистилляции с использованием прокачных никелевых ловушка-приемник помещалась в хладагент с температурой 223 К, при которой давление UF₆ составляло 0.12 мм рт. ст. [4], а давление самой низколетучей примеси HF 22 мм рт. ст. (при 228 К) [12]. При таких условиях воздух и фтор удалялись практически полностью, а примесь HF удалялась значительно труднее и к тому же с частью продукта.

1.2. Давление UF₆. В пьезометре 4 давление UF₆ измерялось компенсационным методом посредством мембранного нуль-индикатора давления 6, конструкция и принцип действия которого подробно описаны в работе [13]. Отметим лишь, что чувствительным элементом прибора являлась гофрированная мембрана диаметром 58 мм, изготов-

ленная из листа монель-металла, толщиной 70 мкм. Чувствительность мембраны, центр которой фиксировался подвижным электроконтактным щупом, была не хуже 0.02 мм рт. ст. Противодавление устанавливалось автоматически в зависимости от положения мембраны нуль-индикатора с помощью следящей электрической схемы, датчиком которой был шуп, а исполнительными элементами буферный сосуд 30 и два электромагнитных клапана 11 и 12, к одному из которых подведена вакуумная система, а к другому – сжатый воздух. На воздушной линии были установлены также образцовый вакууметр 25 и вентили 23 и 24. Величина противодавления измерялась до 70 мм рт. ст. масляным U-образным манометром 28 с точностью 0.1 мм рт. ст., а при больших давлениях ртутным U-образным манометром 29, снабженным нониусом с ценой деления 0.1 мм рт. ст. Нулевые колена обоих манометров во время измерений давления всегда откачивались через краны 26 и 27 дополнительной угольной ловушкой, не показанной на рисунке. Окончательный замер противодавления производился при отключенной схеме слежения посредством ручного регулятора давления 31, что исключало существование перепада давления между мембраной нуль-индикатора и манометрами, который мог образовываться во время работы схемы слежения. Суммарная погрешность в измерении противодавления, а следовательно, и давления вещества в пьезометре оценена не более 0.1 мм рт. ст., что составляло в среднем ~0.17%.

1.3. Температура. Температура пьезометра, а следовательно, и заполняющего его газа, принималась равной среднеарифметическому показаний двух хромель-копелевых термопар T_5 и T_6 , измеряющих температуру воды на входе и выходе воды из кожуха. Погрешность температуры газа UF₆ в пьезометре оценена в ~0.2 K, что составляло в среднем ~0.06%.

1.4. Определение плотности. Вначале в пьезометр 4 из ловушки 1 напускалось необходимое для проведения исследований количество продукта, которое предварительно рассчитывалось по параметрам состояния для идеального газа. Далее весь UF₆ без остатка перепускался из пьезометра через вентиль пьезометра 7и блок напуска (вентили 18-20) в отвакуумированный пустой пикнометр 22, погруженный в сосуд Дьюара с жидким азотом. При этом все коммуникации и вентили перепускной трассы разогревались до температур ~330-340 К, а пьезометр - до ~370 К. После перепуска продукта пикнометр, представлявший собой миниатюрную тонкостенную никелевую ампулу с запорным вентилем, взвешивался на аналитических весах (M_1). Далее пикнометр снова подсоединялся к блоку напуска пьезометра, и продукт перепускался в пьезометр. Для полноты пронесса ампула пикнометра нагревалась специальным электронагревателем до температуры ~370 К. По окончании загрузки вентили пикнометра и вентиль 7 пьезометра перекрывались, и "пустой" пикнометр снова взвешивался (М2). Количество UF₆, загруженное в пьезометр, определялось как разность двух взвешиваний пикнометра, т.е. $M = M_1 - M_2$. По результатам двух взвешиваний пикнометра определялась величина коррозионных потерь продукта, которая в среднем не превышала 0.05-0.1%. Таким образом, погрешность плотности UF₆ с учетом нулевой ошибки в определении объема реально находилась в пределах 0.1-0.15%, уменьшаясь с ростом плотности газа

1.5. Методика проведения исследований и обработки экспериментальных данных. Исследования газообразного UF₆ проводились по изохорам. Загрузка необходимого для каждой изохоры количества продукта производилась в пьезометр 4 (рис. 1) описанным выше способом. Поскольку в процессе загрузки продукта пьезометр разогревался до ~370 К, то все последующие точки снимались в режиме охлаждения пьезометра. Кривая сублимации исследовалась в процессе понижения температуры после перелома изохор. При каждом значении температуры пьезометр выдерживался для установления равновесия в течение 60-90 мин (в двухфазной области) и 40-50 мин (в области газа). Критерием равновесия было постоянство давления исследуемого вещества и показаний термопар. На каждой изохоре снималось от 7 до 10 экспериментальных точек с интервалом между

ними в 7–10 К. Общее количество исследованных изохор было 10.

Обработка экспериментальных данных, построение графических зависимостей, а также определение параметров аппроксимирующих выражений осуществлялись с использованием алгоритмов графо-аналитической программы "Origin 8". При аппроксимании экспериментальных ланных параметры наилучшего соответствия выбранной регрессионной модели оценивались по методу наименьших квадратов. В большинстве случаев для регрессионных моделей применялись полиномы различных порядков. Качество аппроксимирующих выражений оценивалось по величине среднеквадратичной ошибки MSE, степень приближения вычисленных по выбранной модели значений параметров состояния к экспериментальным данным - по величине среднеквадратичного отклонения MSD, а ошибка определения какой-либо отдельной величины (например, коэффициентов в полиноминальном выражении) – по величине среднеквадратичного или стандартного отклонения SD. Принципы вычисления данных ошибок во многом схожи, и отличия заключаются лишь в некоторых деталях. При вычислении *MSE* и *MSD* определяется сумма квадратов разницы между вычисленными величинами $y_{i cal}$ и величинами у_{*i*,exp}, измеренными в эксперименте, т.е. $\sum (y_{i,\text{cal}} - y_{i,\text{exp}})^2$, а при вычислении *SD* – сум-ма квадратов разницы между измеренными величинами параметра *у_{i,exp}* и его средним значением y_{av}. Суммирование проводится по всем измеряемым N точкам. MSE, MSD и SD численно равны квадратному корню из частного от деления полученной суммы квадратов на число d, которое раз-

$$\sqrt{(1/d)\sum_{1}^{N}(y_i - y_{i\exp})^2}.$$

лично для упомянутых терминов:

При вычислениях MSD и SD d принималось равным числу опытных точек *N*. При аппроксимации экспериментальных данных полиномами программа вычисляла значение квадрата среднеквадратичной ошибки *MSE* аппроксимирующего полинома (при этом знаменатель d = N - 1 - n, где *п* равно порядку полинома), а также значение SD для его коэффициентов. В тех случаях, когда измеряемый параметр состояния (например, давление насыщенного пара, давление газа в выражении для сжимаемости Z) входил в состав функционального выражения все действия проводились также по программе "Origin 8" в следующей последовательности: вычисление параметров состояния по аппроксимирующим функциям, определение разницы между экспериментальными и вычисленными величинами, вычисление суммы квадратов разницы чисел, а также вычисление тех же разниц и сумм квадратов в виде процентов.

При вычислении *MSD* для численных величин использовалась приведенная выше формула, а при вычислении *MSD* в процентах подкоренное выражение преобразовывалось к следующему виду:

$$\sqrt{(1/N)\sum_{1}^{N} \left[\frac{(y_i - y_{i\exp}) \times 100}{y_{i\exp}}\right]^2}$$

Необходимо отметить, что ошибки *MSE*, *MSD* и *SD* являются не безразмерными величинами, а имеют те же размерности, что и анализируемые параметры.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Давление сублимации UF₆ P_s экспериментально исследовано в диапазоне температур 287—330 К и давлений от 53 до 734.5 мм рт. ст. Экспериментальные данные представлены вместе с данными [14–17]на рис. 2. Как видно, наблюдается хорошее согласие результатов измерений всех перечисленных работ. Все данные (общее число точек — 82) аппроксимированы уравнением, которое в десятичных логарифмах имеет вид

$$lg P_s [MM \text{ pt. ct.}] = 12.227 - - 2813.88/T - 0.00248T$$
(1)

и обеспечивает приближение к экспериментальным данным по давлению UF₆ со среднеквадратичным отклонением MSD = 3.48 мм рт. ст. и 0.84% в диапазоне температур 273–336 К и давлений 18–1070 мм рт. ст. Значение давления в тройной точке, определенное при экстраполяции уравнения (1), оказалось равным 1111.8 мм рт. ст.

На рис. 2 представлены также десять изохор UF₆ в диапазоне плотностей от 0.00188 до 0.0118 г/см³. давлений от 100 до 749 мм рт. ст. и температур от 300 до 368 К. Цифры у изохор показывают осредненные значения плотности газа. Для сравнения на графике штриховыми линиями приведены изохоры UF₆ в качестве идеального газа. Отчетливо видно, что по мере повышения плотности газа возрастает и отличие UF₆ от идеальности. Графоматематической экстраполяцией изохор к зависимости давления сублимации (1) уточнены значения температуры, давления и плотности пара UF₆ в состоянии равновесия с твердой фазой. Данные для плотности пара ρ_v аппроксимированы со среднеквадратичной ошибкой $MSE = 1.06 \times$ $\times 10^{-4}$ г/см³ следующим уравнением:

$$\rho_{\nu} = 0.6731 - 0.0046T + 7.86531 \times 10^{-6}T^2.$$
 (2)

Полученные данные в исследованном интервале температур использованы для вычисления теплоты сублимации UF₆ по формуле Клапейрона–Клаузиуса [18]



Рис. 2. Давление сублимации P_s : 1 – данные [14], 2 – [15], 3 – [16], 4 – [17], 5 – настоящей работы; звездочка – тройная точка; числа у изохор – средние значения плотности газа в г/см³.

$$\Delta H_s = (dP_s/dT)(\rho_{\rm sp} - \rho_v)T_{\rm eq}/(\rho_{\rm sp}\rho_v),$$

где ρ_{sp} и ρ_v – плотности твердого UF₆ и его пара, находящихся в равновесии друг с другом; T_{eq} – равновесная температура, (dP_s/dT) – производная давления сублимации по температуре. При вычислении теплоты сублимации ΔH_s давление сублимации и его производная рассчитывались непосредственно по уравнению (1), а значение плотности твердого UF₆ было принято равным 4.93 г/см³, как в работах [4, 19].

Полученные данные для теплоты сублимации аппроксимированы уравнением

$$\Delta H_s = -136.057 + 1.9617T - 0.00347T^2, \qquad (3)$$

которое обеспечивает приближение к экспериментальным данным со среднеквадратичным отклонением MSD = 0.23 кДж/кг и 0.17%.



Рис. 3. Теплота сублимации $\Delta H_s(1, 3)$ и плотность пара $\rho_v(2)$ UF₆, равновесного с твердой фазой, в зависимости от температуры: 1, 2 – данные настоящей работы, 3 – [20].

Результаты вычислений ΔH_s , значения давления и плотности пара ρ_v в точках равновесия пара с твердой фазой представлены в табл. 1.

Зависимости $\Delta H_s(T)$ и $\rho_v(T)$ показаны на рис. 3. Там же отложены данные для теплоты сублимации, полученные Masi [20] по результатам прямых калориметрических исследований.

Чтобы подвести итог измерениям в области сублимации, все данные по параметрам UF₆ в тройной точке, которые опубликованы в открытой литературе, размещены в табл. 2. В таблице представлены также данные для плотности жидкого UF₆ ρ_l и его теплоты плавления ΔH_m . Данные, приведенные в таблице, наглядно иллюстрируют, что даже в такой наиболее изученной области существования UF₆ наблюдается заметный разброс показаний.

Поведение UF₆ в области разреженного газа демонстрируется зависимостями изохор от температуры (рис. 2) и сжимаемости $Z = P\mu/(\rho TR)$ от плотности (рис. 4), построенными для заданных температур с интервалом 5 К. Величина давления для этих температур рассчитывалась по полиномам первого порядка, полученным при аппроксимации экспериментальных данных для давления газа на изохорах. Изотермы $Z(\rho)$ так же, как и изохоры на рис. 2, наглядно иллюстрируют тенденции в возрастании отличия UF₆ от идеального

Таблица 1. Плотность пара ρ_v UF₆, давление сублимации P_s при температуре равновесия T_{eq} пара с твердой фазой и теплота сублимации ΔH_s

<i>T</i> _{eq} , K	296.2	303.5	308.3	312.3	315.6	318.6	321.7	324.0	325.8	327.5	337.21
$ρ_v × 10^{-3}$, г/см ³	1.88	2.99	3.99	5.08	6.14	7.27	8.60	9.78	10.77	11.81	0.0171*
<i>P_s</i> , мм рт. ст.	96.1	159.2	215.2	276.8	336.8	401.3	478.2	546.2	604.2	664.4	1111.8*
ΔH_s , кДж/кг	140.6	139.9	138.1	137.9	137.3	136.7	136.4	135.4	134.4	134.2	130.9*

*Значения параметров UF₆, полученные экстраполяцией уравнений (1)–(3).

			i	i				
<i>T_{tp}</i> , K	337.21	337.21	338.06	337.18	337.21		337.21	
P_s , мм Hg	1142	1130	1161	1129.5		1111.8*		
ρ _ν , г/см ³							0.0171*	
<i>ρ_l</i> , г/см ³	3.674		3.624					
ΔH_s , кДж/кг				135.31	135.9			130.9*
ΔH_m , кДж/кг	54.56	54.55	54.14	54.22	54.34-54.55			
Источник	[19]	[15]	[16]	[17]	[20]	(1)	(2)	(3)

Таблица 2. Параметры UF₆ в тройной точке

*Результаты аппроксимации по уравнениям в последней строке.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022



Рис. 4. Зависимость сжимаемости Z от плотности разреженного газа UF₆: числа у кривых — значения температуры с шагом 5 К.

газа с увеличением плотности. Так, если при температуре 370 К и плотности 0.00188 г/см³ отличие Z от единицы составляет 0.35%, то уже при плотности 0.0118 г/см³ оно возрастает до 2.3%.

В качестве регрессионной модели для уравнения состояния UF₆ выбрано вириальное уравнение, ограниченное двумя первыми членами: $Z = 1 + B\rho$. В этом выражении коэффициент В вполне обоснованно можно отождествить со вторым вириальным коэффициентом В. Для построения уравнения состояния UF₆ были использованы изотермы $Z(\rho)$, полученные для заданных температур и представляющие собой веер прямых линий, исходящих из точки (0, 1) (рис. 4). Изотермы Z(р) аппроксимированы со среднеквадратичными ошибками MSE в пределах $(1.2-2.8) \times 10^{-4}$ полиномами первого порядка, в результате чего были определены ВВК, значения которых представлены в табл. 3. Там же приведены рассчитанные значения SD. Полученные данные для ВВК аппроксимированы по температуре с MSD = 0.025 см³/г и 0.12% полиномом второго порядка, после чего уравнение состояния приобрело следующий вид:



Рис. 5. Второй вириальный коэффициент UF₆ в зависимости от температуры: 1 – данные настоящей работы, 2 - [21], 3 - [8].

$$Z = P\mu/(\rho TR) = 1 + B\rho =$$

= 1 - (31.258 - 0.14643T + 1.8137 × 10⁻⁴T²) \rho.

Данное уравнение обеспечивает приближение к экспериментальным значениям давления UF₆ со среднеквадратичным отклонением MSD = 0.53 мм рт. ст. и 0.12% во всей исследованной области параметров состояния в интервале температур 330–375 К, давлений 100–750 мм рт. ст. и плотностей (0.19–1.2) × 10⁻³ г/см³. В реальности погрешность в определении параметров состояния UF₆ с учетом ошибки в определении плотности, составляющей 0.1–0.15% (см. п. 1.4), может возрасти до 0.25%. Полученное уравнение дает лучшее приближение к экспериментальным данным, чем прежнее уравнение [8].

Зависимость BBK от температуры изображена на рис. 5. На графике также отложены данные, полученные ранее в интервале температур 320-370 K [8], и данные [21], полученные по результатам исследования сжимаемости разреженного газа UF₆ в интервале температур 328-463 K. Как видно, наблюдается отличие результатов [8] от данных настоящей работы, которое в среднем составляет

<i>Т</i> , К	310	315	320	325	330	335	340
<i>B</i> , см ³ /г	-3.27	-3.18	-2.99	-2.81	-2.65	-2.54	-2.43
SD	0.053	0.062	0.053	0.038	0.026	0.024	0.024
<i>Т</i> , К	345	350	355	360	365	370	375
<i>B</i> , см ³ /г	-2.32	-2.23	-2.16	-2.08	-1.99	-1.90	-1.83
SD	0.026	0.024	0.022	0.019	0.012	0.012	0.0096

Таблица 3. Второй вириальный коэффициент UF_6 и его стандартные отклонения SD
4%. Однако результаты настоящей работы по методу их получения представляются наиболее объективными. Отличие [21] от данных настоящей работы довольно значительное, но оно уменьшается с ростом температуры от 10% при T = 330 K до 4% при T = 370 K.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены обновленные результаты экспериментальных исследований теплофизических свойств гексафторида урана в области разреженного газа в интервале температур от 287 до 368 К. давлений от 53 до 750 мм рт. ст. и плотностей газа от 0.00188 до 0.0118 г/см³, полученные переработкой прежних данных автора с использованием графо-математической программы "Origin-8". Уточнены результаты по давлению и температуре пара, равновесного с твердой фазой, и теплоте сублимации UF₆. По *P*-*V*-*T*-данным построено новое уравнение состояния UF₆, которое обеспечивает приближение к опытным данным по давлению со среднеквадратичным отклонением 0.53 мм рт. ст. и 0.12% во всей исследованной области параметров состояния. Обновлены данные для второго вириального коэффициента. Экспериментальные данные представлены в виде таблиц, графических зависимостей и аппроксимирующих функциональных выражений.

Результаты работы наглядно иллюстрируют целесообразность выполненной переработки прежних экспериментальных данных, позволившей получить новую информацию о теплофизических свойствах UF₆. Представленные в работе экспериментальные данные и аналитические выражения могут рассматриваться как справочный материал и использоваться для вычислений параметров состояния и различных термодинамических характеристик гексафторида урана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кикоин И.К., Дмитриевский В.А., Григорьев И.С. и др. Стендовый реактор с газообразным делящимся веществом UF₆ // Тр. Второй междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Т. 2. Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., 1959. С. 232.
- Дмитриевский В.А., Воинов Е.М., Тетельбаум С.Д. Применение гексафторида урана в ядерных энергетических установках // Атомная энергия. 1970. Т. 29. Вып. 4. С. 251.
- 3. Иосилевский И.Л., Лущик В.Г., Решмин А.И. Ядерные энергоустановки с циркулирующим топливом на основе гексафторида урана: результаты исследований гидродинамики и теплообмена, приложения, проблемы и перспективы (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 4. С. 113.
- 4. Кац Дж., Рабинович Е. Химия урана. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. С. 322.

- 5. Белянин В.С. Теплофизические свойства гексафторидов урана и вольфрама // Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. М.: НИЦ ИВТ АН СССР, 1976. № 1. 154 с.
- Малышев В.В. Экспериментальное исследование термодинамических свойств гексафторидов молибдена, вольфрама и урана в широкой области параметров состояния. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Ин-т атомной энергии им. И.В. Курчатова, 1973. 198 с.
- 7. *Малышев В.В.* Уравнение состояния гексафторида урана в широкой области параметров состояния // Атомная энергия. 1972. Т. 32. № 4. С. 313.
- Малышев В.В. Уравнения состояния UF₆ в области изменения плотности до 0.01180 г/см³ и температуры до 367 К // Атомная энергия. 1973. Т. 34. № 1. С. 42.
- Малышев В.В. Экспериментальное исследование сжимаемости гексафторида урана в широкой области параметров состояния. В сб.: Теплофизические свойства газов / Под ред. Новикова И.И. М.: Наука, 1973. С. 142.
- Zarkova L., Hohm U. pVT-second Virial Coefficients B(T), Viscosity η(T), and Self-Diffusion pD(T) of the Gases: BF₃, CF₄, SiF₄, CCl₄, SiCl₄, SF₆, MoF₆, WF₆, UF₆, C(CH₃)₄, and Si(CH₃)₄ Determined by Means of an Isotropic Temperature-dependent Potential // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2002. V. 31. № 1. P. 183.
- Al-Matar A.K., Binous H. Vapor–liquid Phase Equilibrium Diagram for Uranium Hexafluoride (UF₆) Using Simplified Temperature Dependent Itermolecular Potential Parameters (TDIP) // J. Radioanal Nucl. Chem. 2016. V. 310. № 1. P. 139.
- 12. *Рысс И.Г.* Химия фтора и его неорганических соединений. М.: Госхимиздат, 1956. 720 с.
- 13. *Малышев В.В.* Мембранный нуль-индикатор для измерения давления в агрессивных средах и схемы с автоматической регулировкой противодавления // ТВТ. 1972. Т. 10. № 6. С. 1277.
- 14. *Amphlett C.B., Mullinger L.W., Thomas L.F.* Some Physical Properties of Uranium Hexafluoride // Trans. Faraday Soc. 1948. V. 44. P. 927.
- 15. Weinstock B., Crist R.H. The Vapor Pressure of Uranium Hexafluoride // J. Chem. Phys. 1948. V. 16. № 5. P. 436.
- Llewellyn D.R. Some Physical Properties of Uranium Hexafluoride // J. Chem Soc. 1953. P. 28. https://doi.org/10.1039/JR9530000028
- Oliver G.D., Milton H.T., Grisard J.W. The Vapor Pressure and Critical Constants of Uranium Hexafluoride // J. Amer. Chem. Soc. 1953. V. 75. № 12. P. 2827.
- Физическая энциклопедия / Под ред. Прохорова А.М. М.: Сов. энц., 1990. Т. 2. С. 372.
- Brickwedde F.G., Hoge H.J., Scott R.B. The Low Temperature Heat Capacities, Enthalpies, and Entropies of UF₄ and UF₆// J. Chem. Phys. 1948. V. 16. № 5. P. 429.
- 20. Masi J.F. The Heats of Vaporization of Uranium Hexafluoride // J. Chem. Phys. 1949. V. 17. № 9. P. 755.
- Morizot P., Ostorero J., Plurien P. Viscosité et nonidéalité des hexafluorures de molybdène, de tungstène, d'uranium détermination de leurs paramètres moléculaires // J. Chim Phys. 1973. V. 58. P. 1582.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

УДК 541.64:543.422

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВОЙСТВА РАСПЛАВОВ БИНАРНЫХ СИСТЕМ *р*-МЕТАЛЛОВ

© 2022 г. 3. Х. Калажоков*, Х. Х. Калажоков

Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова, Нальчик, Россия

**E-mail: z-kalazh@yandex.ru* Поступила в редакцию 31.01.2021 г. После доработки 22.07.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

Предложено уравнение изотермы поверхностного натяжения. Данное уравнение применено для расчета изотерм поверхностных свойств бинарных металлических систем *p*-металлов. Показано, что, как и в случае бинарных систем щелочных металлов, предложенное уравнение позволяет описать изотермы поверхностного натяжения, адсорбций и поверхностных концентраций с высокой точностью во всей концентрационной области независимо от степени идеальности системы. Установлено, что для расчетов поверхностных характеристик и параметров бинарных систем достаточно информации о поверхностном натяжении чистых компонентов и двух расплавов определенных составов. Для бинарных систем идеальных и регулярных растворов получено хорошее совпадение результатов расчетов предложенным и традиционным способами, тогда как для систем, далеких от идеальности, имеется значительное расхождение результатов, что авторы связывают с получением более точных результатов предлагаемым способом.

DOI: 10.31857/S0040364422020223

ВВЕДЕНИЕ

Измерение поверхностного натяжения (ПН) жидких растворов является одним из информативных методов исследования термодинамических свойств поверхностей металлов и сплавов [1-7]. Результаты таких исследований находят широкое применение в разработке экологически безопасных бессвинцовых припоев [8, 9]. Сплавы золота, платины и серебра широко используются в ювелирной промышленности [10, 11], в разработке защитных (от агрессивных сред) покрытий [11], сплавы галлия и серебра применяются в медицине [11]. Измеренные данные по ПН находят широкое применение при решении многих технологических задач в производстве электронной техники, решении технических задач по отведению тепла от нагревающихся при эксплуатации элементов (охлаждение узлов и объектов различных электронных устройств, чипов) [11]. Поверхностные и межфазные свойства системы конструкционная сталь-рабочая жидкость определяют условия наиболее эффективной и безопасной эксплуатации низкотемпературных эвтектических расплавов, используемых в качестве теплоносителей в системах охлажления атомных энергетических установок [9, 11, 12]. Наконец, низкоплавкие расплавы бинарных и тройных систем являются более удобными объектами при экспериментальном изучении поверхностных свойств металлов и сплавов [1-7]. Результаты таких исследований носят фундаментальный характер и позволяют ответить на многие вопросы, возникающие при изучении расплавов не только легкоплавких, но и тугоплавких металлов [10, 13–15]. Такой широкий интерес к поверхностным и объемным термодинамическим свойствам материалов в науке и технике способствовал развитию основ термодинамики поверхностных явлений и различных методик обработки экспериментальных изотерм ПН и привел к разработке большого количества теоретических и эмпирических уравнений $\sigma(x)$ (*x* – содержание одного из компонентов бинарного раствора), предназначенных для аналитического описания изотерм ПН. Всего за весь период исследований поверхностных свойств предложено более сорока различных выражений, что говорит об актуальности этого вопроса [1, 3, 10]. Были разработаны методики расчетов важнейшего параметра поверхности – частной производной от функции изотермы ПН по составу - $(\partial \sigma / \partial x)_{P,T}$ [2, 5], который входит во многие расчетные формулы и позволяет определить ряд других вторичных (или вычисляемых) поверхностных параметров и характеристик вещества [1, 2, 5]. Однако величину $(\partial \sigma / \partial x)_{PT}$ не всегда удается вычислить достаточно точно [16].

Из предложенных ранее уравнений изотерм ПН наиболее часто используемыми являются различные модификации уравнений Батлера [17–19], Жуховицкого [8, 20], Гуггенгейма [21], Хора–Мелфор-

да [22], Попеля–Павлова [23], Задумкина–Хоконова [24], Эйринга [25, 26] и др. Зарубежные исследователи чаще используют различные модификации уравнения Батлера [27–30], Гуггенгейма [10, 21], Эйринга [25, 26].

Точность определяемых при этом параметров поверхности зависит не только от совершенства экспериментальной техники. но и от методики. используемой для расчетов вторичных поверхностных параметров, например $(\partial \sigma / \partial x)_{PT}$ [16]. Однако попытки рассчитать из первых принципов неизвестные параметры, содержащиеся в этих уравнениях [1-3, 10, 17, 20-26], не всегда имеют успех или дают достаточно точные результаты [10, 27–33]. Изотермы ПН бинарных систем, принадлежащих области сильного взаимодействия (до образования компонентами химических соединений), к сожалению, описываются известными уравнениями [17-26] недостаточно точно, особенно в области, богатой компонентами. Например, если в [9, 10, 34-38] получены для систем, более близких к идеальным или к регулярным растворам, вполне удовлетворительные результаты, то, к сожалению, нельзя сказать того же об описании изотерм ПН бинарных систем в [13, 39-411 и других работах, в которых рассматриваются системы, достаточно далекие от идеальных и регулярных растворов. Расхождения между расчетными и экспериментальными изотермами ПН здесь могут достигать от 5 до 20%. Сказанное подчеркивает неразрешенность и, следовательно, актуальность вопроса аналитического описания экспериментальных изотерм ПН $\sigma(x)$, и исследования продолжаются [5, 42, 43].

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ИЗОТЕРМ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ БИНАРНЫХ СИСТЕМ

Изучение литературы по данной теме [1–3, 5, 6, 17–26, 31–33] и проведение классификации известных в литературе экспериментальных изотерм ПН бинарных систем [6, 44–47], а также анализ результатов, полученных после выхода монографии [3], показали, что экспериментальные изотермы ПН можно разделить на две большие группы: 1) изотермы ПН с монотонным (или равномерным, плавным) изменением ПН; 2) изотермы ПН с особенностями – с неравномерным изменением ПН, с изломами, точками перегиба, экстремумами и т.д.

Для более простой, первой группы изотерм ПН задачу аналитического описания экспериментальных изотерм ПН бинарных систем можно решить, и в [48—50] предложено следующее уравнение изотермы ПН:

$$\sigma(x) = \beta \frac{(F-1)(1-x)x}{1+(F-1)x} + \sigma_A(1-x) + \sigma_B x, \quad (1)$$

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3

где β и *F* – параметры уравнения, не зависящие от состава вещества; σ_A , σ_B – ПН чистых компонентов бинарной системы *A*–*B*; *x* – концентрация второго компонента *B* (в молярных долях).

Практическое использование уравнения (1) с 2012 г. [48-52] показало применимость для аналитического описания экспериментальных изотерм ПН первой группы изотерм ПН бинарных систем, куда можно включить идеальные, регулярные и реальные растворы. Указанный предел взаимодействия компонентов включает области слабых ван-лер-ваальсовых, средних физических и достаточно сильных физических (по классификации А. Адамсона) взаимодействий — вплоть до образования устойчивых квазимолекулярных образований типа А_mB_n и описывает экспериментальные изотермы ПН с высокой точностью во всем диапазоне составов. При этом допускаемые отклонения экспериментальных значений ПН от плавной изотермы (1) – не больше 1-2%.

Для нахождения параметров β и *F* уравнения (1) предложены два способа: способ двух пробных расплавов разных составов (x_1 и x_2) был использован на начальном этапе применения (1) [48, 49]; второй способ основан на преобразованном уравнении (1) [50-52]. Первый способ оказался не всегда достаточно точным, особенно при малых $\Delta x = x_2 - x_1$. Во втором способе при определении β и F системы учитываются вклады всех имеюшихся экспериментальных точек рассматриваемой изотермы ПН. Во всех случаях использованы сглаженные методом графической обработки экспериментальные изотермы ПН бинарных систем. Найденные таким способом значения ПН оказываются более точными, чем случайные экспериментальные данные и являются более подходящими для обработки уравнением (1).

Положительными сторонами уравнения (1) являются простота и удобство для практического использования, оно позволяет описать монотонные изотермы ПН $\sigma(x)$ бинарных систем A-B с помощью параметра F [53], который является явной функцией коэффициентов активностей f_i, f_i^{ω} , стандартных химических потенциалов $\mu_i^0, \ \mu_i^{0(\omega)}$ и химических потенциалов μ_i, μ_i^{ω} компонентов раствора в объемной и поверхностной ω-фазах. При этом параметры β и *F* уравнения (1) вычисляются прямо по данным эксперимента по изучению изотермы ПН. Кроме того, из (1) в качестве частных случаев при различных приближениях можно получить известные уравнения: уравнение Фолькмана [3, 54] для идеальных растворов при $F \approx 1$, уравнение Пригожина-Дэфэ [3, 54] для регулярных растворов при малых *F* и небольших значениях *x*.

Уравнение (1) описывает изотермы ПН не только идеальных или регулярных растворов, но и изо-

2022

термы ПН бинарных систем, которые далеки по своим свойствам от идеальности. В последнем случае значения *F* могут оказаться много большими или, наоборот, меньшими единицы. Такое поведение изменения параметра F полностью описывается выражением для *F*, полученным в [53]. При добавлении к растворителю поверхностно активного компонента F > 1, а при добавлении поверхностно инактивного компонента значения F могут оказаться меньшими единицы, что также очевидно из выражения для параметра F [53]. Наконец, важно заметить, что параметр *F*может оказаться сильно зависящим от температуры (см. [53]). Что касается температурной зависимости В. можно сказать, что такая задача пока авторами не ставилась, так как в данном случае изотермические явления представляют больший интерес. Однако можно предположить, что в также может изменяться с температурой, уменьшаясь с ее повышением.

Таким образом, уравнение (1) является более общим, чем уравнения Фолькмана и Пригожина— Дэфэ [3, 54], и описывает эксперимент независимо от степени идеальности системы в области взаимодействия компонентов от слабых ван-дер-ваальсовых до значительных физических, но еще не достигающих сильных, химических взаимодействий [54], вплоть до образования химических соединений типа $A_m B_n$.

В то же время важно заметить, что остается непонятным, как влияют на ПН явления деформации в области поверхности электронной и ионной плотностей при образовании свежей поверхности или как поведет себя (1) при уменьшении размера или состава исследуемого расплава.

В связи с изложенным предлагается использовать уравнение (1) для решения части задач, поставленных в решениях оргкомитетов последних двух российских конференций по теплофизическим свойствам веществ (РКТС-14, г. Казань, октябрь 2014 г.) и (РКТС-15, г. Москва, октябрь 2018 г.), об интеграции существующих разрозненных баз данных в единую базу. При этом было отмечено, что одной из важнейших задач является сбор надежных данных по термодинамическим свойствам расплавов металлических систем и что, в частности, требуется более компактное и достаточно точное описание поверхностных свойств расплавов металлических систем для включения в общую базу данных.

В связи с этим уравнение (1) было применено [55] к системам щелочных металлов с одинаковым строением внешних электронных оболочек. Получено, что:

– для систем, близких к идеальным (Rb–Cs и K–Rb), F = 2.6 и 4.9; для систем щелочных металлов (Na–Cs, Na–Rb и K–Cs), которые относительно далеки от идеальности [56] F = 27.7, 27.5, 25.0; для промежуточных систем, например для

Na-K, F = 9.7, т.е. параметр F может быть одним из критериев, определяющим степень идеальности системы;

– с использованием нескольких выражений (см. формулы (1), (8), (11) в [55]) и небольшого количества входных данных (см. табл. 1–3 в [55]) можно получить посредством компьютерных расчетов достаточно полные и надежные данные о поверхностных свойствах расплавов систем щелочных металлов.

Далее представляет интерес возможность описания аналогично схеме работы [55] уравнением (1) свойств поверхностей расплавов другого класса веществ — расплавов бинарных систем *p*-металлов.

УСЛОВИЕ ПРИМЕНИМОСТИ УРАВНЕНИЯ (1) ДЛЯ РАСЧЕТА ИЗОТЕРМ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ БИНАРНЫХ СИСТЕМ *р*-МЕТАЛЛОВ

Чтобы показать применимость уравнения (1) для описания экспериментальных изотерм ПН бинарных систем p-металлов, его следует преобразовать, как в [50], к виду

$$y(x) = \frac{(1-x)x}{\Delta\sigma(x)} = \frac{1}{\beta(F-1)} + \frac{1}{\beta}x,$$
 (2)

где

$$\Delta \sigma(x) = \sigma(x) - \sigma_A(1 - x) - \sigma_B x, \qquad (3)$$

— отклонение реальной изотермы ПН $\sigma(x)$ от аддитивной прямой.

Величины $\sigma(x)$, σ_A и σ_B в (3) можно определить из эксперимента, следовательно, значения $y(x) = (1 - x)x/\Delta\sigma(x)$ можно вычислить из данных экспериментов для произвольного состава x расплава. Тогда из (2) видно, что при постоянных β и F крайнее правое выражение (2) дает прямую линию.

Таким образом, чтобы показать правомочность применения (1) к системам *p*-металлов с монотонным изменением ПН, достаточно вычислить для нескольких избранных составов x_i значения выражений $y(x_i)$ и построить график зависимости $y(x_i)$ [50]. Если данные зависимости $y(x_i)$ будут выстраиваться в прямую линию, то можно считать, что уравнение (1) справедливо для данной системы и может быть использовано для расчетов поверхностных характеристик бинарных систем *p*-металлов.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ β И *F*

Для определения параметров β и *F* построены прямые (2) с использованием наиболее надежных экспериментальных данных [5, 56–58] о зависи-

Сиотома			Ko	нцентраци	я второго	компонен	та <i>х</i>			
Система	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1, К
Ga–In	630	608	594	584	576	572	566	561	560	473
Ga-Bi	495	450	426	410	397	386	381	376	373	623
Ga–Sn	618	588	570	560	555	550	547	542	538	623
Sn-Tl	520	506	494	487	480	474	470	466	463	623
Tl-Bi	420	400	388	383	381	380	379	377	374	623
In–Tl	520	500	490	484	478	475	473	471	470	623
In-Sb	484	460	440	421	404	386	374	366	358	928
In–Pb	513	494	480	470	464	458	454	450	447	573
Sn-Pb	507	487	476	469	464	458	455	452	448	573
Sn-Bi	464	440	424	412	402	494	487	480	376	573

Таблица 1. Зависимость поверхностного натяжения от концентрации второго компонента для некоторых бинарных расплавов *p*-металлов по данным [5, 56–58]



Рис. 1. Примеры прямых (2) для бинарных систем: (a) – Ga–In, 473 K; (б) – Sn–Tl, 623 K.

мости ПН расплавов бинарных систем *р*-металлов от состава (табл. 1).

В качестве примера на рис. 1 представлены прямые y(x) бинарных систем Ga–In и Sn–Tl.

Для этих систем значения $y(x_i)$ в пределах ошибки экспериментов укладываются в прямую линию, что подтверждает справедливость использования уравнения (1) для этих систем. Для остальных бинарных систем *p*-металлов, представленных в табл. 1, наблюдается аналогичная зависимость *y* от *x*. В таком случае для каждой системы можно найти значения y_0 и tg α по методике [50] и составить систему уравнений

$$y_0 = \frac{1}{\beta(F-1)},$$
 (4)

$$tg\alpha = \frac{1}{\beta}.$$
 (5)

Разрешая систему уравнений (4) и (5) относительно параметров β и *F*, можно найти их значения (табл. 2).

Система	σ_A	σ_B	F	β	<i>Т</i> , К
Ga–In	700	556	11.2	-122.0	473
Ga–Bi	700	371	15.5	-304.5	623
Ga–Sn	695	533	9.4	-149.3	623
Sn-Tl	534	461	3.6	-55.6	623
Sn–Pb	544	444	7.32	-71.9	573
Sn-Bi	536	376	9.7	-128.0	573
In–Tl	560	443	10.7	-85.5	623
In–Sb	520	468	4.9	-111.1	923
In–Pb	560	350	8.6	-94.3	573
T1–Bi	464	444	10.62	-87.0	623

Таблица 2. Значения ПН чистых металлов σ_A и σ_B и параметров β и F для бинарных систем *p*-металлов

СРАВНЕНИЕ ВЫЧИСЛЕННЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИЗОТЕРМ ПН БИНАРНЫХ СИСТЕМ *р*-МЕТАЛЛОВ

Получив значения β и *F* и ПН чистых металлов σ_A и σ_B (табл. 2), можно вычислить по (1) ПН любого бинарного раствора, а следовательно, и построить изотермы ПН каждой системы, приведенной в табл. 2.

В качестве примера на рис. 2 представлены результаты расчетов изотерм ПН для систем In–Pb и Sn–Pb в сравнении с данными экспериментов [5, 56–58].

Уравнение (1) описывает изотермы ПН систем p-металлов In—Pb и Sn—Pb, а следовательно, и других бинарных систем p-металлов, приведенных в табл. 2, достаточно точно.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИЗОТЕРМ ПН БИНАРНЫХ СИСТЕМ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ОТКЛОНЕНИЕМ ОТ АДДИТИВНОЙ ПРЯМОЙ

Среди изотерм ПН бинарных систем имеются монотонные изотермы с положительным отклонением изотермы ПН от аддитивной прямой



Рис. 2. Изотермы ПН бинарных систем In–Pb (а) и Sn–Pb (б): *1* – аддитивные прямые ПН, *2* – построенные по формуле (1) изотермы ПН, точки – эксперимент [4–7].

$$\sigma_{ann}(x) = \sigma_A(1-x) + \sigma_B x, \tag{6}$$

например, систем Cd–Sn, Cu–Pd, Pb–Bi и др. [42, 58–60]. На рис. 3 представлены изотерма ПН и прямая бинарной системы Cd–Sn.

По методике [50] построены прямые (2) и для других систем Pb–Bi [42, 58] и Cu–Pd [59] (табл. 3).

Здесь также можно говорить о справедливости уравнения (1) для экспериментальных изотерм ПН Cd—Sn, Cu—Pd и Pb—Bi с положительным отклонением изотерм ПН от аддитивной прямой (6). Хотя в системе Pd—Cu участвуют металлы другого типа, для нее также получена прямая типа (2).

Найденные значения β и *F* для систем Cd–Sn, Pd–Cu и Pb–Bi представлены в табл. 4. Здесь же приведены необходимые входные данные для расчетов изотерм ПН и других характеристик бинарных систем по (1).

Данные для системы Cd–Sn показывают удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных [60] изотерм ПН (рис. 3). При этом следует отметить, что найденные значения β для этих систем (Cd–Sn, Pd–Cu и Pb–Bi) оказались



Рис. 3. Изотермы ПН бинарной системы Cd–Sn (a): *1* – аддитивная прямая, *2* – расчет по (1), *3* – эксперимент; (б) – экспериментальная прямая в обработке по (2).

Таблица 3. Экспериментальные данные изотерм ПН бинарных систем Cd–Sn и Pb–Bi

Система		<i>x</i>										
Система	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	<i>1</i> , K		
Cd-Sn [60]	545	516	492	480	463	450	443	432	425	723		
Pb-Bi [42, 58]	416	410	403	397	392	386	380	375	369	773		

Таблица 4. Значения σ_A и σ_B , ρ_A и ρ_B , β и *F* для трех систем

Система	σ_A	σ_B	ρ_A	ρ_B	β	F
Cd–Sn	610	530	8690	7260	76.9	1.8
Pd-Cu	1470	1300	8960	12000	65.7	3.53
Pb-Bi	420	360	11 300	9790	6.4	1.99

положительными в отличие от значений β для систем с отрицательным отклонением ПН от аддитивной прямой (6).

Таким образом, уравнение (1) также может быть использовано успешно для аналитического описания монотонных изотерм ПН *p*-металлов с положительными отклонениями от аддитивной прямой.

Расчет адсорбций компонентов в расплавах бинарных систем *p*-металлов. Расчет адсорбций компонентов проводится двумя способами.

1. В приближении идеальных растворов. Адсорбция второго компонента бинарной системы *А*-*В* вычисляется по формуле [48]

$$\Gamma_{B}^{N}(x) = -\frac{(1-x)x}{RT} \times \left[\beta \frac{(F-1)(1-2x-(F-1)x^{2})}{\left[(1+(F-1)x\right]^{2}} - (\sigma_{A} - \sigma_{B})\right].$$
(7)

Значения β и F вычисляются по методике [50].

2. В приближении реальных растворов. Адсорбция второго компонента бинарного расплава вычисляется по формуле [53]

$$\Gamma_B^N(x) = \frac{1}{\omega_m^{\sigma}(x)} \frac{(F-1)(1-x)x}{1+(F-1)x},$$
(8)

где x — содержание (в молярных долях) компонента *B* в растворе.

Расчет поверхностных составов расплавов бинарных систем *p*-металлов. Расчет составов поверхностных растворов бинарных расплавов *p*-металлов также выполняется двумя способами:

1) в приближении идеальных растворов [57]

$$x_B^{\omega} = \frac{x + \frac{\omega_A}{n} \Gamma_B^{(N)}}{1 + \frac{\overline{\omega}_A - \overline{\omega}_B}{n} \Gamma_B^{(N)}};$$
(9)

2) в приближении реальных растворов [53]

$$x_B^{\sigma} = \frac{Fx}{1 + (F - 1)x}.$$
 (10)

С уточнением параметра F и разработкой методики его определения [50] стало возможным использование точных формул (8) и (10) для расчета адсорбции и состава поверхности.

Расчет молярной поверхности $\omega_m^{\sigma}(x)$. Как видно из (8), для расчета адсорбции необходимо, кроме параметра *F*, знать и молярную площадь поверхностного раствора $\omega_m^{\sigma}(x)$. В расчетах $\omega_m^{\sigma}(x)$ принимается равенство $\omega_m^{\sigma}(x) \approx \omega_m(x)$, и для оценки $\omega_m(x)$ используется известное выражение для молярной поверхности [2, 5] раствора

$$\omega_m(x) = \frac{v}{n} (N_A)^{1/3} \left(\frac{M(x)}{\rho(x)}\right)^{2/3},$$
 (11)

где N_A – число Авогадро, $M(x) = M_A(1-x) + M_B x$, M_A , M_B и $\rho(x)$ – молярные массы чистых компонентов и плотность расплава состава x.

Расчет $\omega_m(x)$ выполняется в приближении жесткого раствора [2], т.е. при $\nu = 1$ и n = 1.

Для удобства расчетов известные экспериментальные данные бинарных систем по плотности [56] обработаны методом наименьших квадратов и кривые $\rho(x)$ аппроксимированы уравнением

$$\rho(x) = \rho_A(1-x) + \rho_B x + C(1-x)x,$$
 (12)

где ρ_A и ρ_B — плотности чистых компонентов A и B системы в объеме расплава (табл. 5).

Система	Ga	-In	Sn-	-T1	Sn-	-Pb
ρ _i [56]	5978	7034	6910	11 160	6953	10734
<i>Т</i> , К	473	473	623	623	573	573
Система	Sn-	-Bi	Tl-	-Bi	In-	-Pb
ρ _i [56]	6953	11 160	11 160	10080	6916	10732
<i>Т</i> , К	573	623	623	623	573	573
Система	Ga-	-Sn	Ga	–Bi	In-	-T1
ρ _i [56]	5882	6918	5880	10080	6910	11 160
<i>Т</i> , К	623	623	623	623	623	623
Система	In-	-Sb				
ρ _i [56]	6916	6530				
<i>Т</i> , К	923	923				

Таблица 5. Плотности металлов, используемых при вычислениях $\rho(x)$ по формуле (12)

-120

		orophin enterent			
Система	Ga–Bi	In–Tl	Tl–Pb	Sn–Tl	

640

Таблица 6. Значения С в (12) для некоторых систем

364

С

При этом значения C в уравнении (12) подбирались методом подгонки. Найденные таким образом значения коэффициента C для некоторых систем приведены в табл. 6. Для остальных C считаются равными нулю.

2080

ПРИМЕРЫ РАСЧЕТОВ АДСОРБЦИЙ КОМПОНЕНТОВ И СОСТАВОВ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ РАСПЛАВОВ БИНАРНЫХ СИСТЕМ *р*-МЕТАЛЛОВ

В качестве примера на рис. 4, 5 представлены результаты расчетов изотерм адсорбции компонентов и составов поверхностей некоторых бинарных систем *p*-металлов.

Из сравнения результатов расчетов адсорбций вторых компонентов расплавов в приближениях идеальных (7) и реальных (8) растворов можно видеть значительные отличия (кривые 1 и 2, 3).

На рис. 5 представлены результаты расчетов изотерм поверхностных концентраций вторых компо-



Рис. 4. Примеры расчетов изотерм адсорбций Tl и Bi в системах In–Tl (a) и Ga–Bi (б) в приближениях: 1–идеальных растворов, по (7); 2– реальных, по (8); 3–(11).



Рис. 5. Результаты расчетов изотерм поверхностного состава расплавов бинарных систем In–Tl (a) и Cd–Sn (б): $1 - x^{\omega} = x$; $2 - x^{\omega}$ по (9); 3 - (10).

нентов бинарных систем In–Tl и Cd–Sn, рассчитанные по формуле (9) (кривые 2) и (10) (кривые 3). Прямая 1 представляет содержание второго компонента в поверхностном слое расплава.

-760

Tl-Bi

-1155

Из рис. 5а так же, как и в случае адсорбции (рис. 4), видно, что на состав поверхностного слоя значительно влияет параметр F. При больших F результаты, полученные по (7) и (8), а также по (9) и (10), существенно различаются. При малых F адсорбции поверхностно активных компонентов малы, а составы поверхностного слоя и объема близки друг другу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов исследований и аналитического описания изотерм ПН бинарных систем показывает, что изотермы ПН можно разделить на две группы: монотонные изотермы без особенностей и изотермы с особенностями. Для аналитического описания изотерм ПН первой группы предложено уравнение (1). Применение данного уравнения к бинарным системам шелочных металлов показало вполне удовлетворительные результаты независимо от степени идеальности систем. Уравнение (1) применено к системам *p*-металлов. Результаты проведенных исследований показали применимость уравнения (1) к монотонным изотермам ПН бинарных систем *p*-металлов. Вычислены значения параметров β и *F* бинарных систем Ga-In, Ga-Bi, Ga-Sn, Sn-Tl, Sn-Pb, Sn-Bi, In-Tl, In-Sb, In-Pb, Tl-Bi, Cd-Sn и Pb–Bi, Tl–Bi. Оказалось, что параметр β имеет отрицательный знак для систем с отрицательным отклонением изотермы ПН от аддитивной прямой, тогда как для изотерм ПН с положительным отклонением от аддитивной прямой β имеет положительный знак (Cd-Sn, Pd-Cu и Pb-Bi). Установлено, что экспериментальные монотонные изотермы ПН бинарных систем *р*-металлов, независимо от степени идеальности системы, также могут быть описаны с высокой точностью уравнением (1) во всей концентрационной области. При этом значения производной от кривой изотермы ПН также вычисляются с высокой точностью для любых составов.

Показано, что величина параметра F оказывает значительное влияние на характер перераспределения компонентов в системе. При малых F адсорбция поверхностно активного компонента мала, состав поверхностного слоя примерно такой же, что и состав в объеме. При этом результаты, полученные в приближениях идеальных и реальных растворов, близки друг другу. При больших F адсорбция поверхностно активного компонента значительная, а составы поверхностного слоя и объема расплава существенно различаются.

Высокая точность получаемых с использованием уравнения (1) результатов позволит решить и обратную задачу – построить методику определения поверхностных характеристик монотонных бинарных систем, имея минимум входных данных: σ_A , σ_B – ПН чистых компонентов бинарной системы A-B и двух расплавов $\sigma(x_1)$ и $\sigma(x_2)$ с составами x_1 и x_2 , определяемых с достаточной точностью по соответствующей методике. Такая методика может существенно сократить расходы чистых металлов, затрачиваемые на построение экспериментальных изотерм ПН, и сократить время, необходимое для проведения значительного объема экспериментальных работ, при сохранении точности получаемых результатов.

Преимуществами уравнения (1) являются простота, удобство практического применения, возможность определения параметров уравнения β и *F* прямо по данным экспериментов, высокая точность при описании изотерм поверхностных свойств бинарных расплавов, возможность описания поверхностных свойств расплавов при слабых ван-дер-ваальсовских, средних и сильных физических взаимодействиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Семенченко В.К. Поверхностные явления в металлах и сплавах. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1957. 491 с.
- 2. *Русанов А.И.* Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967. 388 с.
- 3. Попель С.И. Поверхностные явления в расплавах. М.: Металлургия, 1994. 432 с.
- Алчагиров Б.Б. Поверхностное натяжение щелочных металлов и сплавов с их участием // Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. М.: ИВТАН, 1991. № 3(89)-4(90). 180 с.
- 5. Дадашев Р.Х. Термодинамика поверхностных явлений. М.: Физматлит, 2007. 280 с.
- Еременко В.М., Иванов М.И., Лукашенко Г.М. Аналитическое описание изотерм поверхностного натяжения бинарных растворов. В кн.: Физическая химия неорганических материалов. В 3-х т. / Под ред. Еременко В.Н. Киев: Наукова думка, 1988. Т. 2. С. 104.
- Egry I., Ricci E., Novakovic R., Ozawac S. Surface Tension of Liquid Metals and Alloys – Recent Developments // Adv. Colloid Interface Sci. 2010. V. 159. P. 198.
- Dogan A., Arslan H. An Investigation on Surface Tensions of Pb-free Solder Materials // Phil. Mag. 2016. V. 96(27). P. 1.
- Plevachuk Y., Sklyarchuk V., Gerbeth G., Eckert S., Novakovic R. Surface Tension and Density of Liquid Bi–Pb, Bi–Sn, and Bi–Pb–Sn Eutectic Alloys // Surface Sci. 2011. V. 605. P. 1034.

- Dogan A., Arslan H. Surface Tension Estimation of High Temperature Melts of the Binary Alloys Ag–Au // Phil. Mag. 2017. V. 97(31). P. 1.
- Xi Zhao, Shuo Xu, Jing Liu. Surface Tension of Liquid Metal: Role, Mechanism, and Application // Front. Energy. 2017. V. 11(4). P. 535.
- 12. *Красин В.П., Союстова С.И*. Термодинамические параметры сплавов литий—олово, важные с точки зрения их использования в токамаках // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 212.
- Krasovskyy V., Naidich Y. Surface Tension and Specific Volume of Copper–Titanium Melts Measured by the Sessile Drop Method // J. Adhes. Sci. Technol. 2004. V. 18(4). P. 465.
- 14. Ибрагимов Х.И., Покровский Н.Л., Пугачевич П.П., Семенченко В.К. Исследование поверхностного натяжения системы олово—золото // Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах. Нальчик: Каб.-Балк. гос. ун-т, 1965. С. 277.
- Oleksiak B., Siwiec G., Blacha A., Lipart J. Influence of Iron on the Surface Tension of Copper // Arch. Mater. Sci. Eng. 2011. V. 44. Iss. 1. P. 3942.
- 16. Алчагиров Б.Б., Афаунова Л.Х., Таова Т.М., Архестов Р.Х., Коков З.А., Алчагирова Л.Г., Тлупова М.М. Расчет адсорбции в сплавах натрий—калий: учет активности компонентов // Вестн. Каб.-Балк. унта. Сер. Физ. науки. 2009. Вып. 12. С. 9.
- Butler J. The Thermodynamics of the Surfaces of Solutions // Proc. Royal Society A. 1932. V. 135. Iss. 827. P. 348.
- Yadav S.K., Jha L.N., Jha I.S., Singh B.P., Koirala R.P., Adhikari D. Prediction of Thermodynamic and Surface Properties of Pb–Hg Liquid Alloys at Different Temperatures // Phil. Mag. 2016. V. 96. Iss. 18. P. 1909.
- Mekler C., Kaptay G. Calculation of Surface Tension and Surface Phase Transition Lne in Binary Ga–Tl System // Mat. Sci. Eng.: A. 2008. V. 495. P. 65.
- Жуховицкий А.А. Поверхностное натяжение растворов // ЖФХ. 1944. Т. 18. № 5/6. С. 214.
- Guggenheim E.A. Statistical Thermodynamics of the Surface of a Regular Solution // Trans. Faraday Soc. 1945. V. 41. P. 150.
- Hoar T.P., Melford D.A.A. The Surface Tension of Binary Mixtures Lead + Tin and Lead + Indium Alloys // Trans. Faradey Soc. 1953. V. 53. P. 315.
- 23. Попель С.И., Павлов В.В. Термодинамический расчет поверхностного натяжения растворов. В сб.: Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах. Нальчик: Каб.-Балк. кн. изд., 1965. С. 46.
- 24. Задумкин С.Н., Хоконов Х.Б. Уравнение изотермы поверхностного натяжения многокомпонентных растворов. В кн.: Физическая химия поверхности расплавов. Тбилиси: Мецниереба, 1977. С. 5.
- 25. *Ree T.S., Ree T., Eyring H.* Significant Structure Theory of Surface Tension // J. Chem. Phys. 1964. V. 41. P. 524.
- 26. *Eyring H., Jhon M.S.* Significant Liquid Structures. N.Y.: Wiley, 1969.
- Tanaka T., Hara S., Iida T., Hara S. Application of Thermodynamic Databases to the Evaluation of Surface Tensions of Molten Alloys, Salt Mixtures and Oxide Mixtures // Z. Metallkd. 1996. V. 87. P. 380.
- 28. Tanaka T., Hara S., Ogawa M., Ueda T. Thermodynamic Evaluation of the Surface Tension of Molten Salt

2022

Mixtures in Common Ion Alkali–Halide Systems // Z. Metallkd. 1998. V. 89. P. 368.

- Tanaka T., Hack K., Hara S. Use of Thermodynamic Data to Determine Surface Tension and Viscosity of Metallic Alloys // MRS Bull. 1999. V. 24. P. 45.
- Tanaka T., Hara S. Application of Thermodynamic Databases to Evaluation of Interfacial Tension between Liquid Steels and Molten Slags // Z. Metallkd. 1999. V. 90. P. 348.
- Хиля Г.П. Проверка некоторых уравнений изотерм поверхностного натяжения реальных растворов на двойных металлических системах // Сб. науч. тр. / Под ред. Найдича Ю.В. и др. Киев: Наукова думка, 1982. С. 57.
- 32. Тупоридзе Н.И. Поверхностное натяжение двойных металлических расплавов на основе меди // Сб. науч. тр. / Под ред. Найдича Ю.В. и др. Киев: Наукова думка, 1982. С. 136.
- 33. Кононенко В.И., Сухман А.И., Торокин В.В., Шевченко В.Т., Баусова Н.В., Семенов Е.В., Галактионов В.Н. Поверхностное натяжение и мольные объемы расплавов алюминия с легкими редкоземельными металлами // Сб. науч. тр. / Под ред. Найдича Ю.В. и др. Киев: Наукова думка, 1982. С. 117.
- Koirala R.P., Adhikari D., Singh B.P. Surface Tension of Two Weakly Interacting Liquid Alloys // J. BIBECHANA. 2013. V. 9. P. 103.
- 35. Yeum K.S., Speiser R., Poirier D.R. Estimation of the Surface Tensions of Binary Liquid Alloys // Metall. Trans. B. 1989. V. 208. P. 693.
- Giuranno D., Novakovic R. Surface and Transport Properties of Liquid Bi–Sn Alloys // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 2020. V. 31. P. 5533.
- Koirala R.P., Yadav S.K., Singh B.P., Jha I.S., Adhikari D. Assessment of Surface Tension and Viscosity of In–Zn Melt // The Himalayan Physics. 2017. V. 6–7. P. 15.
- Novakovic R., Giuranno D., Ricci E., Tuissi A., Wunderlich R., Fecht H.-J., Egry I. Surface, Dynamic, and Structural Properties of Liquid Al–Ti Alloys // Appl. Surface Sci. 2012. V. 258. P. 3269.
- Novakovic R., Ricci E., Giuranno D., Lanata T., Amore S. Thermodynamics and Surface Properties of Liquid Bi– In Alloys // CALPHAD: Comput. Coupling Phase Diagrams Thermochem. 2009. V. 33. P. 69.
- Gancarz T. The Physicochemical Properties of Liquid Ga-Zn Alloys // Fluid Phase Equilib. 2017. V. 442. P. 119.
- Costa C., Delsante S., Borzone G., Zivkovic D., Novakovic R. Thermodynamic and Surface Properties of Liquid Co–Cr–Ni Alloys // J. Chem. Thermodyn. 2014. V. 69. P. 73.
- 42. Мехдиев И.Г. Вывод уравнения изотермы поверхностного натяжения для бинарных растворов // ЖФХ. 2001. Т. 75. № 4. С. 749.
- Kaptay G. Improved Derivation of the Butler Equations for Surface Tension of Solutions // Langmuir. 2019. V. 35. № 33. P. 10987.
- *Трифонов Н.А.* Известия сектора // Физ. хим. анализа. 1940. Т. 12. С. 103.
- Попель С.И. Теория металлургических процессов. М.: ВИНИТИ. Итоги науки и техники, 1971. С. 250.

- 46. *Еременко В.И., Василиу П.И*. Классификация жидких металлических систем по типам изотерм поверхностного натяжения // Укр. хим. журн. 1972. Т. 38. № 2. С. 118.
- 47. Ухов В.Ф., Ченцов В.П., Ватолин Н.А. Физическая химия поверхности расплава. Тбилиси: Мецниереба, 1977. С. 121.
- 48. Калажоков З.Х., Зихова К.В., Калажоков Заур Х., Калажоков Х.Х., Таова Т.М. Расчет поверхностного натяжения расплавов многокомпонентных металлических систем // ТВТ. 2012. Т. 50. № 3. С. 469.
- 49. Калажоков. З.Х., Зихова К.В., Калажоков Заур Х., Калажоков Х.Х., Хоконов Х.Б. Расчет поверхностного натяжения и адсорбции компонентов сплавов бинарных систем *p*-металлов // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 781.
- 50. Калажоков З.Х., Калажоков Заур Х., Калажоков Х.Х., Карамурзов Б.С., Хоконов Х.Б. Уравнение изотермы поверхностного натяжения бинарных сплавов металлических систем // Вестн. Казанск. технол. унта. 2014. Т. 17. № 21. С. 1047.
- 51. Зихова К.В. Расчет термодинамических характеристик поверхностей расплавов бинарных и тройных систем. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Нальчик: Каб.-Балк. гос. ун-т, 2019. 128 с.
- 52. Шериева Э.Х. Влияние адсорбции компонентов на поверхностное натяжение расплавов бинарных систем с устойчивыми химическими соединениями типа $A_m B_n$. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Нальчик: Каб.-Балк. гос. ун-т, 2020. 171 с.
- 53. Семенченко В.К. Избранные главы теоретической физики. М.: Просвещение, 1966. С. 396.
- 54. Адамсон А. Физическая химия поверхностей / Под ред. Зорина З.М., Муллера В.М. М.: Мир, 1979. 568 с.
- 55. Калажоков З.Х., Калажоков Заур Х., Барагунова З.В., Калажоков Х.Х., Квашин В.А., Реуцкая Н.С., Хоконов М.А. Поверхностные свойства расплавов бинарных систем шелочных металлов // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 377.
- 56. Алчагиров Б.Б., Карамурзов Б.С., Таова Т.М., Хоконов Х.Б. Плотность и поверхностные свойства жидких щелочных и легкоплавких металлов и сплавов. Нальчик: КБГУ, 2011. 214 с.
- 57. Алчагиров Б.Б., Хоконов Х.Б., Чочаева А.М. Расчеты адсорбций компонентов, состава и толщины поверхностных слоев бинарных металлических растворов. Уч. мет. пособие. Нальчик: КБГУ, 2004. 58 с.
- 58. *Ниженко В.И., Флока Л.И*. Поверхностное натяжение жидких металлов и сплавов. Спр. М.: Металлургия, 1981. 208 с.
- 59. Ухов В.Ф., Ватолин Н.А., Дубинин Э.Л. Поверхностное натяжение жидких сплавов Pd–Ni, Pd–Co, Pd–Cu. В кн.: Поверхностные явления в расплавах. Киев: Наукова думка, 1969. С. 127.
- 60. Дадашев Р.Х., Кутуев Б.А., Бичуева З.И. Концентрационная зависимость поверхностного натяжения некоторых двойных систем // Теплофизические свойства вещества и материалов: Матер. докл. и сообщ. XI Рос. конф. Санкт-Петербург, 2005. Т. 1. С. 65.

УДК 532.54

КРУТИЛЬНО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ ВИСКОЗИМЕТР ДЛЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В РЕЖИМЕ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

© 2022 г. И.В.Елюхина*

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия *E-mail: Inna.Elyukhina@susu.ac.ru Поступила в редакцию 01.04.2021 г. После доработки 19.10.2021 г.

Принята к публикации 23.11.2021 г.

Выполняется анализ крутильно-колебательного вискозиметра для работы в режиме вынужденных колебаний. Изучаются амплитудно-частотные характеристики вискозиметра, заполненного линейными и нелинейными жидкостями, в зависимости от экспериментальных условий. Предложены методы идентификации их реологических свойств. Для этих нелинейных задач разрабатывается аналитический подход, который строится на основе точных решений для линейных жидкостей. Подход обеспечивает высокую степень согласованности и является достаточно простым для использования на практике. Результаты расширяют теорию как вискозиметрии расплавов, так и нелинейной колебательной реометрии.

DOI: 10.31857/S0040364422030061

введение

С середины 20-го века до настоящего времени крутильно-колебательный вискозиметр является предпочтительной техникой для исследования высокотемпературных расплавов: расплавленных металлов и сплавов, солей, полупроводников, жидких кристаллов и пр. (например, [1–12] и ссылки в них). Обычно вискозиметр используется в режиме затухающих колебаний (за исключением [13]). Это наиболее подходящий метод для жидких металлов в связи с особенностями. относяшимися к высокой температуре, химической активности и диапазону вязкости с достаточной чувствительностью. Их исследованиечастоограничивается этим устройством как в физике конденсированного состояния, так и в металлургической промышленности. Вискозиметр характеризуется высокой точностью, простотой техники, образцами малых объемов (т.е. также изотермичностью и пр.), отсутствием погружаемых зондов, условиями для использования инертных материалов и атмосферы.

В последнее десятилетие активно обсуждается проблема неньютоновского поведения металлических расплавов, что может играть решающую роль при проектировании технологических процессов. Такие исследования начали выполняться, прежде всего, в связи с широким использованием серийно производимыхротационныхвискозиметровдля высоких температур (например, [14—17]). Несоответствие в данных различных авторов может достигать трех порядков величины, в том числе для одних и тех же расплавов и скоростей сдвига (например, [18, 19]). Такие приборы представляют собой черный ящик и часто не ясно, что может привести к некорректным результатам; в них не в полной мере учтена специфика подобных экспериментов.

Крутильно-колебательный метод (в режиме затухающих колебаний) недавно был также расширен на неньютоновские жилкости (например, [20, 21]). Этот вискозиметр обычно используется при высоких температурах, а по мере того, как температура падает и, в частности, в переохлажденном состоянии, исследование выполняется, например, реометром с параллельными пластинами [22]. Анализ неньютоновского поведения может представлять интерес для зоны частичного затвердевания, но вискозиметр в режиме затухающих колебаний не обеспечивает идентифицируемость этих свойств: тогда экспериментально наблюдаемые параметры (период и декремент) близки к таковым для вискозиметра, заполненного твердым телом. Образец. являющийся ньютоновской жидкостью при высоких температурах, может начать проявлять нелинейные реологические свойства по мере снижения температуры.

Такой подход для вынужденных крутильных колебаний позволяет выполнять измерения одним и тем же методом и исключить некоторые расхождения в экспериментальных данных, связанные с переходом к другой технике измерения в ином температурном интервале. Кроме того, по сравнению с методом затухающих крутильных колебаний режим вынужденных колебаний позволяет охватить более широкий диапазон свойств жидкостей, исключить ошибки, вносимые переходными процессами, и является предпочтительным в части автоматизации измерений и устойчивости к шуму. Эта техника расширяет линейку прецизионных приборов для изучения неньютоновских свойств, включая случай расплавленных сред (например, как в [23]).

Имеются следующие результаты, касающиеся исследования неньютоновских жидкостей крутильно-колебательным вискозиметром (цилиндром) в режиме вынужденных колебаний. Для линейных жидкостей в случае затухающих колебаний точное решение для ньютоновской (линейно вязкой) жидкости впервые получено в [1] и его различные формы найдены в [24], что может быть также использовано для линейных вязкоупругих жидкостей в терминах комплексной вязкости. Это решение расширено на вынужденные колебания и использовано для двух линейных вязкоупругих жидкостей: моделей Максвелла и Фойгта [13]. Для нелинейных жилкостей развита теория для случая затухающих колебаний крутильного вискозиметра, заполненного неньютоновскими жидкостями [5, 6], включая жидкости Оствальда-де Вейля (нелинейно вязкая, со степенным законом). Бингама (линейная вязкопластичная) и Гершеля-Балкли (нелинейная вязкопластичная) [25], жидкость Джонсона-Сигельмана (с неаффинными деформациями) [26], упругую вязкопластичную жидкость [27], с некоторыми оценками для металлических расплавов [28]. Построена математическая модель для вынужденных колебаний вискозиметра, заполненного нелинейными жидкостями [29]. и даны некоторые особенности, прежде всего, в рамках фурье-реологии [20].

В данной работе дается теория крутильного вискозиметра в режиме вынужденных колебаний: особенности нелинейных колебаний детализированы и систематизированы для более простого и полного их понимания, развит алгоритм для оценки реологических свойств, включая метод для нелинейных жидкостей с использованием точных решений. Показано, как применять уже имеющиеся результаты для линейных жидкостей и режима затухающих колебаний с целью интерпретации нелинейного поведения, идентификации нелинейных свойств и моделирования этих экспериментов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В крутильной вискозиметрии вертикальный полый цилиндр с образцом внутри совершает крутильные колебания вокруг своей оси симметрии. Математическую модель представим следующим образом:

$$\ddot{\alpha} + \alpha = \alpha_0 \sin \lambda T - 4A \xi_0^{-2} \sigma_{\xi \phi} \big|_{\xi = \xi_0}; \qquad (1)$$

$$\dot{U} = \sigma'_{\xi\phi} + 2\sigma_{\xi\phi}/\xi; \qquad (2)$$

$$T = 0; \quad \alpha = 0, \quad \dot{\alpha} = 0, \quad U = 0; \\ \xi = 0; \quad U = 0; \quad \xi = \xi_0; \quad U = \dot{\alpha}\xi_0,$$
(3)

где

$$A = 0.5MR^{2}/K; \ \xi_{0} = R/d, \ \xi = r/d, d = \sqrt{\nu/\omega_{0}}; \ \lambda = \omega/\omega_{0}, \ \alpha_{0} = F/(K\omega_{0}^{2}); U = V/(d\omega_{0}), \ T = \omega_{0}t, \ D_{\xi\phi} = U' - U/\xi.$$
(4)

Здесь $D_{\xi\phi}$ – скорость сдвига; K – момент инерции вискозиметра; M – масса образца; R – внутренний радиус цилиндра; r и ϕ – радиальная и угловая координаты (r = 0 на оси цилиндра); t – время; V – азимутальная компонента скорости; α – угловое смещение из положения равновесия; F и ω – амплитуда и частота вынуждающей силы; $\sigma_{\xi\phi}$ – компонента тензора напряжений; V – кинематическая вязкость образца; ω_0 – собственная частота системы; точка обозначает производную по времени, штрих – производную по ξ ; реологическая модель, например, для ньютоновской жидкости имеет вид $\sigma_{\xi\phi} = D_{\xi\phi}$.

Частота ω_0 выражается из прецизионных измерений частоты и декремента δ_0 или добротности для пустого тигля. В (1)–(4) использована модель для длинного цилиндра и $\delta_0 \sim 0$ для того, чтобы более ясно показать особенности, специфические для случая вынужденных колебаний, без каких-либо иных деталей. Модель отвечает условию отсутствия проскальзывания, несжимаемой жидкости и малым колебаниям, что позволяет предположить осесимметричность течения и принять в расчет только компоненту V вектора скорости.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Линейные жидкости

Для установившихся колебаний в виде $\alpha = a \sin(\lambda T + \varphi)$ решение системы (1)–(4) для ньютоновской жидкости следующее:

$$\overline{a} = \left(L_r^2 + L_i^2\right)^{-0.5}, \quad \text{tg}\phi = -L_i/L_r,$$
 (5)

$$L = s^{2} + 1 + D(s), \quad D(s) = \frac{4}{\xi_{0}} sA\sqrt{s} \frac{I_{2}(\sqrt{s}\xi_{0})}{I_{1}(\sqrt{s}\xi_{0})}, \quad (6)$$

где $\overline{a} = a/\alpha_0$, $L = L_r + iL_i$, $i = \sqrt{-1}$, $s = \lambda i$, $\lambda = \omega/\omega 0$; I_1 , I_2 — модифицированные функции Бесселя первого и второго порядка; D(s) дано в виде [24]; φ — сдвиг фаз между колебаниями тигля и вынуждающей силой.

Для сравнения в режиме затухающих колебаний:

 $L = s^2 + 1 + D(s) = 0$ и $s = \lambda(-\Delta + i)$ (например, [1, 24]). При линейных колебаниях (например, для следующих условий: ньютоновская жидкость, отсутствие существенных вторичных течений и пр.) амплитуда \bar{a} не зависит от α_0 .

Для описания поведения линейной вязкоупругой жидкости в этом колебательном сдвиговом течении используется комплексная вязкость и параметр ξ_0 умножается на коэффициент, равный, например, $\sqrt{1 + sWe}$ для модели Максвелла, где We = $\theta \omega_0$ – число Вейссенберга; θ – время релаксации жидкости.



Рис. 1. Амплитуда $\overline{a} = \overline{a}(\lambda, \xi_0)$ для ньютоновской жидкости: (a) – A = 0.1; (б) – 0.15.

Функция D(s) (6) включает два параметра эксперимента: A — отношение момента инерции образца как твердого тела к K и ξ_0 — отношение R к толщине пограничного слоя d.

Рассмотрим, как изменяются в зависимости от них параметры колебаний. Сначала представим особенности для режима затухающих колебаний. Для вискозиметра, заполненного жидкостью, частота ниже ($\lambda < 1$) и декремент выше, чем для пустого тигля, ввиду дополнительного увеличения момента инерции (коэффициент в слагаемом с $\ddot{\alpha}$) и дополнительной диссипации механической энергии из-за вязкого трения (коэффициент в слагаемом с $\dot{\alpha}$) соответственно.

В случаях $\xi_0\to 0$ и $\xi_0\to\infty$ имеем твердое тело и идеальную жидкость с декрементом $\to \delta_0,$ с $\lambda \rightarrow (1 + A)^{-0.5}$ и $\lambda \rightarrow 1$ соответственно. Декремент как функция ξ_0 имеет максимум: вязкость умень-шается и скорость сдвига увеличивается при увеличении ξ_0 и при некотором $\xi_0=\xi_0^\delta$ возникает экстремум. Для длинного цилиндра это значение $\xi_0^{\delta} \sim 4.3$. При увеличении А растут декремент и период. Для вязкоупругих жидкостей число экстремумов на этих зависимостях от ξ₀ увеличивается ввиду усиления влияния упругой компоненты и определяется соотношением d и длины упругой волны. Перечисленные особенности показаны на рис. 2 в [20, 21]. При понижении температуры расплава параметр ξ_0 уменьшается, т.е. период увеличивается и декремент уменьшается при $\xi_0 < \xi_0^\delta$ или проходит через максимум, если начальное значение $\xi_0 > \xi_0^{\delta}$. Такое поведение, в том числе между солидусом и ликвидусом, показано, например, на рис. 44 в [1].

Параметры колебаний в вынужденном режиме ведут себя подобным образом. Для ньютоновской жидкости (рис. 1–3; на рис. 1а и 16 масштаб оси λ одинаков) с ростом ξ_0 : 1) резонансная амплитуда \bar{a}_{res} сначала уменьшается и затем растет, 2) резонансная частота $\lambda_{res} < 1$ сдвигается к единице и ширина резонансной кривой имеет некоторый максимум, амплитуда уменьшается с ростом *A*. Для вяз-



Рис. 2. Амплитуда $\overline{a} = \overline{a}(\lambda)$ для ньютоновской жидкости (A = 0.2): $I - \xi_0 = 3$; 2 - 4; 3 - 10.

коупругих жидкостей изменение амплитуды \overline{a} носит колебательный характер вдоль ξ_0 . Кроме того, амплитуда \overline{a} в резонансе может быть настолько высокой, что вторичные течения начнут оказывать выраженное влияние и потребуется анализ с использованием полной осесимметричной моделитечения жидкости (например, [30]).

Нелинейные жидкости

По сравнению со случаем линейных жидкостей установившиеся колебания вискозиметра, заполненного нелинейными жидкостями, являются нелинейными и, например, \overline{a} не остается постоянной при изменении α_0 . Это позволяет предположить такое поведение жидкости. Рассмотрим два подхода для оценки свойств жидкости в зависимости от того, какая модель — численная или аналитическая — используется. В качестве примера в модели (1)—(4) возьмем нелинейная вязкая жидкость со следующим реологическим уравнением состояния:

$$\sigma_{\xi_{0}} = b D_{\xi_{0}} D^{m-1}, \tag{7}$$

где второй инвариант $D = |D_{\xi\varphi}|; b = \omega_0^{m-1}k/\eta; k$ и m – параметры модели; η – некоторое фиксированное значение динамической вязкости; ρ – плотность; (7) отвечает жидкостям Оствальда–де Вейля.

Численный подход. Реологические свойства жидкости оцениваются с использованием процедуры подгонки. Функция невязки учитывает относительное отклонение между измеряемыми и рассчитанными значениями и строится по методу наименьших квадратов: $f = \sqrt{\sum (\Delta x_j / \bar{x}_j)^2}$, где Δx_j и \bar{x}_j – абсолютное отклонение и среднее значение *х* между ними в *j*-й точке соответственно; также могут вводиться весовые коэффициенты. Эта функция минимизируется на множестве неизвестных параметров и для жидкости (7) функция



Рис. 3. Амплитуда $\overline{a} = \overline{a}(\lambda, \xi_0)$ для жидкости Максвелла (A = 0.1; We = 3).

 $f(b,m) \to 0$. Далее при моделировании диапазон параметров выбирается на основе нелинейных данных по металлическим расплавам, полученным, в частности, в [28], и результатов анализа, обсуждаемых в [20] для режима затухающих колебаний.

Значения х отвечают некоторой кривой, например такой как амплитудная кривая, включая случаи для различных ξ_0 (рис. 4) или α_0 (рис. 5). На рис. 4 показано изменение амплитуды для реологических констант, близких к базовому случаю, для демонстрации наблюдаемости. В качестве примера моделируются эксперименты с A = 0.2, $\xi_0 = 4$ и $\xi_0 = 8$ для жидкости с b = 1, m = 1.4, a в закон колебаний внесена ошибка измерений до 0.5%. Так, для $\xi_0 = 8$ резонанс более выраженный (в частности, диссипация слабее), но значения амплитуды для случаев 1 и 2 (с различными реологическими параметрами) близки друг к другу, функция невязки f = f(b, m)более пологая вблизи минимума и последний сдвигается дальше от истинных значений параметров при наличии ошибок измерения. Для нескольких экспериментальных точек функция f равна, например, 0.166 для жидкости с b = 1.1, m = 1.3 и 0.28 для b = 0.9, m = 1.7 (при $\xi_0 = 4$); случай с $\xi_0 = 8$ дает f = 0.081 для b = 1.1, m = 1.3.

На рис. 5 показаны данные для амплитудных кривых a/α_0 , которые для нелинейных жидкостей являются различными при разных α_0 . Это указывает на нелинейную реологическую модель в отличие от линейных жидкостей, для которых они являются одной и той же кривой. Колебания вискозиметра как твердого тела при скоростях сдвига ниже некоторого значения показывают наличие предела текучести. Функция невязки может иметь овражистый вид, и могут возникать локальные минимумы при слабой наблюдаемости нелинейных эффектов. Так, для улучшения наблюдаемости от точности пря-



Рис. 4. Зависимость *a* от λ для жидкости Оствальда– де Вейля (A = 0.2, $\alpha_0 = 0.01$): I - b = 1, m = 1.4, $\xi_0 = 8$; 2 - 1.1, 1.3, 8; 3 - 0.9, 1.7, 4; 4 - 1, 1.4, 4 (базовый случай); 5 - 1.1, 1.3, 4.

мых измерений и чувствительности к их ошибкам. В некоторых случаях эффективно сначала находить реологический тип и затем рассчитывать свойства для уже известной модели, что определяется из оптимального эксперимента.

Для оценки свойств жидкости и при планировании оптимального эксперимента используются методы параметрической идентификации (например, [20, 21]), где учитываются данные для различных экспериментальных условий: A и ξ_0 . Это можно применять в комбинации с кривыми для различных α_0 (как на рис. 5), используя a, ϕ или обе характеристики, например, в их относительных величинах, учитывая точность измерения каждой из них и т.п. Минимум f более выражен для f с большим числом экспериментальных точек, но тогда накаплива-



Рис. 5. Зависимость \overline{a} от λ для жидкости Оствальда– де Вейля (A = 0.1, $\xi_0 = 7$; b = 1, m = 2.2): $1 - \alpha_0 = 0.001$; 2 - 0.005; 3 - 0.01 (базовый случай); 4 - 0.015.

ются ошибки прямых измерений. Резонансная амплитуда a_{res} , в частности зависимость a_{res} от ξ_0 (или, например, $\overline{a}_{res} = \overline{a}_{res}(\alpha_0)$), может быть использована как x при выраженном резонансном пике. В общем случае выбираются данные по резонансной частоте λ_{res} или некоторая зависимость для фазы на основе планирования эксперимента. При увеличении ξ_0 частота λ_{res} изменяется слабо и предпочтительно использовать данные по a_{res} . Подобный метод заключается в определении значений амплитуды α_0 вынуждающей силы, соответствующей одной и той же амплитуде колебаний при различных частотах.

Аналитический подход. Функция $z(y) = y^{m-1}$ (y > 0, m > 0) имеет следующие особенности: 1) z(y) растет при m > 1 и убывает при m < 1, 2) m > 1: $z(y) \to 0$ при $y \to 0$; m < 1: $z(y) \to \infty$ при $y \to 0, 3$) m < 1: $y^{m-1} > y$ при $y < 1, y^{m-1} < y$ при y > 1, z(y)выпукла вниз; m > 2: $y^{m-1} < y$ при $y < 1, y^{m-1} > y$ при y > 1, z(y) выпукла вниз; 1 < m < 2: $y^{m-1} > y$ при $y < 1, y^{m-1} < y$ при y > 1, z(y) выпукла внезу.

Это объясняет особенности в терминах кажущейся вязкости η_{app} степенной жидкости для случаев, когда η_{app} выше или ниже ньютоновской вязкости в зависимости от скорости сдвига. Для реологической модели (7) безразмерная кажущаяся вязкость $\overline{\eta}_{app} = bD^{m-1}$. Эти особенности отражаются в характере течения жидкости: глубина проникновения течения пропорциональна $\overline{\eta}_{app}$ и, в частности, развитое течение с $U \neq 0$ расширяется на область за пределами $\xi = \xi_0$ в зависимости от D. Так, для D > 1 и жидкостей с m < 1 вязкость $\overline{\eta}_{app}$ ниже, чем ньютоновская, и область, начиная от $\xi = 0$, с $U \sim 0$ шире и ее граница ближе к ξ_0 .



Рис. 6. Зависимость действительной и мнимой частей D (9) от λ для ньютоновской жидкости: $I - \xi_0 = 10$; 2 - 6; 3 - 2.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

В практических приложениях важно иметь по возможности наиболее простую модель и предпочтение отдается точным решениям. Построим некоторую модификацию метода на основе подхода, разработанного в [31], где для идентификации свойств нелинейных жидкостей используются аналитические выражения для линейных жидкостей.

Скорость сдвига на стенке находится по формуле

$$D_0 = a D e^{sT}, (8)$$

$$D = -s\sqrt{s}\xi_0 I_2(\sqrt{s}\xi_0)/I_1(\sqrt{s}\xi_0),$$
 (9)

где $D = D_r + iD_i$, D_r , $D_i - действительная и мнимая$ части <math>D; a - амплитуда в $\alpha = \alpha(T)$, которая рассчитывается по (5), (6); в \tilde{s} имеется некоторый сдвиг фаз. Изменение D в зависимости от экспериментальных условий ξ_0 и λ показано на рис. 6.

Действительная часть от D_0 (8), которая и дает значения скорости сдвига на стенке, может быть представлена как

$$D_0/a = D_r \cos(\lambda T + \varphi + \pi/2) - -D_i \sin(\lambda T + \varphi + \pi/2).$$
(10)

Найдем величину \tilde{D}_0 , являющуюся осредненным по времени значением D_0 . Осреднение выполняется по полупериоду, начиная с некоторой точки T_0 по времени, когда 1) $D_0|_{T=T_0} = 0, 2)$ функция $D_0 = D_0(T)$ возрастает на $T = T_0$ и затем для $D_0 \ge 0$:

$$\tilde{D}_0 = \frac{\lambda}{\pi} \int_{T_0}^{T_0 + \pi/\lambda} D_0(T) dT, \qquad (11)$$

где значения T_0 находятся как корни функции $D_0 = D_0(T)$ (10). Вместо нахождения T_0 и расчета по (11), значение \tilde{D}_0 может быть найдено как амплитудное значение функции $\tilde{D}_0 = \tilde{D}_0(T_0)$.



Рис. 7. Составляющие зависимостей для скорости сдвига (10), (11) для ньютоновской жидкости (A = 0.1, $\xi_0 = 6$, $\lambda = 0.98$, $\alpha_0 = 0.01$).

В качестве примера рассмотрим случай: A = 0.1, $\lambda = 0.98, \, \xi_0 = 6, \, \alpha_0 = 0.01.$ Амплитуда a = 0.32898из (5), (6). Отношение $D_r/D_i = -1.50952$ и $T_0 =$ $= \operatorname{arctg}(D_r/D_i)/\lambda = 5.40559 (T_0$ может быть найдено иным образом). Расчет по (11) дает $\tilde{D}_0 =$ = 1.020199 без учета сдвига фаз, последний может не приниматься во внимание при расчете осредненного по времени значения D_0 . Рис. 7 демонстрирует следующие кривые: первое $D_0^{(1)}(T) = a D_r \cos(\lambda T)$ (кривая 1) И второе $D_0^{(2)}(T) = -aD_i \sin(\lambda T)$ (кривая 2) слагаемые в (10), что дает их сумму (кривая \mathcal{J}); \tilde{D}_0 как функция T_0 : $\tilde{D}_0 = \tilde{D}_0(T_0)$ (кривая 4).

Введем параметр

$$\tilde{\xi}_{\rm app} = \xi_0 / \sqrt{b \tilde{D}_0^{m-1}} \tag{12}$$

для интерпретации нелинейно вязкого поведения в терминах линейно вязкой модели. Параметры колебаний для нелинейных жидкостей изменяются соответственно в терминах от параметра $\tilde{\xi}_{app}$. Функция невязки включает разницу между ξ_{app} и $\tilde{\xi}_{app}$ в *j*-й точке, где с использованием экспериментальных данных значение ξ_{app} находится из (5), (6): 1) \tilde{D}_0 рассчитывается по (11); 2) $\tilde{\xi}_{app}$ определяется по (12).

Рис. 8 демонстрирует оценку для экспериментальных данных из некоторого интервала амплитудных кривых (рис. 8а). Эксперимент моделируется численно для жидкости с b = 1.8, m = 1.5 с использованием (1)–(4), (7); ошибка измерения – до 0.5%; экспериментальные условия следующие: $A = 0.1, \xi_0 = 5, \alpha_0 = 0.01$ (случай 1) и $\alpha_0 = 0.1$ (случай 2). Затем оцениваются реологические свойства этой жидкости с использованием точек на рис. 8а. Найденные значения ξ_{app} и ξ_{app} показаны на рис. 8б. Они применяются для подгонки кривых и минимизации функции невязки.

Слева от резонансного пика значение ξ_0 уменьшается и \tilde{D}_0 увеличивается при росте λ . При приближении λ к резонансной частоте λ_{res} нелинейные эффекты усиливаются и может возникать нелинейный резонанс, функция невязки для нахождения ξ_{app} как разница междузначениями *a*, измеренными и рассчитанными по (5), (6), может не иметь корня. Экспериментальные данные, полученные для различных скоростей сдвига, укладываются на одну кривую (рис. 86), но может возникать некоторое отклонение от нее вблизи λ_{res} . Тогда эксперименты выполняются для различных условий, соответствующих различным \tilde{D}_0 при λ_{res} , и эти данные в окрестности λ_{res} исключаются из рассмотрения.

С ростом $\lambda < \lambda_{res}$ параметр \tilde{D}_0 уменьшается и ξ_0 увеличивается. Частота становится выше λ_{res} , и затем тот же самый интервал кривой $\xi_{app} = \xi_{app}(\tilde{D}_0)$ проходит снова, но в обратном направлении. Подход позволяет достаточно корректно оценивать степень нелинейности и показатель степенного закона *m*. Ошибка в амплитуде *а* может иметь существенное влияние на оценку b ввиду высокой чувствительности. Тогда используется комбинация методов: например, *m* определяется из кривых $a_{
m res} = a_{
m res}(\lambda_{
m res}), a_{
m res} = a_{
m res}(\xi_0), a_{
m res} = a_{
m res}(A)$ или иных, слабо зависящих от b при определенных экспериментальных условиях, а постоянная степенного закона *k —* из анализа амплитудно-фазовых характеристик, включая кривые $a_{res} = a_{res}(b)$ и т.п., для заданного ξ_0 . При подозрении на нелинейное



Рис. 8. Зависимости, используемые для оценки свойств жидкости ($A = 0.1, \xi_0 = 5; b = 1.8, m = 1.5; 1 - \alpha_0 = 0.1, 2 - 0.01$): (a) $-\overline{a} = \overline{a}(\lambda);$ (б) $-\overline{\xi}_{app} = \overline{\xi}_{app}(\tilde{D}_0)$ и $\xi_{app} = \xi_{app}(\tilde{D}_0)$.

поведение жидкости проводится серия экспериментов и воспроизводимость нелинейных эффектов в них изучается с помощью анализа чувствительности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализкрутильно-колебательноговискозиметра демонстрирует наблюдаемость нелинейных свойств в режиме вынужденных колебаний. Нелинейные эффекты изучаются в терминах амплитудно-частотных характеристик. Предложено несколько методов для измерения реологических свойств жилкостей на основе полученных особенностей. В разработанном аналитическом полходе для их идентификации используются точные решения для линейных жидкостей (5), (6), (8)–(11). Подход показывает высокую степень согласия (рис. 8б) и может быть рекомендован для использования на практике. Данный метод расширяет теорию как вискозиметрии расплавленных металлов на нелинейные случаи в режиме вынужденных колебаний, так и колебательной реометрии на метод нахождения реологической модели из прецизионных измерений параметров колебаний и на точные алгоритмы нелинейных нестационарных проблем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Швидковский Е.Г. Некоторые вопросы вязкости расплавленных металлов. М.: ГИТТЛ, 1955. 206 с.
- Brooks R.F., Dinsdale A.T., Quested P.N. The Measurement of Viscosity of Alloys A Review of Methods, Data, and Models // Meas. Sci. Technol. 2005. V. 16. P. 354.
- Cheng J.J., Grobner J., Hor N., Kainer K.U., Schmid-Fetzer R. Measurement and Calculation of the Viscosity of Metals – A Review of the Current Status and Developing Trends // Meas. Sci. Technol. 2014. V. 25. 062001.
- Шпильрайн Э.Э., Фомин В.А., Сковородько С.Н., Сокол Г.Ф. Исследование вязкости жидких металлов. М.: Наука, 1983. 243 с.
- 5. Nunes V.M.B., Lourenço M.J.V., Santos F.J.V., Nieto de Castro C.A. Measurements of the Viscosity of Molten Lithium Nitrate by the Oscillating-cup Method // Int. J. Thermophys. 2017. V. 38. 13.
- Magnusson J., Memmott M., Munro T. Review of Thermophysical Property Methods Applied to Fueled and un-fueled Molten Salts // Ann. Nucl. Energy. 2020. V. 146. 107608.
- Mazuruk K., Su C.-H., Lehoczky S.L. Novel Oscillating Cup Viscometer – Application to Molten HgTe and Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. 5098.
- Zheng H., Hu L., Zhao X., Wang C., Sun O., Wang T., Hui X., Yue Y., Bian X. Poor glass-forming ability of Febased alloys: Its origin in high-temperature melt dynamics // J. Non-Cryst. Solid. 2017. V. 471. P. 120.
- Zhang F, Du Y., Liu S., Jie W. Modeling of the Viscosity in the Al-Cu-Mg-Si System: Database Construction // Calphad. 2015. V. 49. P. 79.
- Jin Y., Cheng J., An X., Su T., Zhang P., Li Z. Accurate Viscosity Measurement of Nitrates/Nitrites Salts for Concentrated Solar Power // Solar Energy. 2016. V. 137. P. 385.
- 11. *Mao Z., Zhang T.* Numerical Analysis of an Improved Heating Device for the Electromagnetically Driven Oscillating Cup Viscometer // Adv. Mech. Eng. 2017. V. 9.

- Song Z., Zhang L., Ban H. Theoretical Foundation of Electromagnetically-driven Oscillating Cup Viscometer // Meas. Sci. Technol. 2019. V. 30. 115903.
- Kleiman R.N. Analysis of the Oscillating-cup Viscometer for the Measurement of Viscoelastic Properties // Phys. Rev. 1987. V. 35. P. 261.
- Jeyakumar M., Hamed M., Shankar S. Rheology of Liquid Metals and Alloys // J. Non-Newt. Fluid Mech. 2011. V. 166. P. 831.
- Malik M.M., Jeyakumar M., Hamed M.S., Walker M.J., Shankar S. Rotational Rheometry of Liquid Metal Systems: Measurement Geometry Selection and Flow Curve Analysis // J. Non-Newt. Fluid Mech. 2010. V. 165. P. 733.
- Sun C., Geng H., Ji L., Wang Y., Wang G. Rheological Properties of Pb, Sb, Bi, and Sn Melts // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. 034901.
- Varsani V., Fan Z. Non-Newtonian Behaviour of Liquid Metals // TMS Annual Meeting & Exhibition. 2007. P. 67.
- 18. *Ritwik R*. Measuring the Viscous Flow Behaviour of Molten Metals under Shear. PhD Thesis, 2012. CAST, UK.
- Elton E.S., Reeve T.C., Thornley L.E., Joshipura I.D., Paul P.H., Pascall A.J., Jeffries J.R. Dramatic Effect of Oxide on Measured Liquid Metal Rheology // J. Rheol. 2020 V. 64. 119.
- 20. *Elyukhina I.* Nonlinear Oscillating-cup Viscometry // Rheol. Acta. 2011. V. 50. P. 327.
- Elyukhina I. Oscillating-cup Technique for Yield Stress and Density Measurement // J. Mater. Sci. 2013. V. 48. P. 4387.
- 22. Parthiban R., Stoica M., Kaban I., Kumar R., Eckert J. Viscosity and Fragility of the Supercooled Liquids and Melts from the Fe–Co–B–Si–Nb and Fe–Mo–P–C–B–Si Glass-forming Alloy Systems // Intermetallics. 2015. V. 66. P. 48.
- DeFilippo A.C., Zurita-Gotor M., Durth M., Fereres S. Rheological Analysis of Nitrate Molten Salts with Suspended Particles for Solar Thermal Plants // J. Molec. Liquids. 2020. V. 306. 112903.
- Kestin J., Newell G.F. Theory of Oscillation Type Viscometers: The Oscillating Cup. Part I // Z. Angew. Math. Phys. 1957. V. 8. P. 433.
- 25. *Елюхина И.В.* Наблюдение и измерение неньютоновских свойств высокотемпературных жидкостей крутильно-колебательным методом // ТВТ. 2006. Т. 44. № 3. С. 411.
- Елюхина И.В. Течение жидкости Джонсона-Сигельмана в крутильно-колебательной системе // ЖФХ. 2006. Т. 80. № 5. С. 940.
- Вяткин Г.П., Елюхина И.В. Возможности крутильно-колебательного метода для изучения упругих вязкопластичных свойств // ДАН. 2006. Т. 406. № 6. С. 753.
- Elyukhina I., Vyatkin G. Software for Oscillating-cup Viscometry: Verification of Data Reasonableness and Parametric Identification of Rheological Model // J. Phys.: Conf. Ser. 2008. V. 98. 022011.
- Елюхина И.В. Возможности метода вынужденных крутильных колебаний для исследования неньютоновских свойств жидкостей // Заводская лаборатория. 2006. № 5. С. 26.
- Елюхина И.В., Вяткин Г.П. К оценке влияния вторичных течений на колебания крутильного вискозиметра // ДАН. 2006. Т. 410. № 1. С. 36.
- Елюхина И.В. Основы теории крутильной вискозиметрии для вязкопластичных жидкостей // ТВТ. 2009. Т. 47. № 4. С. 562.

2022

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3

373

УДК 536.331

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ И СТРУКТУРЫ САЖЕВЫХ ЧАСТИЦ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ ПРИ ПИРОЛИЗЕ И ГОРЕНИИ УГЛЕВОДОРОДОВ, НА ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

© 2022 г. Е. В. Гуренцов*, А. В. Дракон, А. В. Еремин, Р. Н. Колотушкин, Е. Ю. Михеева**

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

E-mail: gurentsov@ihed.ras.ru* *E-mail: mikheyeva@ihed.ras.ru* Поступила в редакцию 22.06.2021 г. После доработки 26.10.2021 г. Принята к публикации 23.11.2021 г.

Представлен анализ влияния размеров и структуры сажевых частиц, синтезированных при горении в плоском предварительно перемешанном пламени углеводородов и при пиролизе за ударными волнами, на их оптические свойства. Эксперименты по измерениям оптических свойств и структуры сажевых частиц проведены в пламени пропилен-воздух и при пиролизе смесей 3% ацетилена, 5% этилена и 2% пропилена в аргоне за ударными волнами в ударной трубе. Функция коэффициента преломления сажевых частиц и ее изменение в видимом и ближнем ИК-диапазоне спектра получены с помошью метода лазерно-индуцированной инкандесценции. Средние размеры и параметры внутренней структуры сажевых частиц измерены с помощью просвечивающей электронной микроскопии. На основе анализа результатов, полученных в данной работе и имеющихся в литературе, установлено, что по мере увеличения размеров сажевых частиц функция коэффициента преломления для них на длине волны 1064 нм увеличивается в 2.5 раза (от 0.2 до 0.5) и зависит от условий синтеза и типа углеводорода. Отношение коэффициента преломления на длине волны 1064 нм к его значению при 532 нм с увеличением среднего размера частиц растет слабо или остается примерно постоянным (в диапазоне 0.8–1.15) для большинства сажевых частиц либо увеличивается более значительно (от 1.1 до 1.5) в случае ацетиленовой сажи. Обнаруженные существенные изменения оптических свойств коррелируют с уменьшением среднего расстояния между параллельными графеновыми плоскостями в структуре растущих сажевых частиц, а также с увеличением количества параллельных плоскостей, расположенных рядом. Данные структурные изменения характеризуют процесс "графитизации" сажевых частиц по мере их роста.

DOI: 10.31857/S0040364422020053

введение

Сажевые частицы – вид дисперсного углерода, образующегося при неполном сгорании или пиролизе углеводородных топлив. К настоящему времени накоплен большой объем данных об оптических свойствах сажи в связи с ее важностью для практических приложений [1]. Информация об оптических свойствах сажевых частиц необходима для построения климатических моделей, учитывающих поглощение солнечного света атмосферными аэрозолями и их осаждение на поверхностях ледников. Кроме того, данные об оптических свойствах сажи используются для расчета радиационного теплообмена в котлах, камерах сгорания и других устройствах, в которых происходит процесс горения. Однако эти данные до сих пор не включены в известные базы данных по теплофизическим свойствам веществ [2]. Проблема заключается в том, что оптические свойства сажевых частиц, синтезированных в различных условиях по температуре и давлению, времени реакции, а также при сгорании различных видов топлива,

могут иметь существенные различия. Теоретический анализ оптических свойств сажевых частиц затруднен, поскольку их внутренняя структура сушественно неоднородна и может изменяться от полностью аморфной, состоящей из неупорядоченных графеновых плоскостей (протяженностью до 2-3 нм), до частично кристаллической, когда графеновые слои образуют так называемые кристаллиты – стопки из нескольких параллельных плоскостей с межплоскостным расстоянием, несколько большим, чем в чистом графите (0.335 нм) [3]. Кристаллиты с различной степенью упорядоченности образуют сферические первичные сажевые частицы со средними размерами 10-30 нм. Таким образом, экспериментальные метолы имеют решаюшее значение для исследования оптических свойств различных сажевых частиц.

Лазерно-индуцированная инкандесценция (ЛИИ) – перспективный метод исследования свойств наночастиц [4–6]. Метод ЛИИ основан на импульсном лазерном нагреве наночастиц до

высоких температур и анализе их теплового излучения. Амплитуда сигнала лазерно-индуцированной инканлесценции от лазерно-нагретых конденсированных частиц определяется их концентрацией, излучательной способностью и плотностью энергии нагревающего лазера. Преимущество метода ЛИИ для определения оптических свойств заключается в том, что он не требует предположений о размерах частиц и структуре их агрегатов. Для анализа оптических свойств в методе ЛИИ используется функция показателя преломления E(m), которая определяется из спектрального показателя преломления материала частицы m = n - ik (где n - действительная часть, а k — мнимая часть безразмерного показателя преломления) и используется для определения сечения поглощения, излучательной способности и других величин, характеризующих поглощение рэлеевских частиц [6]:

$$E(m) = \frac{6nk}{\left(n^2 - k^2 + 2\right)^2 + 4n^2k^2}.$$

Однако у метода ЛИИ есть ограничения. Определение оптических свойств частиц возможно только на длине волны нагревающего лазера. Кроме того, этот метод неприменим при высоких значениях плотности энергии лазера, когда сублимация частиц становится значительной. Поэтому для сажевых частиц его следует использовать при плотности энергии лазерного излучения ниже $0.1-0.2 \ Дж/см^2$ [6].

Значение показателя преломления сажи на длине волны 1064 нм *Е*(*m*. 1064) было впервые измерено методом ЛИИ в одной точке диффузионного этиленового пламени [7]. Позже в тех же условиях было измерено значение E(m, 532) [8]. В работах [9, 10] авторы измерили *E*(*m*, 1064) с помощью метода ЛИИ в предварительно перемешанном пламени этилен-воздух на различной высоте над срезом горелки, что соответствует различным стадиям роста частиц. Аналогичная зависимость E(m, 1064) от высоты пламени была получена при горении смеси метан-кислород-азот [11]. В исследовании [12] значения Е(т, 1064) были измерены в зависимости от размера сажевых частиц, синтезированных при пиролизе ацетилена за отраженными ударными волнами в ударной трубе.

Для исследования зависимости E(m) от длины волны была предложена методика лазерного возбуждения частиц на двух длинах волн импульсного Nd:YAG-лазера [13]: 532 и 1064 нм. В этой работе было определено отношение показателей преломления E(m, 1064)/E(m, 532) на длинах волн 532 и 1064 нм для наночастиц сажи, которые сформировались в диффузионном метановом пламени и в предварительно перемешанном пламени ацетилен—воздух. В предположении линейного характера зависимости E(m) от длины волны величины E(m, 1064) и E(m, 1064)/E(m, 532) могут быть использованы для определения значения E(m) при произвольной длине волны в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра. Аналогичные измерения проводились в работах [14—18] для сажи, сформировавшейся в различных углеводородо-воздушных пламенах при различных давлениях. Таким образом, было показано, что оптические свойства сажи существенно меняются в зависимости от условий ее формирования, и поиск соответствующих закономерностей является важной научно-практической задачей.

Разнообразие оптических свойств наночастиц сажи, очевидно, связано с особенностями их внутреннего строения [19]. В последнее десятилетие сажи различной структуры были исследованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМ ВР), которая позволяет определять структурные параметры "каркаса" сажи, состоящего из отдельных полос (графеновых плоскостей, видимых с торца). К таким параметрам относятся длина и кривизна графеновой плоскости и межплоскостное расстояние [20]. Например, в работе [21] была исследована взаимосвязь между стадиями роста частиц сажи и их коэффициентом поглощения в УФ- и видимой областях спектра. Показано, что удельное поглощение сажи меняется с высотой пламени и видом углеводорода и при этом изменяются параметры внутренней структуры сажевых частиц. В [22] исследовалась корреляция оптических и электрических свойств сажевых частии. образовавшихся в предварительно перемешанном пламени этилен-воздух. Обнаружено, что оптическая ширина запрещенной зоны уменьшается с увеличением размеров графеновых плоскостей и уменьшением межплоскостного расстояния в кристаллитах, а в [23] представлена эволюция структуры сажевых частиц в пламенах этилен-воздух и бензол-воздух с увеличением высоты пламени. Однако комплексного и детального исследования корреляции между размером, структурой и функцией показателя преломления сажевых частиц до настоящего времени не проводилось.

Цель настоящего исследования — определение зависимостей значений *E*(*m*, 1064), *E*(*m*, 1064)/*E*(*m*, 532) от условий и стадии роста сажевых частиц, сформированных в различных пламенах и при пиролизе углеводородов за ударными волнами. Другой целью работы является исследование параметров структуры частиц сажи с помощью ПЭМ ВР для определения корреляции параметров структуры сажевых частиц и их оптических свойств.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Горелка. Эксперименты в предварительно перемешанных пламенах проводились с использованием стандартной горелки плоского пламени типа Мак-Кенна (Holthuis & Associates) с пористой поверхностью из бронзы диаметром 62 мм (рис. 1). Для стабилизации пламени применялся латунный диск диаметром 60 мм и толщиной 20 мм,

Смесь	$[C_nH_m], \%$	[O ₂], %	[N ₂], %	[C]/[O]	Источник
Пропилен-воздух	11.2	18.6	70.2	0.9	Данная работа
Этилен-воздух	14.08	18.05	67.87	0.78	[24]
Ацетилен-воздух	13.28	18.45	68.27	0.72	[25]

Состав пламен предварительного смешения, использовавшихся для анализа оптических свойств сажи

расположенный на высоте 23 мм над срезом горелки. Когда соотношение топлива и окислителя больше стехиометрического, часть топлива расходуется на нагрев газа, а при пиролизе оставшегося топлива происходит формирование сажевых частиц. В одномерной структуре плоского пламени мольные доли веществ и температура изменяются только в зависимости от высоты над поверхностью горелки. Состав пламен, использовавшихся для анализа данных по оптическим свойствам сажевых частиц, представлен в табл. 1.

Расходы газов контролировались с помощью регуляторов массового расхода РРГ-10 (Элточприбор). Для измерений температуры по высоте пламени использовались платино-родиевые термопары типа В с диаметром проволоки 45 мкм и диаметром спая 70 мкм. Реальная температура газа оценивалась с учетом конвективных и радиационных потерь тепла в пламени и с учетом отложения сажевых частиц на спае термопары по методике [26]. Оптические свойства сажевых частиц измерялись методом ЛИИ. Для нагрева сажевых частиц использовалось излучение Nd:YAG-лазера на длинах волн 532 и 1064 нм.

Ударная труба. Сажевые частицы были синтезированы при пиролизе смесей 3% ацетилена, 5% этилена и 2% пропилена в аргоне за отраженными ударными волнами в стандартной ударной трубе диафрагменного типа с внутренним диаметром 50 мм (рис. 2). Длина секции высокого давления составляла 1.5 м, длина секции низкого давления — 3 м. В качестве толкающего газа использовался гелий. Откачка секций проводилась форвакуумным насосом до давления 4 × 10⁻² мбар. Скорость ударной волны измерялась тремя датчиками давления, установленными в стенке ударной трубы. Свойства газа после прохождения ударной волны определялись на основе измеренной скорости падающей ударной волны с применением одномерной газодинамической теории ударной волны и в предположении замороженных условий реакции. Метод лазерной экстинкции применялся для контроля за процессом образования сажевых частиц и процессом их сублимации при нагреве импульсным лазерным излучением. Измерения методом лазерной экстинкции проводились на длине волны 633 нм с использованием гелий-неонового лазера непрерывного действия. Оптические свойства сажи измерялись методом ЛИИ при максимальном выходе сажи спустя 1500 мкс после прихода отраженной ударной волны в измерительное сечение. Луч гелий-неонового лазера 1 мм в диаметре проходил через пару кварцевых окон соосно с 5 мм лучом импульсного Nd:YAG-лазера, использовавшегося для ЛИИ-измерений. Для нагрева сажевых частиц в методе ЛИИ использовалось излучение Nd:YAG-лазера на длинах волн 532 и 1064 нм.

В пламени горелки и в ударной трубе регистрация сигналов ЛИИ производилась на двух длинах волн с помощью двух модулей фотоумножителей H6780-20 (время нарастания сигнала — 0.78 нс). Модули оснащены узкополосными фильтрами с центрами на длинах волн 450 и 670 нм. Сигналы регистрировались с помощью осциллографа LeCroy WavePro 7100 с полосой пропускания 1 ГГц.

Измерение отношения *E*(*m*, 1064)/*E*(*m*, 532). Для определения отношения *E*(*m*, 1064)/*E*(*m*, 532) методом ЛИИ использовались измеренные амплиту-



Рис. 1. Схема экспериментальной установки на базе горелки плоского предварительно перемешанного пламени.



Рис. 2. Схема экспериментальной установки на базе ударной трубы.

ды сигналов на одной длине волны при лазерном воздействии на частицы на двух длинах волн 532 и 1064 нм в олних и тех же условиях. В ланной работе амплитуды сигналов ЛИИ, индуцированных обеими длинами волн лазера, регистрировались на длине волны 450 нм спустя 50 нс после начала лазерных импульсов. Это позволило избежать влияния флуоресцентного излучения полициклических ароматических углеводородов, индуцированного лазерным возбуждением среды на длине волны 532 нм [13]. При этом амплитуды сигналов ЛИИ измерялись в диапазоне плотностей энергии лазера 0.05-0.2 Дж/см² до и после порога сублимации сажи. На рис. 3 представлены экспериментальные данные об амплитуде сигналов ЛИИ на длине волны 450 нм, полученные при различных плотностях энергии излучения в пламени пропилен-воздух. Видно, что амплитуды сигналов ЛИИ увеличиваются до пороговой плотности лазерной энергии 0.1-0.2 Дж/см². После линейного участка роста сигналы ЛИИ достигают области постоянных значений из-за начала процесса сублимании частин сажи. Пороговые значения плотности энергии лазера, при которых амплитуда сигналов ЛИИ перестает изменяться, различны для двух длин волн лазера. Это можно объяснить различиями в энергии фотонов и оптических свойств частиц сажи на этих двух длинах волн. Можно получить одинаковую интенсивность сигнала ЛИИ на двух длинах волн, используя разные плотности энергии лазерного воздействия (горизонтальная стрелка на рис. 3). Отношение E(m, 1064)/E(m, 532)может быть определено путем сравнения интенсивности сигналов ЛИИ, зарегистрированных при лазерном воздействии на 532 и 1064 нм [13]. Метод применим только при низкой плотности лазерной энергии (т.е. в отсутствие сублимации частиц сажи). При воздействии на частицы сажи последовательно двумя лазерными импульсами на двух длинах волн можно зарегистрировать сигналы ЛИИ одинаковой интенсивности (LII₁₀₆₄ и



Рис. 3. Измерение отношения функций коэффициента преломления E(m, 1064)/E(m, 532) при пиролизе 3% ацетилена в ударной трубе на длинах волн: 1 - 1064 нм, 2 - 534.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

 LII_{532} в вольтах) при разной плотности энергии излучения R_0 [Дж/см²]:

$$LII_{1064} = LII_{532}.$$

Равенство ЛИИ-сигналов (поскольку они описываются при помощи формулы Планка для теплового излучения на длине волны λ_i) приводит к соотношению

$$\exp\left(\frac{hc}{\lambda_i k_{\rm B} T(t, 532)}\right) = \exp\left(\frac{hc}{\lambda_i k_{\rm B} T(t, 1064)}\right).$$
 (1)

Здесь T(t, 532), T(t, 1064) — температура, достигаемая частицами сажи в момент времени *t* для каждой из длин волн возбуждения 532 или 1064 нм, в K; *h* — постоянная Планка; $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана; λ_i — длина волны регистрируемого излучения.

Условие (1) выполняется, если T(t, 532) = T(t, 1064). В предположении идентичных пространственных распределений энергии в лазерных импульсах 532 и 1064 нм отношение функций показателя преломления может быть выраженно как [13]

$$\frac{E(m, 1064)}{E(m, 532)} = 2 \frac{R_0(532)}{R_0(1064)},$$

где E(m, 1064) и E(m, 532) — функции показателя преломления сажи на длинах волн 1064 и 532 нм, $R_0(532)$ и $R_0(1064)$ — интегральные плотности энергий лазера.

Пространственные профили лазерных лучей контролировались с помощью лазерного профилометра WinCamD-UCD12 (DataRay). Интегральная плотность энергии лазера R_0 рассчитывалась путем деления измеренной энергии на площадь поперечного сечения, взятую на уровне $1/e^2$ от пика гауссовой аппроксимации измеренного пространственного профиля энергии лазера.

Измерения функции показателя преломления *E(m*, 1064) методом ЛИИ. В модели ЛИИ текущая температура частицы *T_p* рассматривается во время лазерного нагрева и последующего охлаждения путем решения уравнений баланса энергии и массы

$$\frac{\mathrm{d}(m_p c_p T_p)}{\mathrm{d}t} = \dot{q}_{\mathrm{abs}} - \dot{q}_{\mathrm{rad}} - \dot{q}_{\mathrm{cond}} - \dot{q}_{\mathrm{evap}}, \qquad (2)$$

$$\frac{\mathrm{d}m_p}{\mathrm{d}t} = -J_{\mathrm{evap}}.\tag{3}$$

Здесь m_p и c_p — масса и теплоемкость частиц; t — время; J_{evap} — скорость потери массы с поверхности частицы в процессе сублимации; \dot{q}_{abs} энергия лазера в единицу времени, поглощаемая частицей; \dot{q}_{rad} , \dot{q}_{cond} , \dot{q}_{evap} — потери энергии в единицу времени в процессах теплового излучения, при столкновениях с молекулами окружающего газа в свободно-молекулярном режиме и в процессе сублимации сажевых частиц соответственно. При лазерном нагреве частиц сажи до высоких температур теплоемкость материала существенно меняется. В модели ЛИИ при нагреве сажевых частиц использовалась температурная зависимость теплоемкости твердого графита, приведенная в [27]. Текущая масса частицы в уравнениях (2), (3) определялась при помощи текущего размера и плотности. Использовалась температурная зависимость плотности для твердого графита: $\rho = 2303.1 - 7.3106 \times 10^{-2} T_p$ [28].

В пределе Рэлея ($d_p \ll \lambda_{las}$) поглощение энергии наночастицей диаметром d_p можно выразить как [28]:

$$\dot{q}_{\rm abs} = \frac{\pi^2 d_p^3 E(m)}{\lambda_{\rm lac}} g(t), \qquad (4)$$

где λ_{las} — длина волны лазерного излучения, g(t) — временной профиль интенсивности лазерной энергии, определяемый с использованием измеренного $g_m(t)$ и R_0 :

$$g(t) = \frac{R_0 g_m(t)}{\int_0^{60 \text{ Hc}} g_m(t) \,\mathrm{d}\,t}.$$
(5)

В пренебрежении тепловыми потерями частицы при радиационном, конвективном и испарительном охлаждении в момент максимального подъема температуры при лазерном нагреве эта

максимальная температура T_p^0 может быть получена интегрированием уравнения (2):

$$T_p^0 = T_g + \frac{6\pi R_0 E(m)}{\rho_p c_p \lambda_{\text{las}}},\tag{6}$$

где ρ_p — плотность частицы сажи, T_g — температура окружающего газа.

Поскольку значение функции показателя преломления частиц E(m) априори неизвестно, для получения абсолютного значения T_p^0 необходимы дополнительные измерения, которые выполнялись методом двухлучевой пирометрии [29]:

$$T_{p}^{0} = \frac{hc}{k_{\rm B}} \times \frac{\left(\frac{1}{\lambda_{2}} - \frac{1}{\lambda_{1}}\right)}{\ln\left[\frac{I_{1}}{I_{2}}\frac{I_{TL_{2}}}{I_{TL_{1}}}\frac{\varepsilon_{T}(\lambda_{1})E(m,\lambda_{2})\lambda_{1}}{\varepsilon_{T}(\lambda_{2})E(m,\lambda_{1})\lambda_{2}}\right] + \frac{hc}{k_{\rm B}T_{TL}}\left(\frac{1}{\lambda_{2}} - \frac{1}{\lambda_{1}}\right)}.$$
(7)

Здесь *h*, *c*, k_B — постоянная Планка, скорость света в вакууме и постоянная Больцмана соответственно; λ_1 и λ_2 — длины волн, на которых производится регистрация излучения; I_1 и I_2 — максимальные амплитуды ЛИИ сигналов при λ_1 и λ_2 ; I_{TL1} , I_{TL2} , T_{TL} — интенсивности излучения и истинная температура калибровочного источника (ленточная вольфрамовая лампа), определяемая образцовым пирометром; $\varepsilon_T(\lambda_1)$, $\varepsilon_T(\lambda_2)$ — излучательная способность вольфрама; $E(m, \lambda_1)$, $E(m, \lambda_2)$ функции показателя преломления. Все размерности в модели (2)—(7) соответствуют системе СИ. Отношение $E(m, \lambda_1)/E(m, \lambda_2)$ определялось при помощи полученных данных об E(m, 1064)/E(m, 532) с использованием предположения линейной зависимости E(m) от длины волны. В итоге абсолютное значение E(m) на длине волны нагревающего лазера может быть извлечено при сравнении мак-

симальных температур лазерного нагрева T_p^0 , полученных экспериментально и теоретически по выражениям (6) и (7), т.е. величина E(m) при фиксированной плотности лазерной энергии определяется итерационно путем ее варьирования до тех пор, пока разница температур, определенных по (6), (7), не станет меньше 3 К.

На рис. 4 представлен пример извлечения абсолютного значения E(m) на длине волны 1064 нм для сажевых частиц, синтезированных в ходе пиролиза ацетилена в ударной трубе при варьировании плотности лазерной энергии. Когда плотность энергии лазера увеличивается выше порога сублимации $\approx 100 \text{ мДж/см}^2$, извлеченные значения E(m) уменьшаются. Данный эффект можно объяснить пренебрежением тепловыми потерями на сублимацию при теоретическом определе-

нии максимальной температуры нагрева частиц T_p^0 в уравнении (6). При плотностях лазерной энергии ниже порога сублимации 50–100 мДж/см² извлеченные значения E(m) практически не изменяются. При плотностях энергии ниже 50 Дж/см² сигналы ЛИИ малы, что приводит к большим погрешностям в определении E(m). Погрешность определения E(m) составляла ~5% с учетом погрешности определения параметров: плотности частиц $\rho = 1860 \pm 280$ кг/м³, теплоемкости частиц $c_p = 2000 \pm 50$ кДж/кг, максимальной температуры частиц $T_p = 3500 \pm 200$ К, температуры пламени $T_g = 1800 \pm 150$ К и плотности энергии в лазерном импульсе $R_0 = 0.1 \pm 0.0025$ Дж/см².



Рис. 4. Измерение функции коэффициента преломления E(m) на длине волны 1064 нм при пиролизе 3% ацетилена в ударной трубе.

Известно, что комплексный показатель преломления сажи, а следовательно, и функция коэффишиента преломления сажевых частии зависят от температуры [14, 30]. В настоящее время общепризнанным является факт зависимости комплексного показателя преломления частиц сажи от их внутренней структуры. Известно, что углеродные структуры – одно из самых стабильных веществ при высоких температурах. Внутренняя структура сажи сохраняется до температур порядка 3000°С, после достижения которой начинается так называемый "отжиг" сажи с образованием более упорядоченной структуры, состоящей из концентрических графитовых слоев с внутренней полостью. Оптические свойства таких структур отличаются от оптических свойств сажи [31]. Температура пламен в настоящих условиях обычно составляет менее 1800 К. поэтому влиянием температуры на функцию коэффициента преломления сажевых частиц можно пренебречь при плотности энергии нагревающего лазера ниже порога сублимации 0.1 Дж/см² для наносекундного лазерного излучения на длине волны 1064 нм.

Просвечивающая электронная микроскопия. Для анализа структуры частиц сажи использовалась просвечивающая электронная микроскопия. Образцы частиц помещались на медные решетки для электронной микроскопии, покрытые микродырчатым углеродным монослоем. Для взятия образцов из пламени решетки устанавливались в держателе с механическим пневмоприводом для его введения в пламя на определенной высоте над срезом горелки. Время экспозиции решетки в пламени составляло 100 мс. В случае экспериментов в ударной трубе образцы сажи механическим образом собирались со стенок после окончания эксперимента и помещались на решетки для электронного микроскопа после окончания эксперимента. Образцы частиц анализировались на ПЭМ FEI Osiris с ускоряющим напряжением 200 кВ в Федеральном исследовательском центре кристаллографии и фотоники РАН.

Алгоритм анализа изображений ПЭМ высокого разрешения описан в [32, 33]. Обработка изображений проводилась с помощью программы анализа изображений ImageJ. Процедура обработки включала этап выделения характерного участка структуры сажи на ПЭМ-изображении высокого разрешения. Выбранные области изображения сохранялись как восьмибитные полутоновые изображения размером 512 × 512 пикселей. Необработанные оцифрованные изображения преобразовывались при помощи быстрого преобразования Фурье и отфильтровывались с использованием кольцевых масок с размерами 0.335 нм (расстояние между графитовыми слоями) и 0.7 нм (при которых силы Ван-дер-Ваальса между двумя слоями можно считать незначительными). После обратного преобразования мелкие детали изображения игнорируются. Отфильтрованное изображение преобразовывалось в бинарное черно-белое изображение путем установки порогового значения яркости для фазовой границы. Полученное изображение скелетонизировалось путем сжатия темных областей до тех пор, пока они не станут шириной в один пиксель. Каждая отдельная полоса рассматривается как независимый объект – графеновая плоскость, видимая с торца. Полосы менее 0.25 нм исключались, поскольку это значение соответствует размеру только одного ароматического кольца. Скелетонизированные изображения позволяли проводить статистические измерения длины, кривизны (отношение длины полосы к прямому расстоянию между концами полосы) и межплоскостного расстояния между параллельными полосами внутри структуры частиц сажи. На рис. 5. показан пример преобразования изображения ПЭМ ВР в структуру углеродного скелета сажевой частицы, содержащей кристаллиты (выделены кружком).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для того чтобы сравнивать полученные данные по измерениям оптических свойств, необходимо определить основную характеристику сажевых частиц. В пламенах в качестве такого параметра используется высота пламени. По мере увеличения высоты растет время реакции и происходят процессы пиролиза углеводородов, образования полиароматических соединений, формирование из них прекурсоров сажевых частици, наконец, рост самих частиц. Те частицы, которые методами диагностики определяются как сажевые (т.е. спектральные зависимости их поглощения и излучения описываются законом Планка), по мере увеличения высоты пламени увеличиваются в размерах примерно от 5 до 20-50 нм. Поскольку время реакции (синтеза сажевых частиц) в условиях, отличных от пламенных, может сильно варьироваться в зависимости от параметров процесса (температура, давление, скорости газовых потоков), в данной работе предложено анализировать изменения свойств сажевых наночастиц в зависимости от их размера. Действительно, во многих случаях размер сажевых частиц коррелирует со стадией их роста и особенностями их внутренней структуры, связанной с оптическими свойствами [23-25]. На рис. 6 представлены значения коэффициента пре-



Рис. 5. Преобразование изображения высокого разрешения в скелетонизированную структуру сажевой частицы, содержащей кристаллиты.

2022

ломления на длине волны 1064 нм, измеренные в данной работе в пламени пропилен-воздух и при пиролизе этилена, ацетилена и пропилена за отраженными ударными волнами в ударной трубе методом ЛИИ. Для сравнения приведены данные, полученные в пламенах этилен-воздух и ацетилен-воздух [24, 25], а также в предварительно перемешанных и диффузионных пламенах различных углеводородов, где были известны размеры сажевых частиц [9, 11, 16, 34–36].

Несмотря на значительный разброс значений E(m), видна тенденция роста E(m) от среднего размера сажевых частиц в диапазоне 8-20 нм. В рамках отдельных серий экспериментов увеличение E(m)от 0.2 до 0.5 видно более отчетливо. При больших размерах частиц тенденции увеличения Е(m) не просматривается. Причиной такого поведения является значительная трансформация внутренней структуры сажевых частиц в данном диапазоне размеров от так называемых "молодых" до "взрослых" частиц сажи, после чего их структура и, соответственно, свойства уже не изменяются и рост сажи происходит в основном за счет агрегации первичных частиц [23]. Разброс представленных данных обусловлен, скорее всего, влиянием различных условий синтеза по давлению, температуре, скорости потока в пламенах, когда трансформация структуры сажевых частиц происходит при меньших или больших размерах, а также кинетикой их формирования, связанной с различными видами используемых углеводородов. Однако надо отметить, что коэффициент преломления на длине волны 1064 нм во всех исследованных случаях не превышает 0.55 даже для частиц больших размеров, а минимальное измеренное значение составляет 0.2 для самых "молодых" частиц, которые можно



Рис. 6. Функция коэффициента преломления сажи на длине волны 1064 нм в зависимости от среднего размера сажевых частиц, полученных: *I* – при пиролизе ацетилена в УТ (данная работа), *2* – этилена, *3* – пропилена, *4* – в пламени пропилена (данная работа), *5* – этилена [24], *6* – ацетилена [25], *7* – метана [11], *8* – этилена [9], *9* – различных углеводородов [35], *10* – в дизельном пламени [16], *11* – различных углеводоро-дов [34], *12* – этана [36].

зарегистрировать оптическими методами и методом электронной микроскопии. Таким образом, следует констатировать, что с ростом размеров сажевых частиц в неизменных условиях их поглощательная способность в ближней ИК-области спектра увеличивается. Наибольшей поглощающей способностью по сравнению с другими частицами на длине волны 1064 нм обладает ацетиленовая сажа на последних стадиях ее роста в пламенах и сажа, полученная при пиролизе ацетилена и пропилена за ударными волнами.

На рис. 7 представлена зависимость отношения коэффициентов преломления на длинах волн 1064 и 532 нм в зависимости от размеров сажевых частиц. На рисунке приведены как результаты, полученные в настоящей работе во время измерений в пламени пропилен-воздух и при пиролизе пропилена, этилена и ацетилена за отраженными ударными волнами, так и литературные данные, полученные в пламенах в других условиях [14, 16, 18, 34-36]. Важность этих результатов заключается в возможности определить значение функции коэффициента преломления на произвольной длине волны в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра (500—1000 нм), где зависимость E(m)от длины волны можно считать линейной в первом приближении [7]. Вид линейной интерполяции зависимости E(m) от длины волны определяется исходя из двух точек E(m, 1064) и E(m, 532), которые получены из эксперимента с помощью прямого измерения E(m, 1064) и отношения E(m, 1064)1064)/E(m, 532). При этом для каждых высоты и вида пламени эта зависимость будет различной.

Полученные в разных условиях данные лежат в диапазоне 0.8–1.5. Прослеживается слабое увели-



Рис. 7. Зависимость отношения функции коэффициента преломления на длине волны 1064 нм к значению на длине волны 532 нм в зависимости от размеров сажевых частиц, полученных: *1* – при пиролизе ацетилена в УТ (данная работа), *2* – этилена, *3* – пропилена, *4* – в пламени пропилена (данная работа), *5* – этилена [24], *6* – ацетилена [25], *7* – метана [18], *8* – этилена [14], *9* – различных углеводородов [35], *10* – в дизельном пламени [16], *11* – различных углеводородов [34], *12* – этана [36].



Рис. 8. Зависимость от размера частиц средней длины графеновых плоскостей в структуре сажевых частиц, полученных: *1* – при пиролизе ацетилена в УТ (данная работа), *2* – этилена, *3* – пропилена, *4* – в пламени пропилена (данная работа), *5* – этилена [24], *6* – ацетилена [25], *7* – этилена [3], *8* – в дизельном двигателе [37].

чение данного отношения в рамках отдельных серий экспериментов по мере увеличения размеров сажевых частиц. При этом наибольшие значения отношения E(m, 1064)/E(m, 532) = 1.3 - 1.5 зарегистрированы для ацетиленовой сажи [25] и сажи, синтезированной при пиролизе пропилена за ударными волнами, где наблюдались более высокие температуры, относительно условий, при которых получен основной массив данных. В то же время остальные результаты измерений отношения E(m, 1064)/E(m, 532), представленные на рис. 7, лежат в основном в диапазоне 0.9-1.1. Следовательно, при анализе зависимости оптических свойств сажевых частиц от длины волны необходимо учитывать вид используемого для их синтеза углеводорода и температурные условия их синтеза. Таким образом, поглощение сажевыми частицами излучения в ближнем ИК-спектре увеличивается или остается постоянным относительно поглощения света в видимом диапазоне с увеличением среднего размера сажевых частиц и зависит от вида используемого для их синтеза углеводорода. При этом ацетиленовая сажа на последних стадиях ее роста и сажа, полученная при пиролизе ацетилена и пропилена за ударными волнами, показывают максимальную поглощающую способность на 1064 нм по отношению к той же величине на более коротких длинах волн.

Как было отмечено ранее, оптические свойства сажевых частиц должны коррелировать с изменениями в их внутренней структуре [19]. Используя данные, полученные при помощи анализа изображений сажевых частиц, извлеченных на различных стадиях их роста, можно найти корреляцию их структуры и оптических свойств. На рис. 8 представлены данные измерений средней длины графеновых плоскостей, которые составляют основу структуры сажевых частиц, от размера. Данные получены при статистической обработке изображений образцов, взятых из пламени пропилен-воздух на различных высотах, и образцов, извлеченных из ударной трубы после пиролиза пропилена, этилена и ацетилена за отраженными ударными волнами. Здесь же представлены аналогичные данные для сажевых частиц, извлеченных из пламен ацетилен-воздух [25] и этилен-воздух [24], а также данные [3] для сажевых частиц, извлеченных из этиленового пламени и дизельного двигателя [37]. Зависимости средней длины графеновых плоскостей от размеров частиц нет, и значит, нет и корреляции этого параметра структуры с оптическими свойствами частиц сажи. Средняя длина графеновых плоскостей для всех исследованных типов сажевых частии - порядка 1.2 ± 0.1 нм. Исключение составляют данные для сажи, извлеченной из дизельного двигателя, где условия синтеза по давлению и температуре существенно отличаются от исследованных условий синтеза сажевых частиц.

На рис. 9 представлены данные по кривизне графеновых плоскостей в структуре сажевых частиц в зависимости от их размера. Кривизна графеновых плоскостей определялась как отношение видимой с торца полной длины графеновой плоскости к кратчайшему расстоянию между концами этой проекции. Как и для рис. 8. данные получены при статистической обработке изображений образцов, взятых из пламени пропилен-воздух на различной высоте, и образцов, извлеченных из ударной трубы после пиролиза пропилена, этилена и ацетилена за отраженными ударными волнами. Здесь же представлены аналогичные данные для сажевых частиц, извлеченных из пламен ацетилен-воздух [25] и этилен-воздух [24], а также представлены данные из работ [3, 37].

Согласно настоящим измерениям, наблюдается слабое уменьшение кривизны графеновых плоскостей от 1.4 до 1.3 при росте сажевых частиц в диапазоне 10—25 нм. В работе [3] измерена меньшая кривизна графеновых плоскостей порядка 1.2 вне зависимости от размеров сажевых частиц. Возможно, это связано с отличиями в методике статистической обработки изображений, полученных с помощью электронной микроскопии высокого разрешения. Сомнительно, чтобы такое небольшое изменение кривизны графеновых плоскостей в структуре сажевых частиц могло бы быть причиной наблюдаемых изменений их оптических свойств.

Последним рассматриваемым параметром структуры сажевых частиц является среднее расстояние между параллельными графеновыми плоскостями, которые составляют участки кристаллической структуры внутри частицы (рис. 5). На рис. 10 средние межплоскостные расстояния представлены в зависимости от среднего размера



Рис. 9. Средняя кривизна графеновых плоскостей в структуре сажевых частиц в зависимости от их размера для частиц, полученных: *1* – при пиролизе ацетилена в УТ (данная работа), *2* – этилена, *3* – пропилена, *4* – в пламени пропилена (данная работа), *5* – этилена [24], *6* – ацетилена [25], *7* – этилена [3], *8* – в дизельном двигателе [37].

сажевых частиц, синтезированных в данной работе при горении пропилена и при пиролизе пропилена, этилена и ацетилена, а также приведены результаты работ [3, 24, 25, 37, 38].

Из рис. 10 можно увидеть тенденцию существенного сокращения межплоскостного расстояния от 0.5 нм до значения 0.35 нм, близкого к межплоскостному расстоянию в графите (0.335 нм), при росте средних размеров сажевых частиц от 10 до 25 нм. Таким образом, среди рассматриваемых параметров структуры сажевых частиц межплоскостное расстояние является параметром, коррелирующим с поведением оптических свойств в том же диапазоне размеров сажевых частиц. Можно заключить, что при уменьшении среднего расстояния между параллельными графеновыми плоскостями в структуре сажевых частиц их функция коэффициента преломления, а фактически – поглощательная способность на длине волны 1064 нм, увеличивается от 0.2 до 0.4-0.55 (в зависимости от вида углеводорода и условий синтеза). При этом поглощательная способность на более коротких длинах волн (по крайней мере до 532 нм) остается постоянной или уменьшается относительно поглощательной способности на длине волны 1064 нм, достигая разницы в 1.5 раза в зависимости от условий синтеза. Кроме этого, при анализе микрофотографий высокого разрешения можно отметить увеличение как количества кристаллитов в структуре сажевых частиц, так и количества параллельных графеновых плоскостей в них с увеличением среднего размера сажевых частиц. На начальных стадиях роста сажевых частиц при их минимальных средних размерах до 10-12 нм в структуре редко встречаются более двух параллельных графеновых плоскостей. Количество таких спаренных плоскостей в "молодых" частицах



Рис. 10. Среднее расстояние между графеновыми плоскостями в сажевых частицах в зависимости от их среднего размера для частиц, полученных: *1* – при пиролизе ацетилена в УТ (данная работа), *2* – этилена, *3* – пропилена, *4* – в пламени пропилена (данная работа), *5* – этилена [24], *6* – ацетилена [25], *7* – этилена [3], *8* – в дизельном двигателе [37], *9* – этилена [38].

тоже мало, и таким образом, "молодую" сажевую частицу можно охарактеризовать как объект с аморфной структурой. По мере роста сажевых частиц до средних размеров 20 нм и более количество параллельных графеновых плоскостей в одном кристаллите увеличивается до 5 и более. При этом такие кристаллические области занимают все больший объем частины. что приволит к тому. что до 50% от площади скелетонизированного изображения занимают кристаллические структуры. Уменьшение среднего межплоскостного расстояния качественно коррелирует с увеличением количества графеновых плоскостей в кристаллите и увеличением количества самих кристаллитов по мере роста сажи от "молодых" до "взрослых" частиц. Однако для количественной оценки соотношения аморфных и кристаллических участков структуры сажевой частицы необходима разработка новых экспериментальных и аналитических подходов.

Влияние рассмотренного изменения структуры сажевых частиц на их оптические свойства объясняется изменением ширины оптической запрещенной зоны. Ширина запрещенной зоны для сажевых частиц составляет менее 2 эВ [19], что характерно для полупроводников, и снижается по мере их роста. С точки зрения структуры это связано с увеличением количества атомов углерода с *sp*²-гибридизацией, из которых состоят графеновые плоскости внутри частицы. Наличие большого количества параллельных плоскостей с близким к графитовому межплоскостным расстоянием способствует снижению ширины запрещенной зоны, что может приводить к увеличению количества электронов, поглощающих в ближней ИК-области спектра. Необходимо отметить, что наряду с оптическими свойствами сажевых частиц по мере их роста изменяются также теплофизические свойства, такие как плотность и теплоемкость [39].

В совокупности эти факторы (снижение межплоскостного расстояния и увеличение количества и размера кристаллитов) характеризуют процесс графитизации сажевых частиц по мере их роста. Соответственно, изменение оптических свойств сажи в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра прямо зависит от степени их графитизации. Необходимо отметить, что увеличения степени графитизации сажевых частиц можно достичь искусственным путем, например при нагреве сажевых частиц до температур выше 3000 К [40]. Таким образом, можно получать частицы с заданными оптическими свойствами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ полученных в настоящей работе и имеюшихся литературных данных по оптическим свойствам и параметрам структуры сажевых частиц позволяет сделать следующие выводы. Функция показателя преломления сажевых частиц, синтезированных в различных условиях, измерена на длине волны 1064 нм и зависит от их средних размеров. Величина E(m) увеличивается от 0.2 до 0.5 в диапазоне средних размеров 7–20 нм. При больших размерах частиц дальнейшего увеличения E(m) не происходит, что может свидетельствовать об окончании их роста, связанного с трансформацией внутренней структуры от так называемых "молодых" до "взрослых" частиц сажи. Разброс измеренной величины Е(m, 1064) в различных экспериментах обусловлен влиянием различных условий синтеза по давлению, температуре, скорости потока, а также кинетикой их формирования, связанной с различными видами используемых для их синтеза углеводородов.

Измерения отношения функций коэффициента преломления на ллинах волн 1064 и 532 нм позволяет определить значение функции коэффициента преломления на произвольной длине волны в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра (500-1000 нм), где зависимость E(m) от длины волны можно считать линейной в первом приближении. Полученные данные по отношению E(m, 1064)/E(m, 532) лежат в диапазоне 0.8–1.5. Отмечено слабое увеличение данного отношения в рамках отдельных серий экспериментов по мере увеличения размера сажевых частиц. При этом наибольшие значения отношения E(m, 1064)/E(m, m)532) = 1.3 - 1.5 зарегистрированы для ацетиленовой сажи и сажи, синтезированной при пиролизе пропилена за ударными волнами, где наблюдалось превышение температуры, относительно условий получения основного массива данных.

Исследованное существенное изменение оптических свойств сажевых частиц в зависимости от их размеров коррелирует с уменьшением среднего расстояния между соседними параллельны-

ми графеновыми плоскостями, составляющими структуру сажевых частиц, от 0.5 нм до значения 0.35 нм. близкого к межплоскостному расстоянию в графите (0.335 нм), при росте средних размеров сажевых частиц от 10 до 25 нм. При уменьшении среднего расстояния между параллельными графеновыми плоскостями в структуре сажевых частиц их функция коэффициента преломления, или их поглощательная способность, на длине волны 1064 нм увеличивается от 0.2 до 0.4-0.55 (в зависимости от вида углеводорода и условий синтеза). При этом поглощательная способность на более коротких длинах волн (по крайней мере до 532 нм) остается постоянной или уменьшается относительно поглошательной способности на длине волны 1064 нм, достигая разницы в 1.5 раза, в зависимости от условий синтеза. Уменьшение среднего межплоскостного расстояния качественно коррелирует с увеличением количества параллельных графеновых плоскостей в структуре сажи и увеличением количества таких кристаллитов по мере роста сажи от "молодых" до "взрослых" частиц. Полученные данные могут найти применение при расчете радиационных потоков в продуктах сгорания и коэффициентов поглощения аэрозолей, содержащих сажевые частицы.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 19-79-10204).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Bond T.C., Bergstrom R.W.* Light Absorption by Carbonaceous Particles: an Investigative Review // Aerosol Sci. Technol. 2006. V. 40. P. 27.
- 2. Белов Г.В., Еркимбаев А.О., Зицерман В.Ю., Кобзев Г.А., Морозов И.В. Опыт создания теплофизических баз данных с использованием современных информационных технологий // ТВТ. 2020. Т. 58. № 4. С. 615.
- 3. Botero M.L., Sheng Y., Akroyd J., Martin J., Dreyer J.A.H., Yang W., Kraft M. Internal Structure of Soot Particles in a Diffusion Flame // Carbon. 2019. V. 141. P. 635.
- 4. *Гуренцов Е.В., Еремин А.В.* Измерение размеров углеродных и железных наночастиц методом лазерноиндуцированной инкандесценции // ТВТ. 2011. Т. 47. № 5. С. 687.
- 5. *Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Михеева Е.Ю.* Исследование термодинамических свойств углеродных наночастиц методом лазерного нагрева // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 737.
- 6. *Gurentsov E*. A Review on Determining the Refractive Index Function, Thermal Accommodation Coefficient and Evaporation Temperature of Light Absorbing Nanoparticles Suspended in Gas the Phase Using the Laser-induced Incandescence // Nanotechnol. Rev. 2018. V. 7. P. 583.
- Snelling D.R., Liu F., Smallwood G.J. Determination of the Soot Absorption Function and Thermal Accommodation Coefficient Using Low-fluence LII in a Laminar Coflow Ethylene Diffusion Flame // Combust. Flame. 2004. V. 136. P. 180.
- Snelling D., Thomson K., Liu F., Smallwood G. Comparison of LII Derived Soot Temperature Measurements with LII Model Predictions for Soot in a Laminar Diffusion Flame // Appl. Phys. B. 2009. V. 96. P. 657.

- Bladh H., Johnsson J., Olofsson N.-E., Bohlin A., Bengtsson P.-E. Optical Soot Characterization Using Two-color Laser-induced Incandescence (2C-LII) in the Soot Growth Region of a Premixed Flat Flame // Proc. Combust. Inst. 2011. V. 33. P. 641.
- Olofsson N.-E., Simonsson J., Török S., Bladh H., Bengtsson P.-E. Evolution of Properties for Aging Soot in Premixed Flat Flames Studied by Laser-induced Incandescence and Elastic Light Scattering // Appl. Phys. B. 2015. V. 119. P. 669.
- Bejaoui S., Batut S., Therssen F., Lamoureux N., Desgroux P., Liu F. Measurements and Modeling of Laserinduced Incandescence of Soot at Different Heights in a Flat Premixed Flame // Appl. Phys. B. 2015. V. 118. P. 449.
- Eremin A.V., Gurentsov E.V., Popova E., Priemchenko K. Size Dependence of Complex Refractive Index Function of Growing Nanoparticles // Appl. Phys. B. 2011. V. 104. P. 285.
- Therssen E., Bouvier Y., Schoemaecker-Moreau C., Mercier X., Desgroux P., Ziskind M., Focsa C. Determination of the Ratio of Soot Refractive Index Function *E(m)* at the Two Wavelengths 532 and 1064 nm by Laser Induced Incandescence // Appl. Phys. B. 2007. V. 89. P. 417.
- Michelsen H.A., Schrader P.E., Goulay F. Wavelength and Temperature Dependences of the Absorption and Scattering Cross Sections of Soot // Carbon. 2010. V. 48. P. 2175.
- López-Yglesias X., Schrader P.E., Michelsen H.A. Soot Maturity and Absorption Cross Sections // J. Aerosol Sci. 2014. V. 75. P. 43.
- Yon J., Lemaire R., Therssen E., Desgroux P., Coppalle A., Ren K.F. Examination of Wavelength Dependent Soot Optical Properties of Diesel and Diesel/Rapeseed Methyl Ester Mixture by Extinction Spectra Analysis and LII Measurements // Appl. Phys. B. 2011. V. 104. P. 253.
- Cléon G., Amodeo T., Faccinetto A., Desgroux P. Laser Induced Incandescence Determination of the Ratio of the Soot Absorption Functions at 532 nm and 1064 nm in the Nucleation Zone of a Low Pressure Premixed Sooting Flame // Appl. Phys. B. 2011. V. 104. P. 297.
- Bejaoui S., Lemaire R., Desgroux P., Therssen F. Experimental Study of the E(m, λ)/E(m, 1064) Ratio as a Function of Wavelength, Fuel Type, Height above the Burner and Temperature // Appl. Phys. B. 2014. V. 116. № 2. P. 313.
- Jager C., Henning Th., Schlogl R., Spillecke O. Spectral Properties of Carbon Black // J. Non-Crystall. Solids. 1999. V. 258. P. 161.
- Fernandez-Alos V., Watson J.K., Vander Wal R., Mathews J.P. Soot and Char Molecular Representations Generated Directly from HRTEM Lattice Fringe Images Using Fringe3D // Combust. Flame. 2011. V. 158. P. 1807.
- Alfe M., Apicella B., Barbella R., Rouzaud J.N., Tregrossi A., Ciajolo A. Structure–Property Relationship in Nanostructures of Young and Mature Soot in Premixed Flames // Proc. Combust. Inst. 2009. V. 32. P. 697.
- De Falco G., Commodo M., Bonavolonta C., Pepe G.P., Minutolo P., D'Anna A. Optical and Electrical Characterization of Carbon Nanoparticles Produced in Laminar Premixed Flames // Combust. Flame. 2014. V. 161. P. 3201.
- Apicella B., Pre P., Alfe M., Ciajolo A., Gargiulo V., Russo C., Tregrossi A., Deldique D., Rouzaud J.N. Soot Nanostructure Evolution in Premixed Flames by High Resolution Electron Transmission Microscopy (HRTEM) // Proc. Combust. Inst. 2015. V. 35. P. 1895.

- 24. Eremin A.V., Gurentsov E.V., Kolotushkin R.N. The Change of Soot Refractive Index Function along the Height of Premixed Ethylene/Air Flame and Its Correlation with Soot Structure // Appl. Phys. B. 2020. V. 126. P. 125.
- Drakon A.V., Eremin A.V., Gurentsov E.V., Mikheyeva E.Yu., Kolotushkin R.N. Optical Properties and Structure of Acetylene Flame Soot // Appl. Phys. B. 2021. V. 127. P. 81.
- McEnally C.S., Köylü Ü.Ö., Pfefferle L.D., Rosner D.E. Soot Volume Fraction and Temperature Measurements in Laminar Nonpremixed Flames Using Thermocouples // Combust. Flame. 1997. V. 109. P. 701.
- 27. Chase M.W., Davies C.A., Downey J.R. et al. JANAF Thermochemical Tables Third Edition // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1985. V. 14. P. 1.
- Michelsen H.A. Understanding and Predicting the Temporal Response of Laser-induced Incandescence from Carbonaceous Particles // J. Chem. Phys. 2003. V. 118. P. 7012.
- Kock B., Kayan C., Knipping J., Ortner H.R., Roth P. Comparison of LII and TEM Sizing During Synthesis of Iron Particle Chains // Proc. Combust. Inst. 2004. V. 30. P. 1689.
- Stagg B.J., Sharalampopoulos T.T. Refractive Indices of Pyrolytic Graphite, Amorphous Carbon and Flame Soot in the Temperature Range 25° to 600°C // Combust. Flame. 1993. V. 94. P. 381.
- Vander Wal R.L. Laser-induced Incandescence: Excitation and Detection Conditions, Material Transformations and Calibration // Appl. Phys. B. 2009. V. 96. P. 601.
- Shim H.-S., Hurt R.H., Yang N.Y.C. A Methodology for Analysis of 002 Lattice Fringe Images and Its Application to Combustion-derived Carbons // Carbon. 2000. V. 38. P. 29.
- Galvez A., Herlin-Boime N., Reynaud C., Clinard C., Rouzaund J.-N. Carbon Nanoparticles from Laser Pyrolysis // Carbon. 2002. V. 40. P. 2775.
- Köylü Ü.Ö., Faeth G.M. Spectral Extinction Coefficients of Soot Aggregates from Turbulent Diffusion Flames // ASME J. Heat Transfer. 1996. V. 118. P. 415.
- 35. *Krishnan S.S., Lin K.-C., Faeth G.M.* Extinction and Scattering Properties of Soot Emitted from Buoyant Turbulent Diffusion Flames // J. Heat Transfer. 2001. V. 123. P. 331.
- Zhu J., Choi M.Y., Mulholland G.W., Gritzo L.A. Soot Scattering Measurements in the Visible and Near-infrared Spectrum // Proc. Combust. Inst. 2000. V. 28. P. 439.
- Zhang Y., Zhang R., Rao L., Kook S. A Comparison between in-Flame and Exhaust Soot Nanostructures in a Light-duty Diesel Engine // SAE Tech. Paper. 2017. https://doi.org/10.4271/2017-01-0710
- Alfe M., Apicella B., Rouzaud J.N., Tregrossi A., Ciajolo A. The Effect of Temperature on Soot Properties in Premixed Methane Flames // Combust. Flame. 2010. V. 157. P. 1959.
- Michelsen H.A. Effects of Maturity and Temperature on Soot Density and Specific Heat // Proc. Combust. Inst. 2021. V. 38. P. 1197.
- 40. Apicella B., Pré P., Rouzaud J.N., Abrahamson J., Vander Wal R.L., Ciajolo A., Tregrossi A., Russo C. Laser-induced Structural Modifications of Differently Aged Soot Investigated by HRTEM // Combust. Flame. 2019. V. 204. P. 13.

УДК 620.193.94: 669.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ ПОКРЫТИЙ βNial ПРИМЕНИТЕЛЬНО К АВИАЦИОННЫМ ДВИГАТЕЛЯМ

© 2022 r. Ali Dad Chandio*, Asif Ahmed Shaikh, Haseeb Ahmed

Materials & Metallurgical Engineering, NED University of Engineering & Technology, Karachi, Pakistan *E-mail: alidad@neduet.edu.pk

> Поступила в редакцию 27.11.2020 г. После доработки 05.11.2021 г. Принята к публикации 15.02.2022 г.

Покрытия из алюминида никеля (β NiAl) приготовлены методом алитирования *in situ* на подложках из суперсплава CMSX-4 и подвергнуты изотермическому окислению при 1150°C в течение 100 ч. Исследованы факторы, влияющие на сопротивление скалыванию покрытий β NiAl. При окислении вместе с чистым α -Al₂O₃ образовался термически выращенный многофазный оксид (TiO₂, Ni₂AlO₄, Θ -Al₂O₃). Покрытия и подложка подверглись массивной взаимной диффузии, что привело к сегрегации выделений сплава на границе термически выращенного оксида и покрытия, а также к миграции серы из подложки и ее присутствию в таких выделениях, и к притоку Ni и обеднению Al, приводящему к превращению β NiAl $\rightarrow \gamma'$ -Ni₃Al. Кроме того, степень откола и остаточные напряжения термически выращенного оксида увеличивались со временем окисления.

DOI: 10.31857/S0040364422030048

ВВЕДЕНИЕ

Покрытия BNiAl широко используются и обычно называются соединениями, образующими оксид алюминия (α -Al₂O₃). β NiAl используется в качестве матричного связующего материала для систем термобарьерного покрытия (ТБП). Предполагается, что α-Al₂O₃, выращенный на связующем покрытии, совместим (термодинамически) с ТБП [1, 2] и обладает наименьшей диффузией кислорода и низкой скоростью роста. Однако нанесение простых покрытий βNiAl сильно зависит от внутренней диффузии элементов подложки и расходования Al. Это может отрицательно сказаться на стойкости к окислению, которая является единственным показателем эффективности. Чтобы улучшить окислительные свойства связующих покрытий, в β NiAl включены различные элементы [3–5], в том числе платина и химически активные элементы. Однако для эффективного использования эффектов легирования необходимо понимать факторы, влияющие на стойкость к окислению нелегированного βNiAl. Большой объем работ выполнен по оксидным характеристикам этих покрытий [6, 7]. Однако такие продукты внутренней диффузии, как осадки α-Cr, которые в основном присутствуют в высокоактивных обработанных покрытиях из-за их низкой растворимости в интерметаллиде [8], до сих пор плохо изучены. Сообщалось, что такие осадки вредны для устойчивости к окислению [9]. Установлено, что добавка платины снижает количество таких осадков [10]. Однако то, как эти осадки влияют на процесс окисления, до сих пор плохо изучено.

В данном исследовании покрытия β NiAl наносились на монокристаллический суперсплав на основе никеля (CMSX-4) с последующим изотермическим окислением при 1150°С (в течение 100 ч) в лабораторных условиях. В частности, изучаются параметры, влияющие на эксплуатационные характеристики покрытий, микроструктурная эволюция, химический состав, межфазные примеси и фазовые превращения.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллический жаропрочный сплав CMSX-4 (исходный состав представлен в табл. 1). Пластина из жаропрочного сплава разрезалась на прямоугольники размером 1 × 2.5 см², части шлифовались до зернистости 1200 с последующей очисткой в этанольной ванне ультразвуком. Части сплава загружались в высокоактивную смесь, состоящую из (мас. %) 12Al + 3NH₄Cl + 85Al₂O₃ для алитирования. После алитирования образуется характерная структура δ-Ni₂Al₃, требующая дополнительной термической обработки для преобразования ее в структуру βNiAl B2. Это связано с тем, что структура δ -Ni₂Al₃ является чрезвычайно хрупкой и не вполне подходит для окисления, поскольку она стабильна только при температурах ниже ~1133°С (подробности см. на бинарной диаграмме Al-Ni). Проводилась термообработка при 1150°С, чтобы преобразовать сплав в гиперстехиометрическую алюминидную структуру с высоким содержанием алюминия, т.е. в структуру βNiAl B2

	Co	Мо	Re	W	Cr	Ti	Hf	Та	Ni	Al
мас. %	9.60	0.6	2.90	6.40	6.40	1.0	0.1	6.60	61.42	5.64
ат. %	9.2	0.4	1.0	2.0	7.6	1.3	0.03	2.2	63.8	12.6

Таблица 1. Исходный состав суперсплава CMSX-4

[3, 11]. Испытания на окисление проводились на термовесах (Setaram) при 1150°С (в течение 100 ч) в лабораторном воздухе. Для определения микроструктуры и химического состава использовались сканирующий электронный микроскоп (СЭМ, Philips-XL30 FEG) и энергодисперсионная спектроскопия (ЭДС). Для идентификации фаз и измерения остаточных напряжений в термически выращенном оксиде (ТВО) использовались методы рентгеновской дифракции (РД, PAnalytical) и фотолюминесцентной пьезоспектроскопии [12] соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Нанесенные покрытия

На рис. 1 представлен СЭМ-анализ поперечных сечений покрытия β NiAl в состоянии после осаждения. Покрытие состоит из междиффузионного слоя или зоны (МДЗ) и самого верхнего слоя β NiAl (рис. 2a), содержащего выделения α -Cr [13]. Судя по карте элементов, тугоплавкие осадки появляются в покрытии постепенно сверху вниз. В спектре РД в качестве основной фазы видна структура β NiAl (рис. 1в). Линейно-точечный анализ ЭДС выполнен в десяти различных местах на поперечном сечении по толщине покрытия (рис. 1б). Результаты анализа показывают равномерное распределение как Al, так и Ni по всему покрытию, за исключением зоны МДЗ, откуда наблюдался добавочный приток элементов подложки.

Изотермическое окисление

Термически выращенный оксид. На рис. 2а-2г показан график увеличения массы покрытия, ТВО, напряжения и фаз (состав). Прирост массы (включая массу откола) демонстрирует отклонение от типичного параболического роста. Такие несоответствия, предположительно, могут быть связаны с различными фазами ТВО. Визуальный осмотр показал серьезное разрушение (или отслоение) ТВО, когда время окисления увеличивалось, тогда как неотколотые области, имеющие неповрежденный оксид (ТВО), были проанализированы для оценки напряжений при комнатной температуре с использованием метода PLPS. По мере увеличения времени окисления ТВО демонстрировал возрастающие сжимающие напряжения (рис. 2б). Тем не менее, если оценка напряжения производится в непосредственной близости от области откола, она показывает снижение напряжения из-за рельефа поверхности, растрескивания и откола. Кроме того, исследование ТВО с

помощью PLPS обнаруживает α-Al₂O₃ в качестве основной фазы наряду с локализованным присутствием θ-Al₂O₃ (рис. 2в). Для дальнейшей оценки ТВО для подтверждения присутствия θ-Al₂O₃ проведен рентгеноструктурный анализ окисленного образца (с отколотыми и неотколотыми областями) (рис. 2г). Это означает, что после окисления часть оксида расслаивалась (отслаивалась) или ломалась, а часть оставалась нетронутой. Результаты РД показывают многочисленные фазы в обpasue, t.e. α -Al₂O₃, θ -Al₂O₃, TiO₂, β -NiAl, γ '-Ni₃Al и NiAl₂O₄. Это подтверждает результаты измерения PLPS присутствиф θ-Al₂O₃. Следует отметить, что оксидные фазы (α -Al₂O₃, θ -Al₂O₃, TiO₂ и NiAl₂O₄) соответствуют оксидному слою, а металлические соединения или осадки (β -NiAl и γ -Ni₃Al, α -Cr) соответствуют месту выкрошивания покрытия.

Кроме того, карты элементов ТВО показаны на рис. 3. Похоже, что ТВО, образованный на β NiAl, не является чистым α -Al₂O₃, а состоит из некоторых других оксидных включений, таких как Ti и Ni.

Места сколов. Чтобы проанализировать поверхность покрытия после отслаивания и подтвердить наличие элементов на границе раздела ТВО-покрытие, составлены карты элементов на отколотой области (рис. 4). На участке наблюдались многочисленные осадки, обогащенные хромом. Интересно, что в этих осадках обнаружена сера (~2 ат. %) (см. также табл. 2). Как показано в работах [14, 15], сера вредна для адгезии ТВО. Также в литературе сообщалось об аналогичном количестве серы для бинарных сплавов Ni-Al [16], однако неясно, мигрирует ли такая сера из суперсплава или является примесью в покрытии.

Количество сколов рассчитывалось с учетом отколотых и неотколотых участков образцов, как показано на рис. 5а, 5б. Пористость и растрескивание четко видны на электронных микрофотографиях (рис. 5б), особенно в местах смешанной/многофазной областей. Более того, на рис. 5в показана концентрация сколов, оцененная по отколотому и неповрежденному ТВО (кумулятивный откол/площадь поверхности). Обнаружено, что количество сколов прогрессирует при увеличении времени окисления.

Покрытия и внутренняя диффузия. На рис. 6а–6в показаны поперечные сечения покрытия после окисления. Наблюдается следующее: 1) покрытие претерпело массивное $\beta-\gamma$ -превращение в ходе окисления, 2) выращенный ТВО не был чистым α -Al₂O₃, а содержал включения оксидов Та, Ті и Ni, 3) при фазовом превращении покрытия большое



Рис. 1. Покрытие βNiAl: (а) карта элементов, (б) ЭДС по толщине, (в) соответствующий РД-спектр.

количество Cr на поверхности раздела TBO/ γ -Ni₃Al (рис. 6б) видны обогащенные осадки, 4) подложка из сплава под покрытием МДЗ демонстрирует огромное количество топологически замкнуто упакованных фаз (T3Ф) [17], демонстрирующих их бессистемное распределение в виде соломинки или иголки (рис. 6в). Присутствие T3Ф указывает на массивную диффузию между матрицей β NiAl и подложкой.

ЭДС также проведен для количественного определения химического состава различных фаз после окисления (табл. 2). Здесь ясно видно, что содержание Al значительно снижается после инициирования окисления β NiAl при превращении $\gamma \rightarrow Ni_3$ Al. Присутствие серы видно в табл. 2. Оксидные включения содержат Ті и Ni в качестве основных элементов. Обнаружено, что на границе раздела ТВО–покрытие осадки богаты тугоплавкими элементами, т.е. Cr, Ta, W, Ni, Co, а также S.

ОБСУЖДЕНИЕ

Основными результатами исследования являются получение многофазного TBO, зафиксированные массивная взаимная диффузия между TBO, покрытием и подложкой, присутствие серы в богатых хромом осадках, концентрация сколов и T3Ф с тенденцией роста при увеличении времени окисления.



Рис. 2. Покрытие βNiAl, окисленное при 1150°С (100 ч): (а) график ТГА, (б) напряжение ТВО, (в) фазы ТВО, полученные методом PLPS, (г) РД-схемы поверхности покрытия βNiAl после окисления.

Оксид

Детальное исследование проведено для оценки факторов, контролирующих или влияющих на стойкость к окислению покрытия β NiAl, которое обычно применяется в качестве материала связующего покрытия (СП) в системе TBO. В частности, изучена окислительная реакция покрытий βNiAl, полученных на суперсплавах CMSX-4. В [15] исследовано влияние температуры на окислительную реакцию многих СП, в том числе; Pt-βNiAl, REs-βNiAl и βNiAl. Для нелегированного или простого покрытия βNiAl (аналогично



Рис. 3. Элементная карта TBO, выросшего на β NiAl после окисления при 1150°C в течение 100 ч.



Рис. 4. Карта элементов мест сколов, обогащенных осадками тугоплавких элементов.

настоящему случаю) авторы отметили параболический рост при высокой температуре (1200°С). В других исследованиях подобное параболическое поведение отмечено при 1100°С [18], тогда как в настоящем исследовании наблюдалось отклонение от параболического роста (рис. 2а). Предполагается, что оно может быть связано с многочисленными осадками ТВО (рис. 2в, 2г и 6а), такими как шпинель, ТіО₂ и т.д. Это предполагается из-за массивной диффузии между покрытием и ТВО. Таким образом, считается, что такое покрытие и диффузия ТВО обеспечивают двоякий эффект; 1) образование незащитных оксидных включений в ТВО и 2) последующее усиление роста оксидов. Например, сплав содержит Ті, который перемещается ближе к границе раздела покрытие-ТВО в виде ионов Ti⁴⁺, а затем в кристаллическую структуру α -Al₂O₃, замещая ионы Al³⁺. Что касается поддержания баланса зарядов, образуются вакансии, обеспечивающие повышенную диффузию и усиленный рост оксида алюминия [3]. Следовательно, откол ТВО наблюдался после окисления покрытий при комнатной температуре. Это означает, что печь была выключена для проверки адгезии при естественной скорости охлаждения. Чтобы оценить общий процент выкрашивания (рис. 5с) количество сколов было рассчитан для времени окисления. Он показывает поведение, зависящее от времени, тем самым согласуясь с оценкой напряжения ТВО, проведенной при комнатной температуре (см. рис. 2б). Однако наличие напряжений такой величины согласуется с литературными данными [19]. Обычно считается, что ТВО может проявлять высокие сжимающие на-

ЭДС, ат. %	Al	Ni	Cr	W	Co	Та	Ti	S	0
βNiAl на границе γ'-Ni ₃ Al–подложка	33.0	Bal.	5.81	2.53	6.7	1.32	0.93	_	_
γ'-Ni ₃ Al на границе ТВО–ВС	14.3	Bal.	2.45	2.82	8.5	5.42	1.02	—	—
Осадки на границе покрытие–ТВО	2.82	Bal.	17.6	22.7	16.2	15.3	0.71	2.1	_
Включения на границе покрытие-ТВО	38.5	1.4				2.00	_		Баланс
Включения на границе газ-ТВО	15.0	1.02	—	—	—	1.32	21.4	—	Баланс

Таблица 2. Изменения состава образцов после окисления

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022



Рис. 5. Неповрежденный ТВО и области сколов образца (а), трещины и места многофазных ТВО с увеличением (б), (в) график количества сколов в зависимости от времени.

пряжения, когда он остается неповрежденным с покрытием, тогда как при растрескивании происходит снятие напряжения. Тем не менее, это исследование предполагает другую тенленцию ТВО, т.е. с увеличением времени окисления напряжения увеличивались (см. рис. 2б). Кроме того, предложено другое возможное объяснение такого явления. Например, замечено, что покрытие в первые несколько часов окисления имело малую толщину ТВО и малые напряжения. Однако такие низкие напряжения могут быть связаны с неполным окислением по площади поверхности. Толщина ТВО была больше для образцов покрытия при более высоких временах окисления. Действительно, это могло привести к большему росту ТВО (также может быть ростовым стрессом) из-за образования нескольких фаз в ТВО. Таким образом, существующие тенденции предполагают зависимость поведения ТЗФ от времени.

Более того, концентрация Al в β NiAl предположительно расходовалась тремя путями; образование TBO, миграция Al внутрь сплава и диффузия Ni наружу из сплава. Следовательно, TBO, сформированный на β NiAl, не был чистым α -Al₂O₃, а содержал Θ -Al₂O₃ (рис. 2в и 2г), TiO₂ или шпинели (рис. 2г, 3 и 5а). Другие фазы являются хрупкими [20], что может привести к локальному растрескиванию ТВО при охлаждении от температуры окисления (см. рис. 5б). Кроме того, такой многофазный ТВО усилит его рост. Например, в [21] исследовано влияние фаз ТВО на термоиндуцированную ударопрочность ТБП. Отмечена меньшая термостойкость ТБП из-за многочисленных включений в ТВО. Из этого следует, что на продолжительность жизни ТБП значительно влияют фазы ТВО. Кроме того, в местах осаждений видна пористость ТВО (рис. 5б). Следует отметить, что Ө-Аl₂О₃ случайным образом присутствовал в небольших количествах, преимущественно на гребнях ТВО (или между гребнями), поскольку температура, принятая в этом исследовании, была высокой, чтобы способствовать стабильному росту α-Al₂O₃. Однако дальнейших исследований для выяснения причин непревращенного или оставшегося Θ -Al₂O₃ не проводилось.

Имеется еще одно замечание по поводу многофазности ТВО. Так как каждая фаза или включение в ТВО имеет разный коэффициент теплового расширения (КТР). В частности, при охлаждении несоответствие КТР фаз ТВО может привести к растрескиванию. Следовательно, логическим выводом будет то, что такие многофазные ТВО не обладают совместимостью как с собой, так и с покрытием.



Рис. 6. Поперечное сечение покрытия после окисления: (а) граница ТВО-покрытие, (б) граница γ -Ni₃Al- β NiAl, (в) подложка под покрытием.

Действительно, диффузия влияет на стойкость ТВО к окислению в целом; например; усиленное превращение $\beta \rightarrow \gamma'$ (рис. 6). Диффузия между подложкой и покрытием может вызвать миграцию вредных элементов на границе раздела ТВО–покрытие (рис. 4) и переход в покрытии с изменением объема [9, 22, 23], потенциально вызывая скалывание ТВО.

Восстановление Al при окислении (и внутренней диффузии в подложку), приток Ni и миграция других элементов из подложки в покрытие вредны. Например, вызывая вздутие покрытия из-за такой диффузии [24, 25] и усадку из-за фазового превращения (покрытия) [22]. Превращение $\beta \rightarrow \gamma'$ связано с объемной усадкой, что снижает напряжения ТВО [23]. Еще одним влиянием диффузии является осаждение плотно упакованных фаз под покрытием (рис. 6в), т.е. в подложке, как и в настоящем исследовании. Последующее воздействие на механические свойства жаропрочного сплава за счет образования вторичных реакционных зон (ВРЗ). Следует помнить, что такими ВРЗ являются области в суперсплаве, обычно расположенные в подложке ниже или через МДЗ, содержащие плотно упакованные фазы, помимо фаз сплава (как в данном случае, ү-Ni и ү'-Ni₃Al). Кристаллическая структура плотно упакованных фаз зависит от типа сплава; например, они состоят из µ-фазы или ромбоэдричны в случае сплава CMSX-4, тогда как (или тетрагональна) для сплава RR3000 это σ-фаза [17]. Чем выше количество плотно упакованных фаз в сплаве, тем ниже сопротивление ползучести [23]. Что еще более важно, плотно упакованные фазы динамически восстанавливают основные компоненты сплава при прогрессирующем окислении. Действительно, выделение таких включений или фаз обычно отмечается для жаропрочных сплавов на основе никеля, покрытых соединениями βNiAl/и/или Pt-βNiAl [17, 26].

Следовательно, наличие простого покрытия β NiAl на суперсплаве, работающем при высокой температуре (1150°С), может проявлять в нем термодинамическую несовместимость. Таким образом, включение металлов благородной группы или небольших концентраций реактивных элементов может в целом улучшить стойкость к окислению связующих покрытий.

Покрытие и ТВО

В целом характеристики ТБП контролируются термомеханическим взаимодействием между слоями (ТБП, ТВО, покрытием и подложкой). Другим важным зарегистрированным явлением в системе ТБП является мягкость (уступчивость) связующего покрытия вблизи дефектов во время окисления (термоциклирование) [19, 27]. Это способствует нестабильности смещения, вызывая отказ работы [28]. В данном сценарии присутствие богатых

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

огнеупорами выделений на границе раздела ТВО-покрытие может отрицательно сказаться на их межфазной адгезии.

При окислении происходит интенсивная диффузия. Следует отметить, что также имеет место MДЗ, которая содержат типичные α-Cr-богатые осадки (рис. 1б) из-за низкой растворимости в матрице βNiAl [8]. Эти осадки укрупняются при окислении, тем самым разделяясь на границе ТВО-покрытие (рис. 4). Как было отмечено в [9], осадки, богатые α-Сг, вредны для адгезии ТВО. Об осалках аналогичного типа также сообщалось в [29] для связующего покрытия на основе Pt. В то время как в [30] изучено α -Cr + β NiAl и получен вывод об их вредном влиянии, поскольку покрытия массивно скалывались. Кроме того, обнаружено, что присутствие этих осадков вредно и для покрытий MCrAlY [3]. Более того, в [31] сообщено о снижении стойкости к скалыванию из-за присутствия богатых хромом осадков.

Хорошо известно, что сера присутствует в сплаве в качестве примеси. Однако миграция такой примеси известна слабой межфазной адгезией между оксидом и покрытием. Интересно, что сера обнаружена в осадках, богатых хромом, в огромном количестве (рис. 4), что вредно для адгезии ТВО. Осадки α -Сг можно уменьшить либо введением в покрытие Pt [10], либо реактивных элементов. Или за счет использования диффузионно-барьерных покрытий (ДБП), чтобы избежать массивной диффузии, однако до сих пор таких ДБП нет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Покрытия из алюминида никеля (BNiAl) приготовлены на монокристаллическом суперсплаве (CMSX-4) методом алитирования на месте. Отмечено, что на стойкость к окислению покрытия βNiAl, не содержащего примесей (например, Pt и т.д.), в значительной степени влияют многочисленные факторы, такие как эффекты диффузия, присутствие серы и т.д. Примечательно, что ТВО, выращенный на покрытии, был многофазным $(\theta$ -Al₂O₃, TiO₂, NiAl₂O₄ и α -Al₂O₃), а не чистым оксидом алюминия. Предполагается, что эти фазы способствуют растрескиванию и возможному скалыванию, поскольку они усиливают рост оксида, что приводит к плохой стойкости к скалыванию. Кроме того, нет совместимости многофазных составляющих ТВО, поскольку каждая из них имеет разные КТР. Из-за массивной диффузии сера была обнаружена в богатых Cr осадках, расположенных на границе раздела ТВО-покрытие. Предположительно, это может ухудшить межфазную адгезию ТВО-покрытие. Это связано с концентрацией сколов ТРС, количество которых, как было установлено, зависят от времени. Следовательно, при использовании ДБП превращение $\beta \rightarrow \gamma'$ может быть сведено к минимуму, если не остановлено,

что может повысить стойкость покрытия к окислению в целом.

Авторы хотели бы поблагодарить Манчестерский университет и Университет NED за совместную стипендию, поддержавших диссертацию одного из авторов. Кроме того, основная работа над этой статьей была выполнена в Школе материалов Манчестерского университета, Великобритания. Также хотелось бы поблагодарить сотрудников университета за поддержку на протяжении всего проекта. Стоит отметить, что данная работа является частью кандидатской диссертации. В частности, спасибо профессору Ping Xiao за его поддержку на протяжении всего периода обучения в аспирантуре одного из авторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Clarke D., Levi C.G.* Material Design for the Next Generation Thermal Barrier Coatings // Annual Review of Materials Research. 2003. V. 33(1). P. 383.
- Kofstad P. High Temperature Corrosion. UK: Elsevier Applied Science Publishers, 1988.
- 3. Sudhangshu B. High Temperature Coatings. Elsevier, 2007.
- Warnes B.M. Reactive Element Modified Chemical Vapor Deposition Low Activity Platinum Aluminide Coatings // Surface and Coatings Technology. 2001. V. 146–147. P. 7.
- 5. Gleeson B., Li B., Sordelet D.J., Brindley W.J. Methods for Making High-temperature Coatings Having Pt Metal modified γ -Ni + γ '-Ni₃Al Alloy Compositions and a Reactive Element. 2006: U.S. Patent No. 0127695.
- Brumm M., Grabke H.J. The Oxidation Behaviour of NiAl-I. Phase Transformations in the Alumina Scale During Oxidation of NiAl and NiAl–Cr Alloys // Corrosion Science. 1992. V. 33(11). P. 1677.
- Meier G.H., Pettit F.S. The Oxidation Behavior of Intermetallic Compounds // Materials Science and Engineering: A. 1992. V. 153(1–2). P. 548.
- Jia C., Ishida K., Nishizawa T. Partition of Alloying Elements Between γ (A1), γ' (L12), and β (B2) Phases in Ni–Al Base Systems. Metallurgical and Materials Transactions A // 1994. V. 25(3). P. 473.
- Fleetwood M. Influence of Nickel-base Alloy Composition on the Behavior of Protective Aluminide Coatings // J. Inst. Metals. 1970. V. 98. P. 1.
- Tawancy H., Abbas N.M., Rhys-Jones T.N. Role of Platinum in Aluminide Coatings // Surface and Coatings Technology. 1991. V. 49(1–3). P. 1.
- Rhys-Jones T.N. Coatings for Blade and Vane Applications in Gas Turbines // Corrosion Science. 1989. V. 29(6). P. 623.
- Christensen R., Lipkin D.M., Clarke D.R., Murphy K. Nondestructive Evaluation of the Oxidation Stresses Through Thermal Barrier Coatings Using Cr³⁺ Piezospectroscopy // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 3754.
- Moskal G. Thermal Barrier Coatings: Characteristics of Microstructure and Properties, Generation and Directions of Development of Bond // J. Achievements in Materials and Manufacturing Engng. 2009. V. 37(2). P. 323.
- 14. *Smeggil J.G.* Some Comments on the Role of Yttrium in Protective Oxide Scale Adherence // Materials Science and Engineering. 1987. V. 87. P. 261.

- Pint B., Wright I.G., Lee W.Y., Zhang Y., Prubner K., Alexander K.B. Substrate and Bond Coat Compositions: Factors Affecting Alumina Scale Adhesion // Materials Science and Engineering: A. 1998. V. 245(2). P. 201.
- Hou P., Priimak K. Interfacial Segregation, Pore Formation, and Scale Adhesion on NiAl Alloys // Oxidation of Metals. 2005. V. 63(1–2). P. 113.
- Rae C., Hook M.S., Reed R.C. The Effect of TCP Morphology on the Development of Aluminide Coated Superalloys // Materials Science and Engineering: A. 2005. V. 396(1–2). P. 231.
- Das D., Roy M., Singh V., Joshi S.V. Microstructural Degradation of Plain and Platinum Aluminide Coatings on Superalloy CM247 During Isothermal Oxidation // Materials Science and Technology. 1999. V. 15(10). P. 1199.
- Evans A., Mumm D.R., Hutchinson J.W., Meier G.H., Pettit F.S. Mechanisms Controlling the Durability of Thermal Barrier Coatings // Progress in Materials Science. 2001. V. 46(5). P. 505.
- Zhao X., Shapiro I.P., Xiao P. Spinel Formation in Thermal Barrier Systems with a Pt-enriched γ-Ni + γ'-Ni₃Al Bond Coat // Surface and Coatings Technology. 2008. V. 202(13). P. 2905.
- Li Y., Li C.J., Zhang Q., Yang G.J., Li C.X. Influence of TGO Composition on the Thermal Shock Lifetime of Thermal Barrier Coatings with Cold-sprayed MCrAlY Bond Coat // Journal of Thermal Spray Technology. 2010. V. 19(1–2). P. 168.
- 22. Chen M., Glynn M.L., Ott R.T., Hufnagel T.C., Hemker K.J. Characterization and Modeling of a Martensitic Transformation in a Platinum Modified Diffusion Aluminide Bond Coat for Thermal Barrier Coatings // Acta Materialia. 2003. V. 51(14). P. 4279.
- Das D.K. Microstructure and High Temperature Oxidation Behavior of Pt-modified Aluminide Bond Coats on Ni-base Superalloys // Progress in Materials Science. 2013. V. 58(2). P. 151.
- 24. *Tolpygo V., Clarke D.R.* Stresses Induced by Interdiffusion in Nickel Aluminide Coatings. Materials Department. CA 93106-5050. University of California, Santa Barbara, USA: College of Engineering.
- 25. *Stevens D., Powell G.* Diffusion-induced Stresses and Plastic Deformation // Metallurgical Transactions A. 1977. V. 8(10). P. 1531.
- Zhang Y., Knowles D.M., Withers P.J. Microstructural Development in Pt–Aluminide Coating on CMSX-4 Superalloy During TMF // Surface and Coatings Technology. 1998. V. 107(1). P. 76.
- Tolpygo V., Clarke D.R. Surface Rumpling of a (Ni, Pt)Al Bond Coat Induced by Cyclic Oxidation // Acta Materialia. 2000. V. 48(13). P. 3283.
- 28. Watanabe M., Mumm D.R., Chiras S., Evans A.G. Measurement of the Residual Stress in a Pt–Aluminide Bond Coat // Scripta Materialia. 2002. P. 67.
- 29. Li X. Cyclic and Isothermal Oxidation Resistance of ASPS Thermal Barrier Coating Systems. Carleton University, 2014.
- Prajitno D., Gleeson B., Young D.J. The Cyclic Oxidation Behaviour of α-Cr + β-NiAl Alloys with and Without Trace Zr Addition // Corrosion Science. 1997. V. 39(4). P. 639.
- Leyens C., Pint B.A., Wright I.G. Effect of Composition on the Oxidation and Hot Corrosion Resistance of NiAl Doped with Precious Metals // Surface and Coatings Technology. 2000. V. 133–134. P. 15.
УДК 620.172.22;621.771

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЯЧЕЙ ШТАМПОВКИ СПЛАВА ИНКОНЕЛЬ 718 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ УРАВНЕНИЙ

© 2022 r. Mohamed Ghat^{1,} *, Ahmed S. Afify²

¹Department of Industrial Engineering and Mathematical Sciences (DIISM), Università Politecnica delle Marche, Italy ²Department of Basic Sciences, the Higher Institute for Engineering, Automotive Technology and Energy, New Heliopolis, Egypt

> **E-mail: m.ghat@pm.univpm.it* Поступила в редакцию 26.05.2020 г. После доработки 27.06.2020 г. Принята к публикации 14.10.2020 г.

Исследовано поведение сплава инконель 718 при горячей деформации с помощью испытаний на горячее кручение в широком диапазоне скоростей деформации и температуры. Проанализировано влияние параметров горячей деформации (температура и скорость деформации) на предел текучести. Существенное влияние на предел текучести сплава оказывают температура деформации и скорость деформации. Образцы деформировались в диапазоне температур 1050–1100°С при скоростях деформации 0.01, 0.1 и 1 1/с. Предел текучести уменьшается с увеличением скорости деформации и с уменьшением температуры процесса. На основе результатов экспериментов построена модель, описывающая поведение при горячей деформации. Выполнен микроструктурный анализ исследованных образцов с целью сопоставления микрострурного состояния с механическими свойствами сплава.

DOI: 10.31857/S0040364422030085

введение

Сплав инконель 718 представляет из себя деформируемый суперсплав Ni-Cr-Fe-Mo-Al-Ti, упрочняемый со временем. Сплавы на основе никеля широко используются в аэрокосмической промышленности из-за их высокой коррозионной и окислительной стойкости, высокой прочности и длительному сроку ползучести при повышенных температурах. Инконель 718, в частности, отлично поддается обработке и сварке по сравнению с другими суперсплавами. Такие материалы обладают относительно высоким пределом текучести (700-1200 МПа) и пределом прочности при растяжении (900–1600 МПа) при комнатной температуре. Наиболее замечательным свойством данных материалов является то, что они сохраняют свои механические свойства в широком диапазоне температур (до 600-800°C). Поэтому эти сплавы используются в горячей части реактивных двигателей [1, 2].

Механические свойства сплавов на основе никеля в значительной степени зависят от химического состава и особенностей микроструктуры суперсплава, таких как размер зерна, размер и распределение фаз γ'/γ'' , размер и содержание карбидов и боридов, а также морфология границ зерен. Инконель 718 имеет гранецентрированную кубическую (ГЦК) структуру γ -матрицы, в которой остальные фазы (γ' -Ni₃(Al,Ti,Nb), γ'' -Ni₃(Nb,Al,Ti) и δ -Ni₃Nb) распределены по-разному.

Основной упрочняющей фазой данного суперсплава является термодинамически метастабильная фаза γ' . После длительного термического воздействия выше 650°С эта метастабильная фаза может со временем перейти в стабильную фазу δ , что приводит к потере свойств [3, 4]. В процессе горячей штамповки высокотемпературная деформация металлов или сплавов является результатом очень сложной комбинации нескольких одновременно действующих механизмов. Хорошо известно, что поведение горячей деформации чувствительно к термомеханическим параметрам, таким как температура деформации, скорость деформации Е и деформация Е. Сложные механизмы деформации, такие как деформационное упрочнение (ДУ), динамическое восстановление (ДВ) и динамическая рекристаллизация (ДРК), часто происходят в металлах или сплавах во время горячей деформации. В случае многоэтапного процесса горячей штамповки также имеет место статическая и метадинамическая рекристаллизация. Как правило, явления динамического восстановления и рекристаллизации приводят к динамическому размягчению. Так, высокотемпературная деформация фактически является конкурентным процессом механизмам деформационного упрочнения и динамического разупрочнения. Таким образом, разработка подходящих определяющих соотношений для описания сложного деформационного упрочнения и динамического разупрочнения металлов или сплавов является значительным достижением [5–7].

К настоящему времени разработано или усовершенствовано много моделей на основе определяющих соотношений для описания поведения горячей деформации металлов или сплавов. Даннве модели делятся на три категории: феноменологические, физические модели и описание с помощью искусственных нейронных сетей. Например, определяющие уравнения используются для описания деформационного упрочнения, динамического восстановления и динамической рекристаллизации стали 42CrMo, сплава TiAl, стали 4340 [8–10] и даже инконель 718 [11].

Существует множество публикаций с исследованиями поведения материалов при горячей деформации, как и о методах анализа поведения состава [12–14]. Феноменологические модели имеют относительно простые формы по сравнению с физическими моделями, и по этой причине они широко используются для описания деформационного поведения различных металлов [15, 16]. Среди различных феноменологических моделей комбинация уравнений Гарофало и Зенера–Холломона может быть использована для расчета пикового предела текучести в режиме горячей обработки [17–19]:

$$Z = \dot{\varepsilon} \exp\left(\frac{Q_{HT}}{RT}\right) = A \sinh\left(\alpha\sigma_{\rm p}\right)^n.$$
(1)

Здесь Z — параметр Зенера—Холломона, R — газовая постоянная, T — абсолютная температура, n — показатель степени напряжения, α — параметр, зависящий от материала, Q_{HW} — энергия активации горячей обработки. Зависимость параметра Зенера—Холломона от приложенной нагрузки часто описывается следующими двумя уравнениями:

$$Z = B\sigma_p^{n'},\tag{2}$$

$$Z = c \exp(\beta \sigma_p). \tag{3}$$

Здесь *B*, *C*, β – параметры материала, $\alpha = \beta/n'$. Данные уравнения по-разному используются при описании поведения материалов и их оптимальных условий деформации [20]. Степенная форма уравнения (2) обычно предпочтительнее при низких уровнях напряжения, а иногда даже в режиме высокой скорости деформации из-за его простоты. Экспоненциальная форма уравнения (3) ограничивается условиями низких температур и высоких скоростей деформации (высокие значения *Z*). Гиперболический синус в (1) сочетает в себе черты степенного и экспоненциального законов и может предсказывать предел текучести в широком диапазоне температур и скоростей деформации [21, 22].

Приведенные выше уравнения связывают пиковый предел текучести с температурой и скоростью деформации с помощью параметра Зенера– Холломона без учета деформации. Строго говоря, они подходят только для описания высокотемпературной ползучести металлических материалов, когда напряжение не зависит от деформации, т.е. в установившемся режиме [19]. Для таких случаев в уравнениях (2), (3) следует использовать стационарное значение напряжения. Поскольку даже в материалах, подвергающихся ДРК, стационарное напряжение довольно близко к пиковому напряжению, именно оно обычно учитывается при моделировании горячей обработки [2, 21].

Из-за малого диапазона температур формования, высокой стойкости к деформации и сложной микроструктуры особенно важны всесторонние исследования высокотемпературной деформации жаропрочных сплавов на основе никеля. В [5, 21], например, изучена деформация при горячем растяжении и характеристики разрушения типичного жаропрочного сплава на основе никеля и обнаружено, что δ-фаза может влиять на упрочнение при деформации, а затем ускоряет динамическое разупрочнение за счет стимуляция ДРК с последующей деформацией [3, 23]. Несмотря на то, что уже разработаны некоторые модели для описания поведения жаропрочных сплавов на основе никеля при горячей деформации, они все еще недостаточно хорошо описывают такие сложные линамические механизмы.

Цель данной работы — исследовать поведение типичного жаропрочного сплава на основе никеля при горячей деформации с помощью испытаний на кручение в широком диапазоне температур и скоростей деформации.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Химический состав исследуемого сплава приведен в таблице. Образцы инконеля 718 (рис. 1) подвергались термообработке при 1100°С в течение 4 ч для получения однофазной микроструктуры. Затем образец деформировался при 1050— 1100°С и скоростях деформации 0.01, 0.1, 1 1/с на гидравлической крутильной машине с сервоуправлением. Образец нагревался до температуры испытаний на воздухе с помощью частотно-индукционной катушки. Температура измерялась внутренней термопарой. Крутящий момент M и число оборотов N записывались и преобразовывались в эквивалентное напряжение фон Мизеса σ и эквивалентную деформацию ε на поверхности по упрощенным формулам

$$\sigma = \frac{3\sqrt{3M}}{2\pi R^3},$$
$$\varepsilon = \frac{2\pi NR}{\sqrt{3L}}.$$

(a)



Рис. 1. Образец исследований (а) и экспериментальная установка (б).

Здесь R и L – радиус и длина датчика. Все испытания проводились до эквивалентной деформации 2.0, если разрыв не происходил раньше. Образцы после кручения анализировались с помощью световой оптической микроскопии вблизи поверхности в продольной плоскости.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ состава. Истинные кривые деформации сплава инконель 718 при различных условиях деформации показаны на рис. 2. Температура деформации и начальная скорость деформации сильно влияют на предел текучести при горячей деформации. Известно, что высокая температура деформации способствует зарождению и росту динамически рекристаллизованных зерен и уничтожению дислокаций, что снижает уровень напряжений [17, 24]. В начале деформации предел текучести быстро возрастает из-за деформационного упрочнения, вызванного быстрым образованием и увеличением количества дислокаций. С ростом деформации предел текучести достигает пикового значения, а затем монотонно уменьша-

Химический состав IN718 (мас. %)

Состав											
Ni	Fe	Cr	Co	Mo	Ср	Al	Ti	С	Si		
53.4	18.0	18.3	0.13	2.97	5.45	0.59	0.92	0.037	0.10		



Рис. 2. Зависимость эквивалентного экспериментального напряжения от эквивалентной деформации: $1 - 1050^{\circ}$ C, 0.01 1/c; 2 - 1100, 0.01; 3 - 1000, 1; 4 - 1100, 1.

ется за счет динамической рекристаллизации. Пик, обычно связанный с ДРК, хорошо заметен в режиме высокой скорости деформации, но едва виден, когда скорость деформации уменьшается.

Зависимость пикового предела текучести от температуры и скорости деформации (рис. 3) описывается уравнением (1). На рис. 4 представлена зависимость скорости деформации от $\sinh(\alpha\sigma_n)$, где $\alpha = 0.003$. Экспериментальные данные выстраиваются на почти параллельной прямой с наклоном *n*, близким к 4.2. Энергия активации для горячей обработки рассчитывалась графически с помощью $\sinh(\alpha\sigma_p)$ в зависимости от 1/T (рис. 5), что дало $Q_{HW} \approx 350$ кДж моль⁻¹. На рис. 6 показана зависимость параметра Зенера-Холломона от $\sinh(\alpha\sigma_n)$. Поскольку все экспериментальные данные укладываются на одну прямую с накло-



Рис. 3. Зависимость пикового предела текучести от скорости деформации при различных температурах: *1* – 1000°C, *2* – 1050, *3* – 1100.

2022 Nº 3

Рис. 4. Скорость деформации как функция $\sinh(\alpha \sigma_p)$ при $\alpha = 0.003$ и различных температурах: *1* – 1000°C, *2* – 1050, *3* – 1100.

1

 $sinh(\alpha\sigma)$

2

3

10

ном, близким к 4, можно заключить, что построенная модель хорошо описывает экспериментальные данные.

Анализ микроструктуры. Высокотемпературное кручение приводит к существенному измельчению зерна из-за ДРК. Микроструктура образцов, деформированных при 1100 и 1000°С в течение 1 1/с, показана на рис. 7. Динамическая рекристаллизация практически завершилась, хотя в некоторых случаях можно наблюдать нерекристаллизованные и сильно деформированные зерна.

Более высокая температура испытаний приводит к образованию более крупных зерен, что и ожидалось, в то время как меньший размер зерен, наблюдаемый при более низких скоростях деформации, несколько необычен.

Влияние упрочнения твердого раствора. На рис. 8 показано сравнение между пиковым преде-

∎ 2 ▲ 3



1/T, 10^{-3} 1/K

0.76

0.78

0.80

0.74



Рис. 6. Параметр Зенер—Холломона как функция $\sinh(\alpha\sigma_p)$ при $\alpha = 003$ и различных температурах: *I* – 1000°C, *2* – 1050, *3* – 1100.

лом текучести при кручении, полученным для инконеля 718, с результатами при кручении и сжатии для чистого никеля [19, 20]. Хотя и чистый Ni, и инконель 718, исследованные в данной работу, являются однофазными материалами, суперсплав показал значительно более высокие значения пикового напряжения. Кроме того, значение энергии активации было существенно выше у суперсплава (345 кДж моль⁻¹ по сравнению с 294 кДж моль⁻¹ для энергии активации самодиффузии в Ni). Такое поведение вряд ли можно объяснить феноменологическим подходом, используемым в настоящем исследовании, который



Рис. 7. Микроструктура образцов после испытаний на кручение: (a) 1000°С, 1 1/с; (б) 1100°С, 1.

Скорость деформации, 1/с

10 _E

1

0.1

0.01

0.001

0.0001

10

sinh(ασ)

0.1

0.72

0.1



Рис. 8. Сравнение пиковых пределов текучести, полученных испытаниями на кручение однофазного инконеля 718 (*1*) в данной работе и (*2*) чистого никеля в испытаниях на кручение при 1000° C (a) и 1100° C (б) [19, 20] и сжатие (*3*) при 1107° C.

обеспечивает превосходное описание данных, но не имеет прямой связи с микроструктурными механизмами. Увеличение пикового предела текучести и значения энергии активации для горячей обработки, с другой стороны, может быть качественно объяснено как эффект упрочнения твердым раствором путем введения физических моделей, таких как описанная в [25]. Закалка твердым раствором вызывает напряжение сопротивления из-за вязкого движения дислокаций в атмосфере растворенных атомов, что может объяснить более высокий пиковый предел текучести инконеля 718, обработанного раствором. Кроме того, энергия активации горячей деформации также увеличивается из-за присутствия атомов в твердом растворе, поскольку эти атомы вынуждены "прыгать" в атмосферу растворенного вещества и выходить из нее по мере движения дислокаций [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе высокотемпературное деформационное поведение и соответствующая микроструктура суперсплава инконель 718 исследованы с помощью испытания на горячее кручение в диапазоне температур 1000–1100°С. Экспериментальные данные описаны уравнением Гарофало, что позволило получить прекрасное соответствие между данной феноменологической моделью и экспериментальными данными с энергией активации 345 кДж моль⁻¹. Модель точно характеризует поведение при горячей деформации исследуемого жаропрочного сплава на основе никеля, хотя ее феноменологический характер не может предоставить информации об эволюции микроструктуры исследуемого материала.

Подготовка рукописи, проведение экспериментов по кручению, исследование микроструктуры деформированных образцов, математическое моделирование и расчеты выполнены M. Ghat. Подготовка рукописи и графики — A.S. Afify.

Авторы хотели бы поблагодарить проф. Стефано Спигарелли и доц., проф. М. Эль-Мехтеди (Политехнический университет делле Марке, Анкона, Италия) за обсуждение экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Lin Y.C., Deng J., Jiang Y.-Q., Wen D.-X., Liu G.H. Hot Tensile Deformation Behaviors and Fracture Characteristics of a Typical Ni-based Superalloy // Materials & Design. 2014. V. 55. P. 949.
- Lin Y.C., Deng J., Jiang Y.-Q., Wen D.-X., Liu. G. Effects of Initial δ Phase on Hot Tensile Deformation Behaviors and Fracture Characteristics of a Typical Nibased Superalloy // Materials Science and Engineering: A. 2014. V. 598. P. 251.
- Páramo-Kañetas P., Özturk U., Calvo J., Cabrera J.M., Guerrero-Mata M. High-temperature Deformation of Delta-processed Inconel 718 // Journal of Materials Processing Technology. 2018. V. 255. P. 204.
- Shang X., Cui Z., Fu. M.W. Dynamic Recrystallization Based Ductile Fracture Modeling in Hot Working of Metallic Materials // Int. J. Plasticity. 2017. V. 95. P. 105.
- Lin Y.C., Wen D.-X., Deng J., Liu G., Chen J. Constitutive Models for High-temperature Flow Behaviors of a Ni-based Superalloy // Materials & Design. 2014. V. 59. P. 115.
- 6. *Reed R.C.* The Superalloys: Fundamentals and Applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
- 7. *Donachie M.J., Donachie S.J.* Superalloys: A Technical Guide. ASM Int., 2002.

- Lin Y.C., Chen M.-S., Zhong J. Prediction of 42CrMo Steel Flow Stress at High Temperature and Strain Rate // Mechanics Research Communications. 2008. V. 35 P. 142.
- Liang H., Guo H., Nan Y., Qin C., Peng X., Zhang J. The Construction of Constitutive Model and Identification of Dynamic Softening Mechanism of High-temperature Deformation of Ti–5Al–5Mo–5V–1Cr–1Fe Alloy // Materials Science and Engineering: A. 2014. V. 615. P. 42.
- Sajadifar S.V., Yapici G.G., Ketabchi M., Bemanizadeh B. High Temperature Deformation Behavior of 4340 Steel: Activation Energy Calculation and Modeling of Flow Response // Journal of Iron and Steel Research, International. 2013. V. 20. P. 133.
- Thomas A., El-Wahabi M., Cabrera J.M., Prado J.M. High Temperature Deformation of Inconel 718 // Journal of Materials Processing Technology. 2006. V. 177. P. 469.
- 12. *Mirzadeh H., Cabrera J.M., Najafizadeh A.* Constitutive Relationships for Hot Deformation of Austenite // Acta Materialia. 2011. V. 59. P. 6441.
- Cao J.-R., Liu Z.-D., Cheng S.-C., Yang G., Xie J.-X. Constitutive Equation Models of Hot-compressed T122 Heat Resistant Steel, Journal of Iron and Steel Research // Journal of Iron and Steel Research, International. 2013. V. 19. P. 53.
- Lin Y.C., Xia Y.-C., Chen X.-M., Chen M.-S. Constitutive Descriptions for Hot Compressed 2124-T851 Aluminum Alloy over a Wide Range of Temperature and Strain Rate // Computational Materials Science. 2010. V. 50. P. 227.
- Lin Y.C., Chen X.-M., Liu G. A Modified Johnson– Cook Model for Tensile Behaviors of Typical High-Strength Alloy Steel // Materials Science and Engineering: A. 2010. V. 527. P. 6980.
- 16. Quan G.-Z., Mao A., Luo G.-C., Liang J.-T., Wu D.-S., Zhou J. Constitutive Modeling for the Dynamic Re-

crystallization Kinetics of as-extruded 3Cr20Ni10W2 Heat-resistant Alloy Based on Stress–Strain Data // Materials & Design (1980-2015). 2013. V. 52. P. 98.

- Xiao M., Li F., Zhao W., Yang G. Constitutive Equation for Elevated Temperature Flow Behavior of TiNiNb Alloy Based on Orthogonal Analysis // Materials & Design. 2012. V. 35. P. 184.
- Slooff F.A., Zhou J., Duszczyk J., Katgerman L. Constitutive Analysis of Wrought Magnesium Alloy Mg– Al₄–Zn₁ // Scripta Materialia. 2007. V. 57. P. 759.
- Luton M.J., Sellars C.M. Dynamic Recrystallization in Nickel and Nickel-iron Alloys During High Temperature Deformation // Acta Metallurgica. 1969. V. 17. P. 1033.
- 20. *Prasad Y., Rao K., Sasidhar S.* Hot working guide: a compendium of processing maps. ASM international, 2015.
- Lin Y.C., Chen X.-M., Wen D.-X., Chen M.-S. A Physically-based Constitutive Model for a Typical Nickelbased Superalloy // Computational Materials Science. 2014. V. 83. P. 282.
- Lin Y.C., Chen X.-M. A Critical Review of Experimental Results and Constitutive Descriptions for Metals And Alloys in Hot Working // Materials & Design. 2011. V. 32. P. 1733.
- 23. *Tan Y.B., Ma Y.H., Zhao F.* Hot Deformation Behavior and Constitutive Modeling of Fine Grained Inconel 718 Superalloy // Journal of Alloys and Compounds. 2018.V. 741. P. 85.
- Cheng L., Xue X., Tang B., Kou H., Li J. Low Characteristics and Constitutive Modeling for Elevated Temperature Deformation of a High Nb Containing TiAl Alloy // Intermetallics. 2014. V. 49. P. 23.
- 25. Ghat M., El Mehtedi M., Ciccarelli D., Paoletti C., Spigarelli S. High Temperature Deformation of In718 Superalloy: Use of Basic Creep Modelling in the Study of Nickel and Single-phase Ni-based Superalloys // Mater. High Temp. 2019. V. 36. P. 58.

— ТЕПЛОМАССООБМЕН И ФИЗИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА ————

УДК 621.039

ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ЗА ПЕРЕМЕШИВАЮЩИМИ РЕШЕТКАМИ-ИНТЕНСИФИКАТОРАМИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ СБОРОК РЕАКТОРА PWR

© 2022 г. С. М. Дмитриев*, А. А. Добров, Д. В. Доронков, Д. С. Доронкова, М. А. Легчанов, А. Н. Пронин, А. В. Рязанов, А. Е. Хробостов

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, Россия

**E-mail: nevid000@mail.ru* Поступила в редакцию 03.11.2020 г. После доработки 12.05.2021 г. Принята к публикации 19.05.2021 г.

В статье приведены результаты исследований течения теплоносителя за решетками-интенсификаторами тепловыделяющих сборок TBC-Квадрат. Для оценки эффективности перемешивания теплоносителя за решетками-интенсификаторами различных конструкций и выбора их оптимальной конструкции проведен ряд экспериментов на аэродинамическом исследовательском стенде с масштабными моделями фрагментов тепловыделяющих сборок. В качестве показательной области исследований выбраны ячейки области направляющего канала. Картина течения теплоносителя представлена векторными полями тангенциальных скоростей, а также графическими зависимостями распределения поперечных скоростей. Оценка эффективности перемешивания теплоносителя решетками-интенсификаторами проводилась на основе анализа параметров внутриячейкового вихреобразования и межъячейкового перемешивания. Анализ пространственного распределения тангенциальных скоростей потока позволил изучить и детализировать картину течения теплоносителя, а также произвести оценку эффективности перемешивания зон реакторов PWR.

DOI: 10.31857/S004036442202017X

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время идет завершающий этап проектирования новой российской тепловыделяющей сборки TBC-Квадрат для реакторов западного дизайна PWR [1]. Основываясь на исследовательских работах по обоснованию работоспособности, а также опыте конструирования и эксплуатации топливных сборок реакторов BBЭP [2–8], для новой тепловыделяющей сборки был предложен ряд конструкций перемешивающих решеток-интенсификаторов с турбулизаторами потока – дефлекторами различных формы профиля и пространственной ориентации. Данные элементы конструкции предназначены для создания вихревого течения потока и межканального перетекания теплоносителя в твэльном пучке.

Данные процессы крайне важны, и их необходимо учитывать как при разработке формы профиля дефлекторов, так и при проектировании всех конструкций решетки-интенсификатора, а также при оценке эффективности перемешивания теплоносителя, способствующего интенсификации процесса конвективного теплообмена на поверхности твэлов и выравниванию неоднородности поля температур в поперечном сечении тепловыделяющей сборки, что обеспечивает рост теплотехнического запаса до кризиса теплоотдачи [9].

В настоящей статье изложены результаты экспериментальных исследований гидродинамики теплоносителя в области направляющего канала (НК). Проведение экспериментальных работ в данной области твэльного пучка тепловыделяющей сборки обусловлено наиболее острой проблемой увеличения запаса до кризиса теплоотдачи в области НК, поскольку ячейки данной области имеют в поперечном сечении отличную от регулярных ячеек ассиметричную геометрию, характеризуются значительным затеснением проходного сечения и, как следствие, условия течения теплоносителя в них сильно отличаются.

Таким образом, исследование гидродинамики теплоносителя в области НК с дефлекторами различной формы профиля и определение эффективности перемешивания теплоносителя турбулизаторами являются актуальной задачей, решение которой необходимо при обосновании теплотехнической надежности активных зон ядерных реакторов [9].



Рис. 1. Экспериментальная модель и измерительное оборудование: (а) – выходная часть экспериментальной модели, (б) – перемешивающая решетка-интенсификатор, (в) – пятиканальный пневмометрический датчик.

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ СТЕНД И МЕДОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Аэродинамический исследовательский стенд [10–13] представляет собой разомкнутый контур, в котором течение водяного теплоносителя в твэльном пучке ТВС-Квадрат моделируется потоком воздуха на основе теории подобия [14].

Основные рабочие параметры исследовательского стенда:

а) рабочая среда – воздух;

б) производительность вентилятора — $18540 \text{ м}^3/\text{ч}$;

в) полное давление в ресиверной емкости – 6 КПа;

г) температурный диапазон воздушного потока $- 20-25^{\circ}$ С.

Для изучения гидродинамики теплоносителя изготовлена экспериментальная модель, представляющая собой канал квадратного сечения, в котором поочередно размещались исследуемые решетки-интенсификаторы в пучке стержней. В поперечном сечении экспериментальная модель повторяет четвертую часть штатной тепловыделяющей сборки (рис. 1а). Модели пропорционально увеличены относительного твэльного пучка штатной TBC-Квадрат на коэффициент геометрического подобия $K_r = 4.2$.

Решетки-интенсификаторы собраны из взаимно перпендикулярных пластин, верхние кромки которых снабжены смесительными лопатками дефлекторами. Решетки, поочередно устанавливаемые в модель, отличаются формой профиля дефлекторов и их углами отгиба, остальные элементы решеток идентичны (рис. 16).

Поля давлений воздушного потока за решетками-интенсификаторами измерялись пятиканальным пневмометрическим датчиком (рис. 1в). Данное измерительное устройство перед проведением экспериментов подвергалось предварительной тарировке в воздушном потоке с заранее известной аксиальной скоростью и полным и статическим давлением в точке позиционирования прибора. Измеренное поле давлений потока в модели, согласно тарировочным зависимостям, пересчитывалось в значения компонент вектора скорости. Далее на основе локальных значений скорости определялась трехмерная картина потока в экспериментальных моделях. Поперечные и осевые скорости определялись с погрешностью, не превышающей 7%.

Для построения трехмерной картины течения теплоносителя за различными решетками-интенсификаторами выбрана показательная область НК (рис. 2а). Поперечное сечение области разбивалось на зоны, в каждой из которых измерялось поле давлений потока в характерных сечениях по ллине модели за решетками, пересчитываемое затем в компоненты вектора скорости. Все измерения проводились при одном значении среднерасходной скорости воздушного потока на входе в модель. Значение скорости на входе равно 43.3 м/с, число Рейнольдса в твэльном пучке составляло 115000. Далее графические зависимости и картограммы распределения поперечных и аксиальных скоростей потока за решетками-интенсификаторами различной конструкции строились на основе безразмерных скоростей, т.е. локальное значение каждой компоненты вектора скорости нормировалось на величину среднерасходной скорости на входе в модели, что позволило соотнести результаты экспериментов, полученных за дефлекторами различной формы профиля.

Исследования гидродинамики теплоносителя в экспериментальной модели проводились в зоне автомодельного течения воздушного потока. Под зоной автомодельного течения воздушного потока подразумевается режим движения рабочей среды в канале экспериментальной модели исследовательского стенда. Данный режим характеризуется одинаковым безразмерным профилем относительной скорости потока как для водяного теплоносителя реакторной установки, так и для воздушного потока в канале экспериментальной модели. Следовательно, результаты экспериментов могут быть перенесены на штатные условия течения теплоносителя в активной зоне ядерного реактора.

Начало зоны автомодельного течения воздушного потока определяется экспериментально:

1) на основе построения зависимости сопротивления трения пучка гладких труб от числа Рейнольдса Re;

2) на основе построения зависимости коэффициента гидравлического сопротивления (КГС) исследуемых типов перемешивающих решеток от числа Рейнольдса.

Анализ данных двух зависимостей показывает, что, начиная с некоторого числа Рейнольдса, величины сопротивления трения пучка гладких труб и КГС исследуемых типов перемешивающих решеток перестают значительно изменяться. Описанное явление говорит о начале зоны автомодельного течения воздушного потока. При проведении экспериментов зона автомодельного течения воздушного потока начиналась в диапазоне чисел Рейнольдса от 5.5 × 10⁴ до 6 × 10⁴.

В качестве характерного масштаба зоны автомодельного течения воздушного потока можно взять характерную скорость потока. При проведении экспериментов характерной скоростью являлась осевая скорость на входе в канал экспериментальной модели.

Число Рейнольдса определялось согласно формуле

$\operatorname{Re} = (Vd_{r})/\nu,$

где V – характерная скорость (м/с), d_r – гидравлический диаметр твэльного пучка экспериментальной модели (м), v – кинематическая вязкость среды (м²/с).

Гидравлический диаметр *d*_г определялся только для пучка твэлов-имитаторов, расположенных в чехле экспериментальной модели. Локальные изменения геометрии пучка твэлов-имитаторов, обусловленные наличием перемешивающей решетки с дефлекторами, при определении гидравлического диаметра не учитывались.

Обоснование представительности экспериментов также показано в работах [15–17].

Кроме того, на исследовательском стенде был экспериментально определен коэффициент гидравлического сопротивления (КГС) решеток-интенсификаторов. Это вызвано тем, что для представительности экспериментов необходимо соблюсти равенство КГС штатных решеток и модельных. Результаты измерения КГС показали, что значения КГС решеток-интенсификаторов модели соответствуют значениям КГС штатных решеток при идентичных числах Рейнольдса.



Рис. 2. Показательная область исследований: (а) – положение показательной области в поперечном сечении экспериментальной модели, (б) – ориентация дефлекторов в области исследований.

В показательной области исследований можно выделить два типа ячеек.

1. Первый тип (ячейки №№ 27, 36) характеризуется сохранением ориентации дефлекторов, которая идентична положению дефлекторов в стандартных ячейках, расположенных через один ряд твэлов от НК (рис. 26).

2. Второй тип (ячейки №№ 28, 35), для которого характерно изменение ориентации дефлекторов, а именно изменение последовательности отгиба дефлектора относительно смежных с ней стандартных ячеек (рис. 26).

В работе рассмотрены три варианта формы профиля дефлектора, представленных на рис. 3.

Исходная форма профиля дефлектора (рис. 3а): линия отгиба дефлектора лежит под углом в 15° относительно грани пластины решетки, угол отгиба дефлектора относительно вертикали составляет 25°, турбулизатор имеет наименьшую площадь из всех представленных.

Первая альтернативная форма профиля дефлектора (рис. 3б): площадь профиля увеличена на 6.5% относительно исходной, линия отгиба дефлектора лежит под углом в 10° относительно грани пластины решетки и поднята от кромки пластины решетки, угол отгиба дефлектора относительно вертикали составляет 30°.

Вторая альтернативная форма профиля дефлектора (рис. 3в): площадь профиля увеличена на 8.5% относительно исходной, дефлектор имеет две линии отгиба. Первая линия отгиба лежит параллельно грани пластины решетки, вторая линия отгиба расположена под углом 70° относительно горизонтали. Отгиб дефлектора по первой линии производится на 30°, а по второй – на 20°.

В каждой из ячеек исследуемой области присутствует пара дефлекторов различной формы (рис. 26). Первый дефлектор, называемый "основной", обладает широким основанием (рис. 3) и отогнут в направлении зазора между твэлом и



Рис. 3. Формы профилей дефлекторов: (а) — дефлектор с исходной формой профиля, (б) — первая альтернативная форма профиля дефлектора, (в) — вторая.

НК (рис. 26). Второй дефлектор, образующий пару, имеет на 20% уменьшенную ширину основания относительно "основного" дефлектора и отгиб в направлении зазора между твэлами. Данный турбулизатор называется "дополнительным".

Экспериментальные исследования включали в себя следующие этапы:

1) изучение особенностей формирования вихревого течения потока в ячейках показательной области за дефлекторами разной формы; исследование образования поперечных течений потока между ячейками области НК за дефлекторами разной формы;

3) выбор оптимального профиля дефлектора для оценки интенсивности перемешивания потока теплоносителя при использовании таких интегральных параметров, как межъячеечный обмен $F_{\rm mix}$ и завихренности потока $F_{\rm vor}$ [18].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

За каждым типом дефлектора в потоке теплоносителя возникают вихри внутри ячеек с изменяющейся топологией и различными продолжительностями жизни, а также направленные поперечные течения между соседними ячейками, которые имеют различную структуру и интенсивность (рис. 4).

За дефлекторами исходной формы профиля на расстоянии $L/d_r = 1.85$ за решеткой в ячейках с сохраненной ориентацией турбулизаторов образуются два вихря, локализованные в областях поперечного сечения ячеек, не занятых профилем лопаток (рис. 4а). Затем на расстоянии $L/d_r = 5.27$ за решеткой наблюдается процесс смещения вихрей в направлении зазоров, движение потока в которых организовано дополнительным дефлектором, на расстоянии $L/d_{\Gamma} = 7.91$ вихревые структуры полностью рассеиваются. В ячейках с измененной ориентацией турбулизаторов образуется один вихрь, расположенный в центре ячейки (рис. 4а), который рассеивается на различных расстояниях от решетки, а именно в ячейках №№ 28, 35 вихревое течение потока прекращается на расстояниях $L/d_{\Gamma} = 15.82$ и 18.46 соответственно. Смешения вихрей в направлении зазоров межлу твэлами в ячейках с измененной ориентацией турбулизаторов не наблюдается.

За дефлектором первой альтернативной формы профиля зарождение вихря в ячейках наступает на большем расстоянии от решетки, чем за



Рис. 4. Векторное поле течения потока в области НК: (а) – дефлектор с исходной формой профиля, $L/d_{\Gamma} = 1.85$; (б) – дефлектор первой альтернативной формы профиля, 3.43; (в) – второй альтернативной формы, 1.85.

дефлектором исходной формы, и не зависит от типа ориентации турбулизаторов в ячейках, а расстояние зарождения вихря от решетки составляет $L/d_r = 3.43$ (рис. 46). В ячейках с сохраненным расположением дефлекторов вихрь занимает большую часть поперечного сечения и имеет круглую форму, при этом топология вихря не изменяется. Вихревая структура в ячейках данного типа наблюдается по всей длине исследуемого участка продольного сечения модели. В ячейках с измененной ориентацией турбулизаторов вихревая структура овальной формы в центре ячейки исчезает на расстоянии $L/d_r = 15.82$ от решетки.

За дефлектором второй альтернативной формы профиля зарождение вихря в ячейках наступает на том же расстоянии от решетки, что и за дефлектором исходной формы. В ячейках образуется один большой вихрь эллиптической формы, расположенный в центре (рис. 4в). Вне зависимости от схемы расположения дефлекторов вихри из центра ячейки смещаются в зазор между твэлами, движение потока в котором организуется дополнительным дефлектором, и рассеиваются на расстоянии $L/d_r = 10.55$ за решеткой.

За дефлектором второй альтернативной формы профиля во всех ячейках после рассеяния большого вихря возникают вторичные малые вихри, расположенные около стенки НК (рис. 5). В ячейках с сохраненной ориентацией дефлекторов вторичные вихри возникают на расстоянии $L/d_{r} = 13.19$ за решеткой. В ячейках с измененной ориентацией турбулизаторов зарождение вторичных вихрей начинается на расстоянии $L/d_r = 18.46$ за решеткой, вторичные вихри сохраняют свою структуру по всей оставшейся длине проведения измерений. В ячейках с сохраненным расположением дефлекторов вторичные вихри исчезают на различных расстояниях: в ячейке № 36 на расстоянии $L/d_{r} = 18.46$ за решеткой, а в № 27 на расстоянии 23.73. Различие в продолжительности жизни вторичных вихрей может быть обусловлено различной интенсивностью перестроения поперечных потоков в области исследований, а также различной ориентацией турбулизаторов в ячейках.

Непосредственно за решеткой-интенсификатором, вне зависимости от профиля дефлектора и ориентации турбулизаторов в ячейках, максимальные значения поперечной скорости локализованы в областях ячеек, лежащих за вершинами дефлекторов (рис. 6). Величина поперечной скорости составляет 0.35-0.55 от среднерасходной скорости. В сечении $L/d_r = 3.43$ за решеткой наблюдается процесс перемещения максимумов поперечной скорости из областей ячеек, расположенных на вершинах дефлекторов в зазорах между твэлами, куда направлен поперечный поток, созданный турбулизатором. Для этого процесса характерно снижение поперечной скорости до 0.4



Рис. 5. Векторное поле течения потока в области НК за дефлектором второй альтернативной формы профиля в сечении $L/d_r = 18.46$ за решеткой.

от среднерасходной скорости. В сечении $L/d_r = 5.27$ максимумы поперечной скорости локализуются в самой узкой части зазора между стержнями, а поперечная скорость имеет значение 0.35 от среднерасходной.

В сечении $L/d_{\Gamma} = 7.91$ за всеми исследуемыми формами профилей дефлекторов наблюдается формирование устойчивых конвективных макротечений в исследуемой области, направление и интенсивность которых определяются не только формой профиля дефлекторов, но и рядом других факторов. На расстоянии $L/d_{\Gamma} = 10.55$ за решеткой процесс формирования конвективных потоков завершается, и далее, начиная с сечения $L/d_{\Gamma} = 13.19$, наблюдаются постепенное затухание поперечных течений и выраженное уменьшение тангенциальных скоростей. Направления движения конвективных течений за различными типами дефлекторов представлены на рис. 7. На формирование устойчивых конвективных макротечений оказывают влияние следующие факторы: разрушение либо сохранение поперечных потоков через зазоры между твэлами и НК, а также продолжительность существования вихрей в ячейках.

За решетками-интенсификаторами с дефлекторами исходной формы и второй альтернативной формы профилей наблюдается процесс разрушения поперечных потоков между ячейками НК, характеризующийся сменой знака поперечной скорости. За дефлектором первой альтернативной формы профиля направление поперечного течения теплоносителя в области НК не изменяется, поскольку не происходит изменения знака поперечной скорости. Сохранение устойчивых поперечных течений в области НК за дефлектором первой альтернативной формы можно



Рис. 6. Картограмма изотах поперечных скоростей области НК при $L/d_{\Gamma} = 1.85$: (а) – дефлектор с исходной формой профиля, (б) – дефлектор первой альтернативной формы профиля, (в) – второй формы.



Рис. 7. Картограмма изотах поперечных скоростей в области НК при $L/d_{\Gamma} = 13.19$: (а) – дефлектор с исходной формой профиля, (б) – первой альтернативной формы профиля, (в) – второй формы.

объяснить наличием когерентных вихрей, сохраняющих структуру и не дающих разрушиться поперечным течениям между ячейками НК.

Таким образом, за дефлекторами исходной формы и второй альтернативной формы профилей поперечные макротечения преимущественно организуются вне области НК, а за дефлектором первой альтернативной формы профиля, наоборот, в области НК.

Наибольшие значения осевой скорости наблюдаются в областях ячеек, локализованных за вершинами профилей основных дефлекторов на расстоянии $L/d_r = 1.85$ за решеткой, величина осевой скорости составляет $(W_z/\overline{W}) = 1.3$. Вблизи поверхности стержней, расположенных в области поперечных макротечений потока, имеются зоны низкой осевой скорости $W_z/\overline{W} = 0.85-0.9$, которые локализованы возле диагоналей, проходящих через центры стержней (рис. 8). За решеткой-интенсификатором с дефлектором первой альтернативной формы профиля количество зон низкой осевой скорости меньше, чем за решеткой с дефлекторами исходной формы профиля и первой альтернативной формы. Выравнивание неоднородности поля осевой скорости в поперечном сечении области НК происходит на разных расстояниях от решетки и зависит от конструкции дефлектора: за дефлектором исходной формы профиля аксиальные скорости выравниваются при $L/d_r \approx 20$, за дефлектором первой альтернативной формы профиля аксиальные скорости выравниваются при $L/d_r \approx 15$, за дефлектором второй альтернативной формы профиля – при $L/d_r \approx 18$.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПОТОКА В ОБЛАСТИ НАПРАВЛЯЮЩЕГО КАНАЛА ДЕФЛЕКТОРАМИ РАЗЛИЧНОЙ КОНСТРУКЦИИ

Эффективность перемешивания потока оценивалась с помощью параметров межъячеечного обмена $F_{\rm mix}$ и завихренности потока $F_{\rm vor}$ [18].

Параметр межъячеечного обмена F_{mix} характеризует поперечное перетекание потока в области НК и определяется по формуле

$$F_{\rm mix} = \frac{1}{S} \int \frac{|V_{\rm cross}|}{U} ds.$$



Рис. 8. Картограмма осевой скорости в области НК при $L/d_{\Gamma} = 1.85$: (а) – дефлектор с исходной формой профиля, (б) – первой альтернативной формы профиля, (в) – второй формы.

Здесь S — ширина зазора между твэлами, $V_{\rm cross}$ — компонента вектора скорости потока через зазор между твэлами, U — средняя аксиальная скорость потока в ячейке.

Параметр завихренности потока описывает интенсивность вихревого течения потока отдельно внутри каждой ячейки области исследований и определяется по формуле

$$F_{\rm vor_mom} = \frac{\int r^2 V_{\rm lat} U_{\rm loc} dr}{R_{\rm s} \int r U_{\rm loc}^2 dr}.$$

Здесь V_{lat} — поперечная составляющая вектора скорости потока; U_{loc} — локальная аксиальная скорость потока в зоне измерения; r — расстояние от центра ячейки до точки, в которой измеряются поперечные скорости потока; R_s — расстояние от центра ячейки до поверхности стержня.

По результатам определения параметров можно отметить следующее. За дефлектором с первой альтернативной формой профиля параметр межъячеечного обмена больше на 20%, чем за дефлекторами с исходной формой и второй альтернатив-



Рис. 9. График распределения параметра межъячейкового взаимодействия F_{mix} за решеткой: 1 - дефлектор с исходной формой профиля, <math>2 - дефлектор первой альтернативной формы профиля, 3 - второй формы.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3

ной формой профилей (рис. 9). Такое распределение значений параметра межъячеечного обмена говорит о различной организации поперечных потоков за дефлекторами разных форм. Конвективные течения теплоносителя за дефлекторами исходной формы и второй альтернативной формы профилей преимущественно организуются вне области НК. За дефлектором первой альтернативной формы профиля конвективные течения теплоносителя организуются в ячейках области НК.

Осредненный по всей области исследований параметр межъячейкового взаимодействия показывает, что интенсивность поперечного потока между ячейками имеет близкие величины для всех исследуемых форм профилей дефлекторов и составляет непосредственно за решеткой 0.18-0.23, а на расстоянии $L/d_r = 24$ за решеткой имеет значение 0.08 (рис. 9).

Осредненный по всей исследуемой области параметр завихренности потока за дефлектором первой альтернативной формы профиля имеет в 2— 3 раза большую величину, чем за другими турбулизаторами (рис. 10). Данное распределение параметров говорит о большей интенсивности вихрево-



Рис. 10. График распределения параметра завихренности потока *F*_{vor} за решеткой: *1*-*3* - см. рис. 9.

2022

го течения потока за дефлектором первой альтернативной формы, чем за другими турбулизаторами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основываясь на изложенных результатах, можно заключить, что наиболее эффективно перемешивает поток в области направляющего канала дефлектор первой альтернативной формы профиля. Данная конструкция турбулизатора создает устойчивые, крупные вихри со значительно большей продолжительностью существования за перемешивающей решеткой-интенсификатором, чем за другими дефлекторами, об этом говорит в 2-3 раза большая величина параметра завихренности потока, а конвективные поперечные макротечения за дефлектором первой альтернативной формы профиля проходят преимущественно в области направляющего канала. За другими дефлекторами поперечные макротечения локализованы преимущественно вне области направляющего канала либо на границах области.

Работа выполнена в рамках государственного задания в сфере научной деятельности (тема № FSWE-2021-0008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Дмитриев С.М., Бых О.А., Панов Ю.К., Сорокин Н.М., Зверев Д.Л., Фарафонов В.А. Основное оборудование АЭС с корпусными реакторами на тепловых нейтронах. М.: Машиностроение, 2013. 415 с.
- Бородин С.С., Дмитриев С.М., Легчанов М.А., Хробостов А.Е., Самойлов О.Б., Сорокин Н.М. Особенности гидродинамики теплоносителя в альтернативных ТВС реакторов ВВЭР-1000 при использовании перемешивающих решеток // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2006. № 4. С. 70.
- 3. Самойлов О.Б., Куприянов А.В., Фальков А.А., Шипов Д.Л., Молодцов А.А., Лукьянов В.Е. Экспериментальные исследования теплотехнических характеристик ТВСА с перемешивающими решетками // Атомная энергия. 2014. Т. 116. № 1. С. 11.
- Дмитриев С.М., Лукьянов В.Е., Самойлов О.Б. Обоснование корреляции для расчета критического теплового потока в тепловыделяющих сборках альтернативной конструкции с перемешивающими решетками-интенсификаторами для ВВЭР-1000 // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2012. № 1. С. 99.
- Самойлов О.Б., Шипов Д.Л., Фальков А.А., Богряков В.Г., Сорокин Н.М., Дмитриев С.М. Теплогидравлические и гидродинамические исследования характеристик ТВС альтернативной конструкции ВВЭР-1000 // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. 2004. № 2. С. 47.
- 6. Самойлов О.Б., Кууль В.С., Преображенский Д.Г. Результаты создания и развития ТВС альтернативной конструкции для реактора ВВЭР-1000 // ВАНТ. Серия: Материаловедение и новые материалы. 2005. № 1. С. 126.
- Самойлов О.Б., Фальков А.А., Морозкин О.Н., Лукьянов В.Е. Уточнение методики учета отклонений локальных параметров при обосновании теплотехнической надежности активной зоны из ТВСА

ВВЭР-1000 // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2010. № 4. С. 111.

- 8. Дмитриев С.М., Бородин С.С., Легчанов М.А., Солнцев Д.Н., Сорокин В.Д., Хробостов А.Е. Экспериментальные исследования гидродинамических и массообменных характеристик потока теплоносителя в ТВСА ВВЭР // Атомная энергия. 2012. Т. 113. № 5. С. 252.
- 9. Дмитриев С.М., Баринов А.А., Самойлов О.Б., Хробостов А.Е. Методы обоснования теплотехнической надежности активной зоны тепловых водоводяных реакторов // Атомная энергия. 2016. Т. 120. № 5. С. 270.
- Дмитриев С.М., Легчанов М.А., Хробостов А.Е., Варенцов А.В., Доронков Д.В., Добров А.А. Исследования локальной гидродинамики и межъячеечного массообмена потока теплоносителя в районе направляющего канала тепловыделяющих сборок реактора PWR // Промышленная энергетика. 2013. № 12. С. 45.
- Дмитриев С.М., Варенцов А.В., Добров А.А., Доронков Д.В., Легчанов М.А., Хробостов А.Е. Исследование массообмена теплоносителя за перемешивающими решетками ТВС реакторов ВБЭР-300 с целью обоснования их эффективности // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2013. № 5. С. 197.
- Варенцов А.В., Доронков Д.В., Илютина Е.М., Каратушина И.В., Сорокин В.Д., Хробостов А.Е. Особенности течения теплоносителя в ТВС КВАДРАТ реактора PWR при постановке перемешивающих дистанционирующих решеток с различными типами дефлекторов // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2015. № 3. С. 134.
- Варенцов А.В., Доронков Д.В., Купричева Е.С., Солнцев Д.Н., Сорокин В.Д. Экспериментальные исследования локального массообмена и эффективности перемешивания теплоносителя дистанционирующими решетками в ТВС реактора КЛТ-40С // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2012. № 1. С. 107.
- 14. *Гухман А.А.* Введение в теорию подобия. М.: Высшая школа, 1973. 296 с.
- 15. Дмитриев С.М., Доронков Д.В., Легчанов М.А., Пронин А.Н., Солнцев Д.Н., Сорокин В.Д., Хробостов А.Е. Исследования гидродинамических характеристик и особенностей течения теплоносителя за дистанционирующей решеткой тепловыделяющей сборки реактора плавучего энергоблока // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 3. С. 385.
- 16. Дмитриев С.М., Добров А.А., Доронков Д.В., Пронин А.Н., Солнцев Д.Н., Сорокин В.Д., Хробостов А.Е. Изучение гидродинамических процессов течения теплоносителя в ТВС-КВАДРАТ реактора PWR с различными перемешивающими дистанционирующими решетками // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25. № 5. С. 725.
- Дмитриев С.М., Герасимов А.В., Добров А.А., Доронков Д.В., Пронин А.Н., Солнцев Д.Н., Хробостов А.Е., Швецов Ю.К., Шипов Д.Л. Гидродинамика и перемешивание теплоносителя в активной зоне реактора ВВЭР с тепловыделяющими сборками различных конструкций // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26. № 6. С. 897.
- Митрофанова О.В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: Ленанд, 2020. 352 с.

УДК 536.24;621.396.69

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТУРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ С ПЛОСКИМИ ИСПАРИТЕЛЯМИ

© 2022 г. Ю. Ф. Майданик*, С. В. Вершинин

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия *E-mail: lhtd@itpuran.ru Поступила в редакцию 16.03.2021 г. После доработки 28.09.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

Представлены результаты разработки и испытаний медь-водяных контурных тепловых труб с плоскоовальным и плоским дискообразным испарителями. Активная зона испарителей составляет 27 и 26.5 см² соответственно. Испытания устройств проводились в горизонтальном положении с источником тепла, имеющим греющую поверхность 16 см². В качестве стока тепла использовался плоский проточный теплообменник, через который прокачивалась вода с температурой 40°С. При максимальной тепловой нагрузке 900 Вт контурные тепловые трубы с плоскоовальным испарителем продемонстрировали термическое сопротивление 0.036° С/Вт. Для контурных тепловых труб с дискообразным испарителем эти величины имели значения 800 Вт и 0.054° С/Вт соответственно. Устройства могут эффективно использоваться в системах охлаждения объектов с греющей поверхностью до 30 см², рассеивающих до 230–520 Вт при максимальной температуре 70–90°С. Представлены примеры использования контурных тепловых труб в таких системах.

DOI: 10.31857/S0040364422030127

введение

Контурные тепловые трубы (КТТ) относятся к числу пассивных теплопередающих устройств, работающих по испарительно-конденсационному циклу, с прокачкой теплоносителя под действием капиллярного давления [1, 2]. В отличие от обычных тепловых труб [3, 4], которые подпадают под это же определение, КТТ выполнены в виде замкнутого контура, включающего испаритель и конденсатор, сообщающиеся посредством гладкостенных паропровода и конденсатопровода относительно малых диаметров. Кроме того, в КТТ капиллярная структура (фитиль), имеющая специальную конструкцию, локализована только в испарителе, который содержит также компенсационную полость, аккумулирующую теплоноситель при работе устройства. Испарители КТТ могут иметь цилиндрическую или плоскую форму. Форма и размеры конденсатора могут быть практически любыми в соответствии с условиями размещения и работы КТТ. Диаметр паропровода и конденсатопровода обычно варьируется в пределах 2-6 мм, что позволяет легко их конфигурировать или делать гибкими. Принципиальная схема КТТ представлена на рис. 1.

Основным уравнением, определяющим работоспособность тепловых труб любого типа, является баланс давлений

$$P_{\rm K} = \Delta P_{\rm II} + \Delta P_{\rm K} + \Delta P_{\rm K} + \Delta P_{\rm \varphi} \pm \Delta P_{\rm rcs}$$

где P_{κ} – капиллярное давление, создаваемое в фитиле; ΔP_{Π} , ΔP_{π} , ΔP_{κ} , ΔP_{ϕ} – вязкостные и инерционные потери давления в паропроводе, конденсатопроводе, конденсаторе и фитиле; $\Delta P_{\Gamma c}$ – гидростатическое давление, которое имеет знак "+" при работе КТТ против сил тяжести, когда испаритель расположен выше конденсатора, и знак "-", когда испаритель расположен ниже. При горизонтальном положении $\Delta P_{\Gamma c} = 0$.

Для КТТ имеется дополнительное условие работоспособности, которое можно записать в виде

$$\Delta P = \frac{dP}{dT}\Big|_{T_{\rm p}} \Delta T,$$



Рис. 1. Принципиальная схема КТТ.

где ΔP — потери давления в контуре на участке от испаряющей до впитывающей поверхности фитиля; dP/dT — производная, характеризующая угол наклона касательной к линии насыщения теплоносителя при рабочей температуре T_p ; ΔT — перепад температур между испаряющей и впитывающей поверхностью фитиля.

Данное уравнение связывает суммарную величину гидравлических сопротивлений в КТТ на участке между поверхностью раздела фаз жидкость-пар в конденсаторе и впитывающей поверхностью фитиля с перепадом температур между испаряющей и впитывающей поверхностью последнего. Другими словами, для вытеснения жидкой фазы теплоносителя из паропровода и конденсатора, которое происходит при запуске и работе КТТ, необходимо создать соответствующие разности температур и давлений между испаряющей и впитывающей поверхностями фитиля, которые в данном случае наряду с функцией "капиллярного насоса" выполняет функцию "теплового затвора". При этом пар из активной зоны испарителя, где расположена система пароотводных каналов, не должен проникать в компенсационную полость, которая отделена от нее слоем капиллярной структуры. Таким образом, фитиль в КТТ выполняет еще одну функцию – "гидравлического затвора".

Третьим условием работоспособности КТТ является равенство объема компенсационной полости и объема жидкой фазы теплоносителя, вытесняемого из паропровода и конденсатора при запуске и работе КТТ:

$$V_{\rm KII} = V_{\rm IIII} + (0.7 - 0.9)V_{\rm K}.$$

Данное условие не является вполне строгим. Его реализация, как правило, необходима при работе КТТ, когда испаритель располагается выше конденсатора.

Контурные тепловые трубы активно разрабатываются и используются, в частности, для систем охлаждения мощных электронных компонентов в качестве эффективной тепловой связи между источником и удаленным стоком тепла [5]. К числу таких компонентов относятся центральные и графические процессоры в компьютерах, тиристоры, лазеры, светодиоды и термоэлектрические модули. Они могут рассеивать до 300 Вт и более с поверхности, величина которой обычно варьируется в пределах от 10 до 20 см² с тенденцией на увеличение до 30 см² и более. Считается, что КТТ с плоскими испарителями лучше адаптированы к системам охлаждения таких объектов, которые в большинстве случаев имеют плоскую термоконтактную поверхность. Максимальная допустимая температура на этой поверхности не должна превышать, как правило, 70-90°C, при том что температура среды (жидкости или воздуха), в которую идет сброс тепла, находится обычно на уровне не ниже 40° C. Плоские испарители, в свою очередь, подразделяются на испарители с продольной и встречной подпиткой теплоносителем зоны испарения [6].

Эффективность КТТ в системах охлаждения определяется их способностью не допустить перегрева охлаждаемого объекта выше определенного верхнего значения температуры при максимальной тепловой нагрузке и заданных внешних условиях, включая условия отвода тепла от конденсатора. С этой точки зрения важной тепловой характеристикой устройства является его термическое сопротивление, которое рассчитывается по формуле

$$R_{\rm KTT} = \frac{(T_{\rm M} - T_{\rm K})}{Q},$$

где T_{μ} — температура стенки испарителя в зоне нагрева, °С; T_{κ} — средняя температура конденсатора, °С; Q — тепловая нагрузка от источника тепла, Вт. Термическое сопротивление КТТ является суммой термических сопротивлений испарителя и конденсатора:

$$R_{\rm ktt} = R_{\mu} + R_{\kappa} = \frac{(T_{\mu} - T_{\rm np})}{Q} + \frac{(T_{\rm np} - T_{\kappa})}{Q},$$

где $T_{\rm пp}$ – температура пара, °С; $R_{\rm u}$ – термическое сопротивление испарителя, °С/Вт; $R_{\rm k}$ – термическое сопротивление конденсатора, °С/Вт. Чем меньше значения этих характеристик, тем эффективнее устройство. Следует отметить также, что весьма существенным преимуществом КТТ как элемента системы охлаждения является возможность их сложной трассировки при размещении в стесненных условиях, а также для равномерного распределения тепла по большой поверхности стока тепла. Последнее является практически весьма важным особенно при радиационном или свободно-конвективном сбросе тепла во внешнюю среду.

Испарители с продольной подпиткой могут быть сделаны более тонкими, но при этом они в большинстве случаев являются более вытянутыми. К ним, например, относится медный прямоугольный испаритель толщиной 7 мм с площадью активной зоны 12.25 см². При испытаниях в составе КТТ с водой в качестве теплоносителя с источником тепла, имеющим греющую поверхность 6.25 см², испаритель имел минимальное термическое сопротивление 0.068°С/Вт при максимальной тепловой нагрузке 500 Вт. Температура источника тепла при этом была равна 91.2°С [7]. Еще одним характерным примером является плоскоовальный медный испаритель толщиной 8 мм с площадью активной зоны 14 см², который также испытывался в составе водяной КТТ с источником тепла, греющая поверхность которого составляла 8 см². При максимальной тепловой нагрузке 130 Вт температура источника тепла была равна 102°С [8]. В работе [9] представлены результаты испытаний медь-вогреющей поверхностью 9 см² Температура источника тепла была равна 90°С при тепловой нагрузке 620 Вт, при которой термическое сопротивление испарителя составляло 0.015°С/Вт. В [10] продемонстрированы результаты испытаний плоскоовального испарителя толщиной 10 мм в составе мелной КТТ с источником тепла 16 см². В качестве теплоносителя использовался метанол. Температура источника тепла 90°С достигалась при тепловой нагрузке 340 Вт, когда термическое сопротивление испарителя составляло 0.017°C/Вт.

дяной КТТ с плоскоовальным плоским испари-

телем толшиной 7 мм и активной зоной 10.24 см².

Испытания проводились с источником тепла с

Испарители со встречной подпиткой имеют относительно большую толщину, но они более компактны по сравнению с испарителями с продольной подпиткой при одинаковой с ними площади активной зоны. Такие испарители могут иметь как дискообразную, так и прямоугольную форму. В работах [11, 12], в частности, представлены результаты испытаний водяной КТТ с дискообразными медными испарителями толщиной 10 мм и диаметром 30 мм, снабженными никелевым фитилем. При испытаниях использовались источники тепла с площадью греющей поверхности 6.25 и 3.75 см². Максимальная тепловая нагрузка составляла 70 Вт, температура источника при этом была равна 100 и 99.6°С соответственно. Минимальная величина термического сопротивления испарителя с источником тепла 3.75 см² составляла 0.06°С/Вт. В работе [13] рассматриваются результаты испытаний КТТ из нержавеющей стали, снабженной дискообразным испарителем диаметром 40 мм, толщиной 18 мм с никелевым фитилем, с активной зоной 12.56 см². В качестве теплоносителя использовался аммиак. С источником тепла 16 см² минимальное значение термического сопротивления составило 0.067°C/Вт при тепловой нагрузке 220 Вт. Температура источника тепла при этом находилась на уровне, близком к 60°С. Авторы работы [14] представили результаты испытаний медь-водяной КТТ, снабженной плоским прямоугольным испарителем толщиной 15 мм с площадью активной зоны 9 см². При максимальной тепловой нагрузке 628 Вт температура на греющей поверхности источника тепла с площадью 6.25 см^2 составляла 98°C , а соответствующее термическое сопротивление испарителя равно 0.018°C/Вт. Необходимо отметить, что в отличие от результатов, полученных другими упомянутыми здесь авторами, которые испытывали устройства при горизонтальном положении, испытания данной КТТ проводились при наиболее благоприятной ориентации, когда она устанавливалась вертикально, а испаритель располагался внизу. Интересными являются также результаты, полученные при испытаниях в таком же положении водяной КТТ с плоским дискообразным испарителем диаметром 46 мм, снабженным никелевым фитилем. Корпус испарителя изготовлен из нержавеюшей стали с медным основанием толщиной 3 мм. Температура на термоконтактной поверхности испарителя 100°C с источником тепла 9 см² достигалась при тепловой нагрузке 180 Вт. Термическое сопротивление испарителя при этом было равно 0.067°C/Bt [15].

Анализ результатов, полученных различными авторами, не позволяет достаточно корректно сравнить эффективность испарителей с различными способами подпитки зоны испарения, поскольку они получены при сильно различающихся условиях и конструктивных параметрах КТТ. На основании этого целью данной работы являются разработка КТТ с плоскими испарителями с различным способом подпитки зоны испарения. имеюшими сопоставимые конструктивные параметры, и сравнение экспериментальным путем их тепловых характеристик, полученных при одинаковых условиях.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Для реализации указанной цели разработаны две КТТ, снабженные плоскоовальным испарителем (ПО) с продольной подпиткой зоны испарения и дискообразным испарителем (ДО) со встречной подпиткой. Принципиальная схема испарителей представлена на рис. 2. Внешний вид экспериментальных КТТ с такими испарителями показан на рис. 3.

КТТ с плоскоовальным испарителем полностью изготовлена из меди, включая фитиль. У КТТ с дискообразным испарителем последний имел плоское медное основание, через которое подводилось тепло, а остальная часть испарителя выполнена из нержавеющей стали. Оба устройства имели трубчатые конденсаторы, сопряженные с медными пластинами, которые выполняли роль интерфейсов. В качестве теплоносителя в КТТ использовалась дистиллированная вода. Основные конструктивные параметры устройств представлены в таблице.

Здесь следует отметить, что активная зона испарителей, где могут размещаться источники тепла, практически одинакова, а ее площадь является достаточной, чтобы соответствовать охлаждаемым объектам с греющей поверхностью до 30 см². Это позволяет более корректно провести сравнение термического сопротивления испарителей, которое также зависит от размеров активной зоны.

МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

Все испытания проводились при горизонтальном положении КТТ и испарителей. Тепло к последним подводилось снизу от источника тепла, в





Пароотводные каналы Фитиль Паровой коллектор

Рис. 2. Принципиальная схема плоских испарителей с продольной (а) и встречной (б) подпиткой зоны испарения.

качестве которого использовался медный прямоугольный блок с размерами 40 × 40 × 10 мм³, снабженный тремя нагревательными картриджами общей мощностью 900 Вт. Площадь греющей поверхности источника тепла составляла 16 см². Для обеспечения надежного теплового контакта между ним и активной зоной испарителя использовалась паста КПТ-8. Тепловая нагрузка, подводимая к испарителю, изменялась ступенчато с помощью лабораторного автотрансформатора. Величина тепловой нагрузки ограничивалась максимальной мошностью источника тепла либо температурой пара 100°С. Измерение величины тепловой нагрузки производилось цифровым ваттметром с точностью не ниже ±0.33%. Стоком тепла служил плоский проточный теплообменник, к которому прижимались интерфейсы конденсаторов. Через теплообменник с помощью рециркуляционного термостата прокачивалась вода с температурой 40°С и расходом 4 л/мин. Для измерения температуры использовались медь-константановые термопары "OMEGA" TT-T-30 с диаметром термоэлектродов 0.2 мм. Температура T_н измерялась на термоконтактной (греющей) поверхности источника тепла, T_{μ} – на стенке испарителя в центре зоны нагрева, T_{μ} , T_{κ} , $T_{\kappa \pi}$ – соответственно на стенках паропровода, конденсатопровода и компенсационной полости, а также в четырех точках на конденсаторе, по которым рассчитывалась его средняя температура Т_к. Регистрация и запись показаний термопар осуществлялась прибором сбора и обработки показаний "Agilent 34970A",



Рис. 3. Внешний вид КТТ с плоскоовальным (а) и дискообразным (б) испарителями.

сопряженным с персональным компьютером. Точность измерений составляла $\pm 0.1^{\circ}$ С. Схема размещения термопар представлена на рис. 4.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 5 представлена зависимость рабочей температуры КТТ с испарителями ПО и ДО от величины тепловой нагрузки. По сути, эти данные можно рассматривать как температурное поле,



Рис. 4. Схема размещения термопар: (а) $- \Pi O$, (б) $- \Box O$.

Основные конструктивные параметры КТТ

Vanaumanuamuua	Значение			
характеристика	ПО	ДО		
	Испаритель	•		
Длина, мм	110	-		
Диаметр, мм	_	67		
Толщина, мм	10	37.5		
Ширина, мм	61	_		
Толщина теплоприемной стенки, мм	1	3		
Площадь активной зоны, см ²	27	26.5		
	Конденсатор	1		
Длина, мм	260	310		
Наружный/внутренний диаметр, мм	6/5	6/5		
Интерфейс конденсатора д × ш × т, мм ³	$100 \times 75 \times 4$	$100 \times 120 \times 2$		
	Паропровод			
Длина, мм	330	240		
Наружный/внутренний диаметр, мм	6/5	6/5		
	Конденсатопровод			
Длина, мм	527	345		
Наружный/внутренний диаметр, мм	4/3	4/3		
	Фитиль			
Пробойный радиус пор, мкм	31	27		
Пористость, %	54	40		
Материал	Медь	Медь		

которое демонстрирует распределение температуры в наиболее характерных точках устройства.

Видно, что качественных различий между температурными полями устройств нет, однако общий уровень у КТТ с испарителем ПО несколько ниже. Для более наглядного сравнения можно обратиться к графику на рис. 6, где отдельно показана зависимость от тепловой нагрузки наиболее представительной температуры КТТ, которой является температура стенки испарителя.

Можно отметить, что при тепловой нагрузке до 250 Вт температура испарителей различается несущественно. С дальнейшим увеличением нагрузки температура испарителя ПО становится заметно ниже, и максимальная разница в 17.2°С достигается при нагрузке 800 Вт, которая является предельно допустимой для испарителя ДО. Соответственно, изменяется и температура источника тепла, моделирующего охлаждаемый объект, как показано на рис. 7.

Полученные результаты позволяют сделать практически важные выводы. Указанный выше диапазон максимальной температуры электронных компонентов от 70 до 90°С может быть обеспечен КТТ с испарителем ПО при тепловой на-

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 Nº 3

грузке от 300 до 530 Вт соответственно. Для КТТ с испарителем ДО эта нагрузка находится в пределах от 230 до 420 Вт. Такая разница температур испарителей обусловлена, прежде всего, различием их термического сопротивления, зависимость которого от тепловой нагрузки показана на рис. 8.

Термическое сопротивление испарителя зависит от теплопроводности и толщины его стенки, через которую подводится тепло, а также от теплопроводности и структурных характеристик фитиля. В свою очередь, эти параметры определяют величину коэффициента теплопередачи, с которым термическое сопротивление связано формулой

$$R_{\rm M} = \frac{1}{K_{\rm M}F}$$

где К_и – коэффициент теплопередачи от нагреваемой стенки испарителя к теплоносителю на линии насыщения, $BT/(M^2 \circ C)$; F - площадь нагрева, м². Коэффициент теплопередачи можно рассчитать по формуле, все члены которой определялись экспериментально:

$$K_{\rm m}=\frac{Q}{F}(T_{\rm m}-T_{\rm m}).$$

2022



Рис. 5. Зависимость рабочей температуры КТТ от тепловой нагрузки для испарителя ПО (а) и испарителя ДО (б): $1 - T_{\rm H}, 2 - T_{\rm H}, 3 - T_{\rm K}, 4 - T_{\rm II}$.

На рис. 9 представлена зависимость коэффициента теплопередачи от тепловой нагрузки.

Поведение коэффициента теплопередачи вполне адекватно отражает зависимость термического сопротивления от тепловой нагрузки (рис. 8), согласно которой очевидно, что даже при максимальной нагрузке 900 Вт величина сопротивления 0.021°C/Вт для испарителя ПО не является минимальной. Данные значения соответствуют коэффициенту теплопередачи 29760 Вт/(м² °С). Минимальное значение термического сопротивления испарителя ДО, равное 0.033°C/Вт, достигается уже при тепловой нагрузке 500 Вт и не меняется до максимальной величины 800 Вт, которая ограничена температурой пара 100°С. Можно предположить, что теплообмен в испарителе ДО приближается к кризису, тогда как для испарителя ПО признаков этого не наблюдается. Такую разницу термических сопротивлений испарителей можно объяснить тем, что у испарителя ДО толщина стенки на 2 мм больше, а пористость и размер пор фитиля меньше соответственно на 14% и 4 мкм. Последние характеристики существенно влияют на проницаемость фитиля, которая в значительной степени отвечает за теплообмен в зоне испарения. Указанные различия в конструкционных параметрах испарителей ПО и ДО обусловлены различной технологией их изготовления. Вместе



Рис. 6. Зависимость температуры испарителей ПО (*1*) и ДО (*2*) от тепловой нагрузки.

с тем следует отметить, что при тепловых нагрузках до 250 Вт термическое сопротивление испарителя ДО оказалось существенно ниже. Сопротивление испарителя ПО сравнялось с ним на уровне 0.035°C/Вт только при нагрузке 300 Вт.

На рис. 10 представлена зависимость термического сопротивления КТТ с испарителями ПО и ДО от тепловой нагрузки.

На величину термического сопротивления устройств в целом наибольшее влияние оказали сопротивления испарителей, поскольку сопротивления конденсаторов различались незначительно. Это нашло свое отражение в поведении термического сопротивления КТТ в зависимости от тепловой нагрузки. Его минимальное значение с испарителем ПО, равное 0.036°C/Вт, также достиг-



Рис. 7. Зависимость температуры источника тепла от тепловой нагрузки: *1* – ПО, *2* – ДО.



Рис. 8. Зависимость термического сопротивления испарителей от тепловой нагрузки: *I* – ПО, *2* – ДО.

нуто при нагрузке 900 Вт, а с испарителем ДО оно составило 0.054°C/Вт при 800 Вт. Также более низкое сопротивление КТТ с испарителем ДО отмечено и при тепловых нагрузках до 250 Вт.

ПРИМЕНЕНИЕ КТТ В СИСТЕМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ

Наиболее эффективным является применение КТТ в системах охлаждения с удаленным стоком тепла, который можно размещать там, где имеется достаточно большое пространство. Тогда появ-



Рис. 9. Зависимость коэффициента теплопередачи от тепловой нагрузки: *1* – ПО, *2* – ДО.



Рис. 10. Зависимость термического сопротивления КТТ от тепловой нагрузки: *1* – ПО, *2* – ДО.

ляется возможность использовать радиаторы с более развитой поверхностью, обдуваемые вентилятором или работающие в условиях свободной конвекции. В последнем случае реализуется способность КТТ равномерно распределять тепло по большой поверхности основания радиатора. Таким образом, система охлаждения становится полностью пассивной, поскольку не требуется дополни-



Рис. 11. КТТ в системах охлаждения компьютерных серверов.

тельной энергии для питания вентиляторов. Кроме того, такая система является более надежной и удобной в эксплуатации. На рис. 11а в качестве примера показан компьютерный сервер, в котором использована пассивная система охлаждения с КТТ, снабженная плоским дискообразным испарителем. Такая система обеспечивает нормальный температурный режим процессора, рассеивающего при максимальной нагрузке 70 Вт. Здесь же показан сервер (рис. 11б), в котором две КТТ с плоскоовальными испарителями используются для отвода тепла от 105-ваттных центральных процессоров к удаленным радиаторам, расположенным на периферии шасси.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны медь-водяные контурные тепловые трубы с плоскоовальным и дискообразным испарителем, предназначенные для систем охлаждения объектов с греющей поверхностью до 30 см². К таким объектам, в частности, относятся центральные и графические процессоры, используемые в компьютерной технике. Экспериментальные исследования устройств показали, что они имеют сопоставимые тепловые характеристики. КТТ с плоскоовальным испарителем продемонстрировала способность обеспечить максимально допустимую температуру охлаждаемых объектов, рассеивающих от 300 до 520 Вт в актуальном диапазоне 70-90°С соответственно. Для КТТ с дискообразным испарителем значения располагаются в диапазоне 230-420 Вт. Более высокая мощность КТТ с плоскоовальным испарителем обусловлена более низким термическим сопротивлением последнего при высоких тепловых нагрузках. Однако выбор для практического использования того или другого устройства должен определяться не только его мощностью, но и размерами пространства, доступного для размещения испарителей, имеющих различные геометрические параметры при одинаковой величине активной зоны. Указанные тепловые характеристики КТТ, полученные при температуре стока тепла 40°С, позволяют предположить, что даже при более высокой температуре последнего (вполне вероятной в реальных условиях) они способны поддерживать рабочую температуру охлаждаемых объектов в достаточно широком диапазоне тепловых нагрузок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Майданик Ю.Ф., Ферштатер Ю.Г., Пастухов В.Г. Контурные тепловые трубы: разработка, исследование, элементы инженерного расчета // Науч. докл. Уральск. отд. АН СССР. Свердловск, 1989. С. 51.
- Maydanik Yu.F. Loop Heat Pipes // Appl. Therm. Eng. 2005. V. 25. № 5–6. P. 635.
- 3. *Москвин Ю.В., Филиппов Ю.Н.* Тепловые трубы // ТВТ. 1969. Т. 7. № 4. С. 766.
- 4. Дан П.Д., Рей Д.А. Тепловые трубы. М.: Энергия, 1976. 272 с.
- 5. *Майданик Ю.Ф*. Контурные тепловые трубы высокоэффективные теплопередающие устройства для систем охлаждения электроники // Электроника. 2017. № 6. С. 122.
- 6. *Maydanik Yu.F., Chernysheva M.A., Pastukhov V.G.* Review: Loop Heat Pipes with Flat Evaporators // Appl. Therm. Eng. 2014. V. 67. № 1–2. P. 294.
- Zhou G., Li J. Two-phase Flow Characteristics of a High Performance Loop Heat Pipe with Flat Evaporator under Gravity // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 117. P. 1063.
- Wang S., Huo J., Zhang X., Lin Z. Experimental Study on Operating Parameters of Miniature Loop Heat Pipe with Flat Evaporator // Appl. Therm. Eng. 2012. V. 40. P. 318.
- 9. *Maydanik Yu., Vershinin S.* Development and Investigation of Copper-water LHP with High Operating Characteristics // Heat Pipe Sci. Technol. 2010. V. 1. № 2. P. 151.
- 10. *Maydanik Yu., Chernysheva M., Vershinin S.* High-capacity Loop Heat Pipe with Flat Evaporator for Efficient Cooling Systems // J. Thermophys. Heat Transfer. 2020. V. 34. № 5. P. 1.
- 11. Singh R., Akbarzadeh A., Mochizuki M. Operational Characteristics of a Miniature Loop Heat Pipe with Flat Evaporator // Int. J. Therm. Sci. 2008. V. 47. № 11. P. 1504.
- 12. Singh R., Akbarzadeh A., Dixon C., Mochizuki M., Riehl R.R. Miniature Loop Heat Pipe with Flat Evaporator for Cooling Computer CPU // IEEE Trans. Compon., Packag., Manuf. Technol. 2007. V. 30. № 1. P. 42.
- Maydanik Yu.F., Vershinin S.V., Chernysheva M.A. Experimental Study of an Ammonia Loop Heat Pipe with a Flat Disk-shaped Evaporator Using a Bimetal Wall // Appl. Therm. Eng. 2017. V. 126. P. 643.
- 14. *Li J., Wang D., Bud Peterson G.P.* A Compact Loop Heat Pipe with Flat Square Evaporator for High Power Chip Cooling // IEEE Trans. Compon., Packag., Manuf. Technol. 2011. V. 1. № 4. P. 519.
- 15. *Choi J., Sung B., Kim C., Borca-Tasciuc D.-A.* Interface Engineering to Enhance Thermal Contact Conductance of Evaporators in Miniature Loop Heat Pipe Systems // Appl. Therm. Eng. 2013. V. 60. № 1–2. P. 371.

УДК 532.529

ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА ДВУХФАЗНЫМ ПОТОКОМ

© 2022 г. А. Ю. Вараксин^{1, 2,} *, А. А. Желебовский^{1, 2}, А. А. Мочалов^{1, 2}

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

**E-mail: varaksin_a@mail.ru* Поступила в редакцию 27.10.2021 г. После доработки 18.01.2022 г. Принята к публикации 15.02.2022 г.

Приводятся результаты измерения полей концентрации твердых частиц в окрестности лобовой точки цилиндрического тела с плоским торцом. Восстановление полей концентрации частиц проводилось на основе идентификации их изображений, получаемых путем фотофиксации при малой выдержке. Эксперименты выявили эффект роста концентрации частиц вблизи поверхности тела, который проявлялся сильнее с увеличением локальной концентрации частиц в набегающем потоке. Проанализированы механизмы роста концентрации частиц при обтекании тел потоками, содержащими частицы.

DOI: 10.31857/S0040364422010100

введение

Проблема взаимодействия двухфазных потоков с обтекаемыми телами возникла в связи с изучением движения различных летательных аппаратов в атмосфере [1, 2], содержащей твердые грунтопылевые образования, дождевые капли и т.п. Газотурбинные двигатели (ГТД) часто используются в условиях, когда элементы проточной части подвержены повреждениям из-за частиц песка или пыли. На сегодняшний день известно много механизмов деградации [3], связанных с присутствием дисперсной фазы как во входящем воздухе, так и в продуктах сгорания. Вот лишь некоторые из них: эрозия из-за истирания материала вследствие ударов частиц; коррозия вследствие примесей и топливных присадок; горячая коррозия из-за химического реагирования продуктов сгорания, минеральных кислот и солей; изменение геометрии лопаток и проточной части вследствие налипания частиц на обтекаемые поверхности; повреждения посторонними предметами, попадающими через воздухозаборник и др.

Имеется большое количество работ, в которых изучались различные аспекты воздействия частиц на лопатки компрессоров и турбин ГТД. Например, в [4] исследовано воздействие частиц оксида алюминия при скоростях до 145 м/с и углах столкновений 30° и 90° на эрозионную стойкость нанослойных покрытий, нанесенных на подложки различных сплавов, моделирующих лопатки ГТД. В [5] представлены результаты экспериментального исследования лопатки компрессора марки ЭИ-961, подверженной эрозии частицами абразивного порошка различных размеров. Эрозионная стойкость оценивалась измерением уменьшения массы образца и изменением шероховатости поверхности вследствие воздействия частиц. Изучение высокоскоростной эрозии лопатки компрессора первой ступени ГТД в условиях коррозионной среды после длительной эксплуатации на суше выполнено в [6]. Найдено, что процессы эрозии и наличие коррозионных ямок вызывают значительное сокращение времени зарождения трещины, приводящей к поломке лопатки. В [7] численно моделировалась динамика движения твердых пылевых частиц в проточной части осевого компрессора с целью дальнейшего использования результатов для испытаний вновь созданных материалов и покрытий лопаток ГТД на эрозионную стойкость.

В связи с интенсивным развитием возобновляемых источников энергии во всем мире в последние годы большое внимание уделяется проблеме эрозионной стойкости лопастей ветряных турбин [8] к воздействию песка, града, дождя, а также насекомых и птиц. В [9] развита модель эрозии лопастей ветряных турбин, учитывающая влияние скорости ветра и размера частиц на интенсивность эрозии, что позволяет рассчитывать воздействие четырех возможных разновидностей осадков: дождя, снегопада, морских брызг и тумана. Негативное влияние ветра и дождя на интенсивность эрозионного разрушения лопастей ветряных турбин изучено также в работах [10, 11].

Во многих отраслях промышленности при транспортировке двухфазных сред (например, сланцевого газа) имеется проблема износа тру-

бопроводного оборудования, особенно актуальная в местах изгибов [12, 13], сочленения труб [14] и расположения задвижек [15, 16].

В последние годы интенсивно проводятся исследования взаимодействия высокоскоростных (сверх- и гиперзвуковых) двухфазных потоков с различными летательными аппаратами. Наибольшее количество вопросов вызывает интенсификация теплообмена и теплоэрозионного воздействия при обтекании тел двухфазными потоками с частицами крупных размеров, которые практически не тормозятся в ударном слое. В [17-22] представлены результаты численного моделирования газодинамического взаимодействия одиночной высокоинерционной частицы с ударным слоем, а также роли коллективных эффектов, включая межчастичные столкновения. Детальным образом проанализирована эволюция ударно-волнового и вихревых течений, возникающих при переходе отраженной от обтекаемой поверхности частицы через головную ударную волну.

Для создания и тестирования математических моделей, описывающих сложный процесс теплоэрозионного воздействия частиц или капель на обтекаемые тела, необходимо знание параметров дисперсной фазы (прежде всего, скорости и концентрации) вблизи поверхностей. Влияние частиц различной инерционности (макро-, микрои наночастиц) на структуру турбулентности несущего газа рассмотрено в работах [23, 24].

Целью настоящей работы является изучение распределения частиц в окрестности лобовой точки модели с плоским торцом, а также анализ возможных механизмов роста их концентрации.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка включает в себя вертикальный рабочий участок длиной 1000 мм, выполненный из органического стекла и имеющий квадратное сечение со стороной 100 мм. На входе в рабочий участок находится канал длиной 850 мм, представляющий собой трубу с внутренним диаметром 100 мм. С целью подавления отрывных явлений в канале имеется осесимметричный входной участок длиной 175 мм, спрофилированный по лемнискате Бернулли. Внутри входного участка на оси симметрии канала находится питатель цилиндрической формы, посредством которого в воздушный поток подаются частицы (стеклянные микросферы). В нижней части питателя имеется отверстие, диаметр которого определяет величину массового расхода дисперсной фазы. Непосредственно перед проведением эксперимента питатель заполняется стеклянными микросферами. Расстояние от места ввода частиц до поверхности обтекаемого тела составляет 1850 мм.

Основные параметры частиц: физическая плотность – 2550 кг/м³, средний диаметр – 160 мкм,

Основные характеристики экспериментальных режимов

<i>U_c</i> , м/с	<i>V_c</i> , м/с	Re	$\langle M \rangle$
1.5	3.1	10100	0.059
2.1	3.4	14200	0.054
3.2	4.6	21600	0.040

среднеквадратическое отклонение — 18 мкм. Для описываемой серии экспериментов использовалось отверстие питателя, обеспечивающее массовый расход частиц, равный 2.2 г/с.

Рабочий участок соединен с выходным каналом, к которому через гибкую гофру присоединен уловитель частиц циклонного типа. Уловитель частиц соединен с вентилятором, обеспечивающим изменение скорости нисходящего потока на оси рабочего участка.

Эксперименты проводились при трех значениях скорости несущей фазы (на оси канала): $U_c = 1.5, 2.1, 3.2$ м/с. Скорость измерялась с использованием метода PIV при отсутствии частиц в канале. Соответствующие числа Рейнольдса: Re = 10100, 14200 и 21600. Основные характеристики экспериментальных режимов приведены в таблице.

Схема течения воздуха с частицами показана на рис. 1. Центр прямоугольной системы координат x-y находится в лобовой точке цилиндрического тела с плоским торцом (диаметр тела — 15.6 мм). Ось x направлена вверх по потоку.

В качестве источника освещения окрестности обтекаемого тела использовался непрерывный лазер с длиной волны 532 нм, луч которого при помо-



Рис. 1. Схема обтекания тела двухфазным потоком: *1* – частицы, *2* – обтекаемое тело, *3* – стенка канала.

щи оптической призмы развернут в плоскость с углом раскрытия 42°. Проводилась высокоскоростная съемка исследуемой области при помощи монохромной камеры Evercam F 1500-32-М (Россия) с объективом Зенитар 1.2/50s (Россия). Время выдержки каждого кадра составляло 160 мкс, что обеспечивало приемлемое значение перемещения частиц в кадре для их программной идентификации. Интервал между кадрами для определения полей концентрации составлял 0.05 с. В ходе эксперимента были получены и обработаны 8000 изображений для каждого из рассматриваемых случаев.

Измерения средней скорости частиц проводились для каждого из исследуемых режимов течения (таблица) непосредственно вблизи оси канала в отсутствие обтекаемого тела и выполнялись по получаемой последовательности кадров (частота съемки равна 1500 кадр/с). Полученные скорости частиц в области размещения модели составляли $V_c = 3.1, 3.4, 4.6$ м/с.

Зная массовый расход частиц и их скорости, легко определить среднюю (по сечению канала) массовую концентрацию $\langle M \rangle = 0.059, 0.054, 0.040$ при скоростях воздуха $U_c = 1.5, 2.1, 3.2$ м/с соответственно. Полученным значениям массовой концентрации соответствуют следующие значения средних (по сечению) объемных концентраций: $\langle \Phi \rangle = 2.8 \times 10^{-5}, 2.5 \times 10^{-5}, 1.9 \times 10^{-5}$.

МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Для восстановления полей концентрации необходимо определить положения частиц в кадре, для чего применялся программный код обработки изображений, написанный на Python 3.8, с использованием библиотек OpenCV и NumPy [25].

Во-первых, кадры проходят предварительную подготовку, которая заключается в кадрировании по области интереса и тоновой коррекции. Вовторых, определяется фоновое изображение по минимальному значению яркости каждого пикселя по всему набору монохромных изображений. Затем фоновое изображение попиксельно вычитается из исходного набора кадров. Этот шаг необходим для исключения из области интереса стационарных объектов (обтекаемого тела, деталей канала, неравномерности фона), которые могут ложно определяться в качестве частиц. В-третьих, к каждому кадру из набора применяется размытие по Гауссу. Это требуется для того, чтобы исключить данные о частицах, которые находятся на границе лазерного ножа, но их яркости недостаточно для достоверной идентификации. Затем к кадру применяется оператор Дж.Ф. Кэнни (J.F. Canny) для определения границ частиц. Незамкнутые контуры границ удаляются. В-четвертых, по изображениям с замкнутым контуром определяются положения центров частиц в каждом кадре. На заключительном шаге данные о положении центров частиц по всему набору изображений заносятся в таблицу. Каждая ячейка таблицы соответствует некоторой области изображения и хранит данные о количестве попаданий частиц в данную область. При необходимости данные в таблице осредняются по соседним ячейкам. Отметим, что время между кадрами при съемке выбирается таким образом, чтобы зафиксировать положение одной конкретной частицы не более одного раза во избежание появления видимых всплесков концентрации вдоль линии движения этой частицы.

Увеличение пространственного разрешения данного метода возможно за счет использования более крупной выборки кадров (например, при скорости потока воздуха на оси 1.5 м/с в каждом кадре определяется в среднем по 47 частицам). Увеличение скорости частиц в канале при неизменном их расходе ведет к уменьшению концентрации, что снижает количество данных об их положении.

Пересчет распределения частиц в плоскости измерений в объемную концентрацию проводился путем нормирования с учетом известного расхода дисперсной фазы через поперечное сечение канала. Массовая концентрация определялась из объемной с учетом отношения плотностей фаз.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Распределения массовой концентрации частиц по сечению канала в отсутствие тела для разных скоростей несущего воздуха представлены на рис. 2. Распределение частиц по сечению канала неоднородно. Так, в осевой зоне канала локальная концентрация частиц превышает, а вблизи стенки канала становится ниже ее среднего значения $\langle M \rangle$ (см. таблицу). Это связано с тем, что введение частиц в поток осуществляется в осевой зоне, а длина рабочего



Рис. 2. Распределения массовой концентрации частиц в поперечном сечении канала (обтекаемое тело отсутствует): $1 - U_c = 1.5$ м/с, 2 - 2.1, 3 - 3.2.

участка недостаточна для того, чтобы турбулентный поток воздуха успел выровнять поле концентрации частиц по всему сечению. Несмотря на данное обстоятельство, в описываемых экспериментах достигалось условие гидродинамической стабилизации двухфазного нисходящего потока, заключающееся в завершении разгона частиц на длине рабочего участка (см. таблицу). Неоднородный профиль концентрации играл положительную роль, так как необходимо было отработать методику восстановления поля концентрации частиц по их изображениям на кадрах.

С ростом скорости несущего воздуха неоднородность распределения частиц по сечению снижалась. По-видимому, это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, средняя (по сечению) концентрация частиц $\langle M \rangle$ снижалась с ростом скорости воздуха (см. таблицу). Во-вторых, увеличение интенсивности турбулентных пульсаций скорости воздуха с ростом числа Рейнольдса приводило к более активному "размытию" частиц и формированию более однородного профиля их концентрации.

Эксперименты позволили определить значения концентрации частиц на оси канала (y = 0) в невозмущенном присутствием тела потоке. Они равны $M_0 = 0.14, 0.12, 0.07$ для скоростей несущего воздуха $U_c = 1.5, 2.1, 3.2$ м/с.

Распределения относительной массовой концентрации частиц вдоль оси канала в окрестности лобовой точки тела представлены на рис. 3. Концентрация частиц существенно возрастает по мере приближения к телу для всех скоростей несущего воздуха. Максимальных значений концентрация частиц достигала в непосредственной близости к его поверхности (x = 3 мм). Они равны $M/M_0 = 6.5, 4.2, 3.2$ для скоростей несущего воздуха $U_c = 1.5, 2.1, 3.2$ м/с. Отметим, что развитая методика восстановления полей концентра-



Рис. 3. Распределения относительной концентрации частиц вдоль оси потока (y = 0) в окрестности лобовой точки тела: $1 - U_c = 1.5$ м/с, 2 - 2.1, 3 - 3.2.

ции частиц не позволяет измерять концентрацию в непосредственной близости к поверхности обтекаемого тела, так как тело попадает в область осреднения по пикселям.

Известно, что рост концентрации частиц при обтекании тел двухфазными потоками происходит вследствие действия трех основных физических механизмов, а именно 1) торможения частиц вблизи поверхности тела, 2) столкновений частиц с поверхностью тела (появление в потоке отраженных частиц), 3) столкновений падающих и отраженных частиц между собой.

Оценки показали, что в условиях настоящих экспериментов падающие на тело частицы обладают большой инерционностью и практически не изменяют своей скорости в области лобовой точки тела. Соответствующие числа Стокса, характеризующие процесс релаксации скоростей воздушной и дисперсной фаз в окрестности лобовой точки тела, равны $Stk_f = 19, 27, 41$ для скоростей несущего воздуха $U_c = 1.5, 2.1, 3.2$ м/с. Данные значения чисел Стокса свидетельствуют в пользу того, что коэффициент осаждения частиц на тело близок к елинице. Таким образом, основными механизмами, отвечающими за рост концентрации частиц в условиях описываемых экспериментов, являются их столкновения с поверхностью тела и столкновения падающих и отраженных частиц между собой.

Многочисленные исследования двухфазных потоков показали, что столкновительное взаимодействие между частицами начинается при достижении объемной концентрации $\Phi = O(10^{-3})$, значительно превышающей приведенные выше величины. Поэтому ими, казалось бы, можно априори пренебречь. Однако в рассматриваемом случае обтекания тел двухфазными потоками в окрестности лобовой точки могут реализовываться условия для начала межчастичных столкновений при значительно меньших концентрациях [26, 27]. Это связано с тем, что частота столкновений определяется прежде всего величиной относительной скорости сталкивающихся частиц и их локальной концентрацией, которая в окрестности лобовой точки обтекаемого тела может превышать ее значение в набегающем потоке (хотя бы за счет появления отраженных частиц).

Вероятность межчастичных столкновений возрастает с увеличением концентрации, и в свою очередь межчастичные столкновения также приводят к ее увеличению. Таким образом, происходит некое подобие цепной реакции, следствием которой являются наблюдаемые в экспериментах высокие значения локальной концентрации. Так, максимальное значение локальной концентрации при $U_c = 1.5 \text{ м/с и } x = 3 \text{ мм было } M \approx 1.0$, что соответствует $\Phi \approx 5 \times 10^{-4}$. Это значение концентрации

близко к приведенному выше значению объемной концентрации, при котором начинаются столкновения частиц.

Распределения относительной массовой концентрации частиц в поперечном сечении канала на разных расстояниях от лобовой точки тела представлены на рис. 4. Неоднородность профиля концентрации в значительной степени определяется



Рис. 4. Распределения относительной концентрации частиц в поперечном сечении канала на различных расстояниях от тела: (а) – $U_c = 1.5$ м/с, (б) – 2.1, (в) – 3.2; 1 - x = 5 мм, 2 - 10, 3 - 15.

неравномерностью распределения частиц в набегающем (не возмущенном присутствием тела) потоке (см. рис. 2). Градиентность профилей концентрации увеличивается вследствие роста концентрации частиц в окрестности поверхности тела. Протяженность области повышенной концентрации частиц на оси канала превышает 15 мм (рис. 4). Данные рис. 3 говорят о том, что рост концентрации частиц начинается на расстоянии 30 мм при $U_c = 1.5$ м/с и на бо́льших расстояниях при более высоких скоростях несущего потока. Это связано с наличием в потоке отраженных частиц, которые с ростом скорости потока проникают на все большие расстояния вверх по потоку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты измерения полей концентрации твердых частиц в окрестности лобовой точки цилиндрического тела с плоским торцом, обтекаемым двухфазным потоком. Восстановление полей концентрации частиц проводилось на основе разработанного алгоритма идентификации их изображений, получаемых путем фотофиксации при короткой выдержке. Проведенные эксперименты выявили эффект роста концентрации частиц вблизи поверхности тела (до 6.5 раз). Данный эффект проявлялся сильнее с увеличением локальной концентрации частиц в набегающем потоке. Показано, что основными механизмами, отвечающими за рост концентрации частиц, являются их столкновения с поверхностью тела и столкновения падающих и отраженных частиц между собой.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-19-00551).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Вараксин А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
- 2. *Вараксин А.Ю*. Двухфазный пограничный слой газа с твердыми частицами // ТВТ. 2020. Т. 58. № 5. С. 789.
- Alqallaf J., Ali N., Teixeira J.A., Addali A. Solid Particles Erosion Behaviour and Protective Coatings for Gas Turbine Compressor Blades – A Review // Processes. 2020. V. 8. № 8. P. 984.
- Reedy M.W., Eden T.J., Potter J.K., Wolfe D.E. Erosion Performance and Characterization of Nanolayer (Ti, Cr)N Hard Coatings for Gas Turbine Engine Compressor Blade Applications // Surfaces and Coatings Technology. 2011. V. 206. № 2–3. P. 464.
- Evstifeev A., Kazarinov N., Petrov Y., Witek L., Bednarz A. Experimental and Theoretical Analysis of Solid Particle Erosion of a Steel Compressor Blade Based on Incubation Time Concept // Eng. Failure Anal. 2018. V. 87. P. 15.
- 6. *Poursaeidi E., Niaei A.M., Lashgari M., Torkashvand K.* Experimental Studies of Erosion and Corrosion Interaction in an Axial Compressor First Stage Rotating

Blade Material // Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc. 2018. V. 124. \mathbb{N} 9. 629.

Enikeev G., Abdulin A., Yanibaev R., Kasatkin A. Analysis of the Particle Motion Dynamics in the Compressor to Accompany Erosion Resistance Testing of Blade Material // 2020 Int. Conf. on Dynamics and Vibroacoustics of Machines (DVM). 16–18 Sept. 2020. Samara, Russia.

https://doi.org/10.1109/DVM49764.2020.9243926

- Nash J.W.K., Zekos I., Stack M.M. Mapping of Meteorological Observations over the Island of Ireland to Enhance the Understanding and Prediction of Rain Erosion in Wind Turbine Blades // Energies. 2021. V. 14. № 15. 4555.
- Prieto R., Karlsson T. A Model to Estimate the Effect of Variables Causing Erosion in Wind Turbine Blades // Wind Energy. 2021. V. 24. № 9. P. 1031.
- Castorrini A., Venturini P., Corsini A., Rispoli F. Machine Learnt Prediction Method for Rain Erosion Damage on Wind Turbine Blades // Wind Energy. 2021. V. 24. № 8. P. 917.
- 11. Verma A.S., Noi S.D., Ren Z., Jiang Z., Teuwen J.J.E. Minimum Leading Edge Protection Application Length to Combat Rain-induced Erosion of Wind Turbine Blades // Energies. 2021. V. 14. № 6. 1629.
- 12. Hong B., Li X., Li Y., Li Y., Yu Y., Wang Y., Gong J., Ai D. Numerical Simulation of Elbow Erosion in Shale Gas Fields under Gas-solid Two-phase Flow // Energies. 2021. V. 14. № 13. 3804.
- 13. Zeng Q., Qi W. Simulation Analysis of Erosion–Corrosion Behaviors of Elbow under Gas-solid Two-phase Flow Conditions // Lubricants. 2020. V. 8. № 9. 92.
- Hu J., Zhang H., Zhang J., Niu S., Cai W. Gas-solid Erosion Wear Characteristics of Two-phase Flow Tee Pipe // Mechanika. 2021. V. 27. № 3. P. 193.
- Ma G., Lin Z., Zhu Z. Investigation of Transient Gassolid Flow Characteristics and Particle Erosion in a Square Gate Valve // Eng. Failure Anal. 2020. V. 118. 104827.
- Lin Z., Sun X.W., Yu T.C., Zhang Y.F., Li Y., Zhu Z.C. Gas-Solid Two-phase Flow and Erosion Calculation of Gate Valve Based on the CFD-DEM Model // Powder Technol. 2020. V. 366. P. 395.

- 17. *Reviznikov D.L., Sposobin A.V., Dombrovsky L.A.* Radiative Heat Transfer from Supersonic Flow with Suspended Polydisperse Particles to a Blunt Body: Effect of Collisions between Particles // Comp. Thermal Sci. 2015. V. 7. № 4. P. 313.
- Dombrovsky L.A., Reviznikov D.L., Sposobin A.V. Radiative Heat Transfer from Supersonic Flow with Suspended Particles to a Blunt Body // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 93. P. 853.
- 19. Ревизников Д.Л., Способин А.В., Сухарев Т.Ю. Численное моделирование обтекания затупленного тела сверхзвуковым полидисперсным потоком // ТВТ. 2017. Т. 55. № 3. С. 418.
- 20. Ревизников Д.Л., Способин А.В., Иванов И.Э. Изменение структуры течения под воздействием высокоинерционной частицы при обтекании тела сверхзвуковым гетерогенным потоком // ТВТ. 2018. Т. 56. № 6. С. 908.
- Reviznikov D.L., Sposobin A.V., Ivanov I.E. Oscillatory Flow Regimes Resulting from the Shock Layer–Particle Interaction // High Temp. 2020. V. 58. № 2. P. 278.
- 22. Ревизников Д.Л., Способин А.В., Иванов И.Э. Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных об осциллирующем течении, индуцированном газодинамическим взаимодействием частицы с ударным слоем // ТВТ. 2020. Т. 58. № 6. С. 901.
- 23. *Вараксин А.Ю*. О влиянии макро-, микро- и наночастиц на турбулентность несущего газа // Докл. РАН. Физика, техн. науки. 2021. Т. 497. № 1. С. 36.
- Вараксин А.Ю. Анализ механизмов влияния макро-, микро- и наночастиц на энергию турбулентности несущего газа // ТВТ. 2021. Т. 59. № 4. С. 527.
- 25. Zhelebovskiy A.A., Mochalov A.A., Varaksin A.Yu. Recovery of Particle Concentration Fields by Two-phase Flow Visualization Around Bodies // Scientific Visualization. 2021. V. 13. № 3. P. 1.
- 26. Вараксин А.Ю. Столкновения частиц и капель в турбулентных двухфазных потоках // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 588.
- Вараксин А.Ю. Двухфазные потоки с твердыми частицами, каплями и пузырями: проблемы и результаты исследований (обзор) // ТВТ. 2020. Т. 58. № 4. С. 646.

УДК 532.329

ДИНАМИКА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ НА ГРАНИЦУ ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ

© 2022 г. И. К. Гималтдинов*, А. С. Родионов**, Е. Ю. Кочанова***

Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия *E-mail: iljas g@mail.ru

E-mail: artrodionov@mail.ru* *E-mail: moto8728@mail.ru* Поступила в редакцию 28.12.2020 г. После доработки 21.09.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

Исследованы процессы отражения и преломления детонационной волны на границе раздела пузырьковой и "чистой" жидкостей в случае, когда граница раздела расположена под углом к фронту детонационной волны. Показано, что при переходе этой границы происходит отражение детонационной волны с последующим увеличением амплитуды, обусловленным переходом волны в акустически более жесткую среду. Выявлена зависимость максимального значения амплитуды давления от угла наклона границы пузырьковая жидкость—"чистая" жидкость. Определено значение угла наклона, соответствующего максимальному давлению.

DOI: 10.31857/S0040364422030097

введение

Пузырьковая среда с химически активным газом в пузырьках является взрывчатым веществом, в котором могут возникать детонационные волны (ДВ) с амплитудой около 10 МПа [1–4]. Несмотря на различия в строении и в физико-химических свойствах систем, волны детонации во всех средах обладают общими признаками: детонация – самоподдерживающийся, автоволновой процесс. Энерговыделение в среде обеспечивает возможность существования самоподдерживающихся волн детонации.

Изучение ДВ в пузырьковых средах представляет интерес как в вопросах обеспечения взрывобезопасности, так и при решении проблем передачи информации в жидкости в виде волн. Кроме этого, в последнее время появились работы, в которых исследуется возможность использования ДВ в импульсно-детонационных водометных движителях [5, 6].

В настоящее время одномерные детонационные волны достаточно подробно изучены и активно рассматриваются двумерные детонационные волны в пузырьковой жидкости.

Исследование взрыва пузырьковой завесы конечных размеров с содержащими горючий газ пузырьками, расположенной в объеме жидкости, под воздействием импульса давления представлено в [7]. Показано, что воздействие на пузырьковую завесу через окружающую "чистую" жидкость, сопровождаемое двумерными и нелинейными эффектами, существенно снижает амплитуду инициирования, способного возбудить детонацию. Численному исследованию динамики формирования и особенности структуры двумерной зоны реакции детонационной волны, распространяющейся в двухслойной пузырьковой среде, в рамках односкоростной модели Иорданского–Когарко посвящена работа [8]. В этой работе в результате математического моделирования установлено, что по двухслойной пузырьковой смеси может распространяться самоподдерживающаяся ДВ, скорость которой меньше, чем в однослойной пузырьковой системе. Получена и проанализирована двумерная структура двухслойной пузырьковой детонации. Показано, что при ширине канала, меньшей характерной длины волны, скорость двухслойной ДВ можно определить из одномерной модели двухкомпонентной пузырьковой смеси.

Задача о детонационной волне, распространяющейся в цилиндрическом столбе химически активной пузырьковой среды, экранируемой от стенок трубы, численно в рамках модели Иорданского—Когарко решена в [9]. Здесь рассчитаны волновая структура зоны реакции и скорость детонации столба пузырьковой жидкости. Установлено, что самоподдерживающаяся волна может распространяться со скоростью, в 1.5–2.5 раза превышающей скорость одномерной пузырьковой детонации. Динамика осесимметричных двумерных детонационных волн в жидкости с пузырьками, когда пузырьки находятся в виде трубчатого кластера в приосевой области трубы и когда они

расположены в виде кольцевого пузырькового слоя, исследована в [10]. Показано, что такие пузырьковые кластеры могут служить волноводом для передачи импульсных сигналов, представляющих собой детонационные солитоны. Установлено, что из-за предварительного поджатия пузырькового кластера детонационными волнами, распространяющимися по "чистой" жидкости, скорость детонационного солитона может значительно возрастать по сравнению со случаем одномерной пузырьковой детонации [10].

Численному исследованию распространения детонационных волн в цилиндрическом канале с внезапным расширением, заполненном пузырьковой жидкостью, посвящена работа [11]. Проанализированы возможные сценарии динамики детонационных волн после их перехода в расширяющуюся часть канала. Установлено влияние объемного содержания горючего газа и геометрических размеров канала на распространение и срыв детонационной волны. Показано, что возможны два режима распространения детонации при переходе детонационной волны в расширяющуюся зону: непрерывное распространение детонации и срыв детонации [11].

Целью данной работы является численное моделирование процесса преломления и отражения детонационной волны на границе раздела пузырьковой и "чистой" жидкостей в случае, когда граница, разделяющая эти среды, расположена под углом к фронту падающей волны.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрен плоский канал, заполненный пузырьковой (газонасыщенной) и "чистой" жидкостью, с границей раздела сред, расположенной под углом φ по длине канала (рис. 1). Полагается, что газовая фаза пузырьковой жидкости является взрывчатой газовой смесью (например, смесь ацетилена с кислородом или гремучий газ). В момент времени t = 0 на границе $x_0 = 0$ инициируется детонационная волна воздействием П-образного импульса протяженностью t_* и амплитудой Δp_0 . Требуется определить динамику волнового процесса в канале при t > 0.



Рис. 1. Схема задачи.

Для описания волнового движения при общих допущениях для пузырьковых жидкостей система макроскопических уравнений масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках записывается в виде

$$\frac{d\rho_{i}}{dt} + \rho_{i}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0 \quad (i = l, g),$$

$$\frac{dn}{dt} + n\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0, \quad \rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p_{l}}{\partial x} = 0,$$

$$\rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_{l}}{\partial y} = 0, \quad \rho = \rho_{g} + \rho_{l}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y}\right), \quad \alpha_{l} + \alpha_{g} = 1,$$

$$\rho_{i} = \rho_{i}^{0}\alpha_{i}, \quad \alpha_{g} = \frac{4}{3}\pi na^{3},$$

где ρ_i^0 , α_i , p_l , n, a – соответственно плотность, объемное содержание *i*-й фазы, давление несущей жидкости, концентрация и радиус пузырьков; u и v – проекции скорости на оси координат x и y соответственно. Нижними индексами i = l, gотмечены параметры жидкой и газовой фаз.

При описании радиального движения полагается, что радиальная скорость состоит из двух слагаемых $w = w_A + w_R$, где w_R определяется из уравнения Рэлея—Ламба, w_A из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиусом *а* в несущей жидкости в акустическом приближении [12]:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = w_R + w_A, a\frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2}w_R^2 + 4v_l\frac{w_R}{a} = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \quad w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}},$$
⁽²⁾

где v_l – вязкость жидкости, C_l – скорость звука в чистой жидкости.

Пусть жидкость является акустически сжимаемой, а газ — калорически совершенным [13], тогда

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 B T_g,$$
 (3)

где B — газовая постоянная. Здесь и далее нижний индекс 0 относится к начальному невозмущенному состоянию.

Для описания интенсивности межфазного теплообмена принята схема, учитывающая скольжение фаз [14]. При учете скольжения фаз полагается, что происходит обновление поверхности пузырька, тепловой поток *q* при этом определяется теплопроводностью жидкости:

$$q = \mathrm{Nu}_{l}\lambda_{l}\frac{T_{g} - T_{0}}{2a}, \quad \frac{T_{g}}{T_{0}} = \frac{p_{g}}{p_{0}}\left(\frac{a}{a_{0}}\right)^{3},$$

$$\mathrm{Nu}_{l} = 0.65\sqrt{\mathrm{Pe}_{l}}, \quad \mathrm{Pe}_{l} = \frac{2a|v_{lg}|}{k_{l}}, \quad k_{l} = \frac{\lambda_{l}}{\rho_{l}^{0}c_{l}}.$$
(4)

Здесь $T_0 = \text{const} - \text{температура жидкости; } p_i -$ давление фаз, Па; v_{lg} – относительная скорость фаз; Nu_i и Pe_i – числа Нуссельта и Пекле для фаз; c_l , λ_l и k_l – теплоемкость, теплопроводность и коэффициент температуропроводности жидкости.

Для определения относительной скорости фаз можно записать следующее уравнение [14, 15]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{lg}}{\partial t} = -2\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - \frac{3}{a}wv_{lg} - \frac{3\mathbf{f}}{2\pi a^3 \rho_l^0},\tag{5}$$

где $\mathbf{v} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$, $\mathbf{v}_{lg} = u_{lg}\mathbf{i} + v_{lg}\mathbf{j}$, \mathbf{i}, \mathbf{j} – орты осей x и y, \mathbf{f} – сила вязкого трения.

Сила вязкого трения принята в виде

_

$$\mathbf{f} = \frac{1}{2} C_D \pi a^3 \mathbf{v}_{lg} | v_{lg} |.$$

Коэффициент сопротивления *C_D* задан в следующем виде:

$$C_D = \begin{cases} \frac{48}{\text{Re}}, & 0 \le \text{Re} < 180, \\ \frac{10^{3/6}}{10^{3/6}}, & \text{Re} > 180, \end{cases} \quad \text{Re} = \frac{2a|v_{lg}|}{v_l}$$

где v₁ — кинематическая вязкость жидкости, Re — число Рейнольдса.

Полагантся, что температура газа внутри пузырьков при достижении некоторого значения T_* мгновенно изменяется на величину ΔT , соответствующую теплотворной способности газа, вследствие чего давление в газе повышается. Физически это соответствует тому, что период индукции химических реакций значительно меньше характерного времени пульсации пузырьков.

В качестве газовой фазы для расчетов принимается ацетилен-кислородная стехиометрическая смесь $C_2H_2 + 2.5O_2$. Такой выбор обусловлен тем, что она использовалась в большинстве экспериментов [1, 2]. В качестве жидкой фазы взят водоглицериновый раствор с массовой долей глицерина 0.5. Для ацетилен-кислородной стехиометрической смеси за температуру воспламенения и добавку к температуре газа приняты следующие значения: $T_* = 1000$, $\Delta T = 3200$ K [16].

Для численного анализа задачи о распространении детонационных волн при переходе через границу пузырькового клина удобнее пользоваться системой уравнений (1)–(5), записанной в лагран-

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

жевых координатах [17]. Это, в частности, связано с тем, что в лагранжевых координатах первоначальные границы неоднородностей остаются неподвижными.

В лагранжевых координатах система уравнений записывается так

Здесь γ – показатель адиабаты для газа, J – якобиан перехода от лагранжевых к эйлеровым переменным.

Система уравнений в лагранжевых координатах решалась численно по явной схеме [17]. Для того чтобы различать области, где произошла детонация, а где нет, вводится индикатор детонации.

НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Условия при t = 0, соответствующие исходному состоянию системы, состоящей из областей однородной газожидкостной смеси и жидкости в канале, разделенных границей с наклоном, записываются следующим образом:

$$u = v = 0, \quad p_l = p_0, \quad p_g = p_0, \quad a = a_0,$$

$$w = 0, \quad T_g = T_0, \quad \rho = \rho_{l_0}^0 (1 - \alpha_{g_0}),$$

$$\alpha_g = \begin{cases} \alpha_{g_0}, (x_0, y_0) \in \Omega_1, \\ 0, (x_0, y_0) \notin \Omega_1, \end{cases}$$

$$\Omega_1 = \begin{cases} 0 \le y_0 \le L_y, \\ 0 \le x_0 \le x_{10} + \frac{y_0}{L_y} (x_{20} - x_{10}). \end{cases}$$

Инициирующее возмущение давления на границе пузырьковой жидкости ($x_0 = 0$) задается в виде П-образного сигнала. Соответствующее граничное условие имеет вид

$$p(t, y_0) = \begin{cases} p_0 + \Delta p_0, & t \le t_* \\ p_0, & t > t_* \end{cases}$$
при $x_0 = 0.$

На границах $y_0 = 0$ и $y_0 = L_y$ расчетной области приняты условия как на жесткой стенке, т.е. равенство нулю нормальной компоненты скорости. На границе $x_0 = L_x$ задается неотражающее граничное условие на основе импедансного соотношения. Схематическая постановка задачи показана на рис. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 представлено распределение давления в прямоугольной области, содержащей пузырьковую зону, граничащую с чистой жидкостью, в моменты времени 2.5, 4.2 и 6.8 мс. Параметры системы: газ – ацетилен-кислородная смесь, жидкость – 50 мас. % водоглицериновый раствор; $p_0 = 0.1 \text{ МПа}, \Delta p_0 = 2 \text{ МПа}, T_0 = 293 \text{ K}, \rho_l^0 = 1130 \text{ кг/м}^3, v_l = 6 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}, c_l = 3.3 \text{ кДж/(кг K)}, \lambda_l = 0.42 \text{ Br/(м K)}, C_l = 1700 \text{ м/c}, \rho_g^0 = 1.29 \text{ кг/м}^3, \lambda_g = 2.6 \times 10^{-2} \text{ Br/(м K)}, \alpha_{g0} = 0.01, a_0 = 1.25 \text{ мм}, \gamma = 1.36, L_x = 1.2 \text{ м}, L_y = 0.5 \text{ м}, x_{10} = 0.2 \text{ м}, x_{20} = 0.49 \text{ м}, \varphi = 60^{\circ}.$

Известно [1, 2], что при воздействии граничным давлением порядка 2 МПа на пузырьковую жидкость, газовая фаза которой является взрывчатым газом, могут инициироваться детонационные волны амплитудой порядка 10 МПа. На рис. 2 представлена эпюра сформировавшейся детонационной волны под воздействием П-образного



Рис. 2. Эпюры давления для моментов времени 2.5 (а); 4.2 (б), (в); 6.8 мс (г), (д); (в), (д) – система изобар и поля скоростей.

граничного давления. ДВ имеет вид уединенной волны — солитона, амплитуда которой достигает 10.0 МПа.



Рис. 3. Зависимость максимального давления от объемного содержания пузырьков при разных углах наклона φ границы пузырьковая жидкость–чистая жидкость: $1 - \varphi = 30^\circ$, $2 - 45^\circ$, $3 - 60^\circ$, $4 - 90^\circ$.

Когда детонационный солитон достигает границы раздела пузырьковая жидкость-чистая жидкость, происходит преломление этой волны в область чистой жидкости и частичное отражение в пузырьковую жидкость. Пузырьковая жидкость из-за аномальной сжимаемости, связанной с наличием пузырьков, по своим акустическим характеристикам кардинально отличается от чистой жидкости. Акустическое сопротивление [18] пузырьковой жидкости меньше аналогичной величины для чистой жилкости. поэтому для волн. падающих со стороны пузырьковой жидкости на границу пузырьковая жидкость-чистая жидкость, эта граница аналогична жесткой стенке. В связи с этим амплитуда детонационного солитона при переходе границы жидкостей будет увеличиваться. Кроме того, изза наложения падающей и отраженной волн вдоль границы, разделяющей области пузырьковой смеси и чистой жидкости, происходит формирование волнового движения вдоль границы. Так как граница расположена под углом, то амплитуда результирующей волны при распространении вдоль границы увеличивается. После прохождения в область чистой жидкости волна становится постдетонационной [19]. Уменьшение амплитуды постдетонационной волны связано с двумерным рассеянием в области чистой жидкости.

На рис. 26, 2в представлены эпюра давления и система изобар для момента времени 4.2 мс. При переходе через границу пузырьковой и чистой жидкостей амплитуда ДВ увеличивается до 20 МПа, т.е. происходит более чем двукратное увеличение амплитуды детонационной волны, распространяющейся по пузырьковой жидкости. Из системы изобар (рис. 2в) следует, что фронт постдетонационной волны имеет форму окружности. Кроме этого, на рис. 2в представлено поле скоростей. Видно, что наибольшее значение скорость достигает на границе и соответствует максимальной амплитуде давления.

На рис. 2г, 2д представлены данные в момент времени 6.8 мс. Эпюра давления (рис. 2д) соответствует моменту, когда фронт ДВ полностью "выходит" из области пузырьковой жидкости, т.е. сечению $x_{20} = 0.485$. Амплитуда ДВ вблизи стенки ($y = L_y$) составляет более 30.0 МПа. Такое увеличение амплитуды связано не только с фокусировкой волны в суживающемся пузырьковом клине и отражением на границе пузырьковая жидкость—чистая жидкость, но и с ударом о жесткую стенку $y = L_y$.

На рис. 3 представлена зависимость максимального давления на стенке $y = L_y$ от объемного содержания газа α_{g0} при разных углах наклона границы, разделяющей области газожидкостной смеси и жидкости. Видно, что при любых углах ф с увеличением объемного содержания происходит рост максимального значения давления. Это связано с тем, что с увеличением объемного содержания газа происходит увеличение разницы акустического импеданса между пузырьковой и чистой жидкостями. Поэтому амплитуда волны, которая формируется вдоль наклонной границы, с увеличением объемного содержания газа увеличивается. Отметим, что, когда фронт ДВ перпендикулярен границе, разделяющей области газожидкостной среды и чистой жидкости, амплитуда ДВ из-за отражения увеличивается с 12.0 до 17.0 МПа при изменении объемного содержания с 0.05 до 0.6. Также видно, что с увеличением угла ф максимальное значение давления тоже растет. Наибольшее значение давления достигается при $\phi \approx 45^{\circ}$. Дальнейшее увеличение угла не приводит к росту максимального значения давления в области.

На рис. 4 изображено распределение давления вдоль границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость в разные моменты времени, начиная с момента, когда передний фронт ДВ достигает сечения $x = x_{10}$. Как следует из анализа графиков, "удар" по границе приводит к увеличению амплитуды детонационного солитона, последующему увеличению амплитуды детонационной волны и перемещению солитона вдоль границы.

На рис. 5 показана зависимость от времени максимального давления, реализующегося в расчетной области. На графике четко прослеживается наличие трех участков увеличения давления: I, II и III. Участок I соответствует инициированию и динамике ДВ в области пузырьковой жидкости. Участок II обусловлен отражением детонационных волн от границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость. Далее происходит увеличение амплитуды волны из-за интерференции отражен-



Рис. 4. Распределение давления вдоль границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость при $\alpha_{g0} = 0.1$, $\varphi = 60^{\circ}$ в различные моменты времени: 3.1 (a), 4.2 (б), 6.0 (в), 6.5 мс (г).



Рис. 5. Зависимость максимального давления от времени при $\alpha_{e0} = 0.1$, $\varphi = 60^{\circ}$.

ной и падающей на границу волн. Участок III обусловлен воздействием ДВ на стенку канала. Описанные явления приводят к более чем трех-кратному увеличению давления по сравнению с амплитудой детонационной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены процессы отражения и преломления детонационной волны при переходе границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость, расположенной под углом к фронту детонационной волны. Установлено, что при отражении детонационной волны от наклонной границы происходит увеличение ее амплитуды, обусловленное переходом волны в акустически более жесткую среду. Показано, что в результате интерференции падающей и отраженной волн формируется волновое движение вдоль границы с увеличивающейся амплитудой результирующей волны. Установлено, что с увеличением угла наклона максимальное значение амплитуды давления также растет. Максимальное значение давления достигается при угле наклона ≈45°.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности, номер для публикаций FEUR-2020-0004 "Решение актуальных задач и исследование процессов в нефтехимических производствах, сопровождающихся течениями многофазных сред".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Пинаев А.В., Сычев А.И. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость-пузырьки газа // ФГВ. 1987. Т. 23. № 6. С. 76.
- 2. *Сычев А.И*. Управляемая пузырьковая детонация // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 291.
- 3. *Гималтдинов И.К., Кучер А.М.* Детонационные волны в многокомпонентной пузырьковой жидкости // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 423.
- 4. Лепихин С.А., Галимзянов М.Н., Гималтдинов И.К. Инициирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 234.

426

- 5. *Тухватуллина Р.Р., Фролов С.М.* Ударные волны в жидкости, содержащей инертные и реакционноспособные газовые пузырьки // Горение и взрыв. 2017. Т. 10. № 2. С. 52.
- Авдеев К.А., Аксенов В.С., Борисов А.А., Севастополева Д.Г., Тухватуллина Р.Р., Фролов С.М., Фролов Ф.С. и др. Расчет распространения ударной волны в воде с пузырьками реакционноспособного газа // Хим. физика. 2017. Т. 36. № 4. С. 20.
- Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Ахмадуллин Ф.Ф. Взрыв пузырьковой завесы с горючей смесью газов при воздействии импульсом давления // Докл. РАН. 2003. Т. 388. № 5. С. 611.
- Ждан С.А., Ляпидевский В.Ю. Детонация в двухслойной пузырьковой среде // ФГВ. 2002. Т. 38. № 1. С. 123.
- Ждан С.А. Детонация столба химически активной пузырьковой среды в жидкости // ФГВ. 2003. Т. 39. № 4. С. 107.
- Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р., Спевак Д.С. Распространение детонационных волн вдоль трубчатого пузырькового кластера, находящегося в жидкости // ТВТ. 2009. Т. 47. № 3. С. 448.
- 11. Гималтдинов И.К., Кочанова Е.Ю. Распространение детонационных волн в пузырьковых жидко-

стях в каналах с внезапным расширением // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 3. С. 317.

- 12. Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К. Проявление сжимаемости несущей фазы при распространении волны в пузырьковой среде // ДАН СССР. 1989. Т. 304. № 5. С. 1077.
- Нигматулин Р.И. Механика сплошной среды. Кинематика. Динамика. Термодинамика. Статистическая динамика. М.: ГЭОТАР-Медиа, 2014. 640 с.
- 14. Шагапов В.Ш., Абдрашитов Д.В. Структура волн детонации в пузырьковой жидкости // ФГВ. 1992. Т. 28. № 6. С. 89.
- Гималтдинов И.К., Лепихин С.А. Особенности влияния скольжения фаз и начального давления на динамику детонационных волн в пузырьковой жидкости // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 459.
- 16. Николаев Ю.А., Топчиян М.Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // ФГВ. 1977. Т. 13. № 3. С. 393.
- 17. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 424 с.
- Исакович М.А. Общая акустика. Учеб. пособ. М.: Наука; Глав. ред. физ.-мат. лит., 1973. 496 с.
- Сычёв А.И. Переход волны пузырьковой детонации в жидкость // ФГВ. 2002. Т. 38. № 2. С. 99.

УДК 66.018.83 + 546.261:28 + 621.793

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАЩИТНОГО ДЕЙСТВИЯ АНТИОКИСЛИТЕЛЬНОГО ПОКРЫТИЯ ДЛЯ УГЛЕРОДСОДЕРЖАЩИХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2022 г. С. А. Евдокимов^{1,} *, Г. В. Ермакова¹, А. Н. Гордеев², А. Ф. Колесников²

¹ФГУП "Всероссийский институт авиационных материалов" ГНЦ РФ, Москва, Россия ²ФГБУН Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

**E-mail: sergei_evd@mail.ru* Поступила в редакцию 17.03.2021 г. После доработки 22.10.2021 г. Принята к публикации 23.11.2021 г.

С применением метода высокотемпературного химического синтеза изготовлены образцы материала с высокотемпературной системой защиты. Исследование термохимического воздействия высокоэнтальпийных воздушных потоков на углеродсодержащий композиционный материал с высокотемпературным антиокислительным покрытием на основе соединений гафния при температурах поверхности 1400–1600°С выполнено в свободной дозвуковой струе высокоэнтальпийного воздуха 100-киловаттного высокочастотного индукционного плазмотрона ВГУ-4. Эксперименты проведены при давлении 100 гПа в режиме ступенчатого нагрева и в режиме постоянной температуры поверхности 1400, 1500 и 1600°С. Продолжительность каждого цикла испытаний в режиме постоянной температуры составляла 1500 с.

DOI: 10.31857/S0040364422030073

введение

На сегодняшний день развитие авиационной, ракетной и космической техники связано с созданием на основе жаропрочных сплавов изделий нового поколения, при изготовлении которых доля композиционных материалов значительно превышает долю традиционных материалов [1-3]. Для уменьшения аэродинамического сопротивления, увеличения подъемной силы и маневренности высокоскоростные летательные аппараты должны иметь профили с острыми передними кромками. При этом поверхность может подвергаться воздействию мощных тепловых потоков и предельно высоких механических нагрузок, что приводит к росту температуры поверхности вплоть до 2200-2600°С [4, 5]. Применение керамоматричных, углерод-углеродных и углеродкерамических композиционных материалов позволит качественно повысить рабочие характеристики изделий. Данный тип материалов обладает рядом уникальных свойств. таких как механическая прочность при высоких температурах, низкий коэффициент термического расширения, высокая термостабильность и теплопроводность, высокое сопротивление ползучести и стойкость к термическому удару. В свою очередь низкая окислительная стойкость выше 400°С представляет серьезную проблему при изготовлении деталей газотурбинных двигателей, передних кромок спускаемых аппаратов и сопел ракет. Для решения данной задачи целесообразно применение многослойной системы защиты, включающей в себя защитное антиокислительное покрытие и промежуточный слой, необходимый для согласования коэффициента термического расширения и снижения уровня взаимодействия покрытия с материалом подложки. В качестве основных компонентов антиокислительного покрытия следует выделить тугоплавкие соединения гафния, которые под действием высоких температур образуют соединения, позволяющие значительно снизить диффузионную способность кислорода воздуха, обеспечив при этом необходимый уровень свойств [6–11].

Основными методами нанесения антиокислительных покрытий на углеродсодержащие композиционные материалы являются:

– химическое осаждение из паровой фазы (метод CVD), в частности, с использованием металлорганических соединений (MOCVD);

– реакционное химическое осаждение из паровой фазы (метод RCVD);

- химическая пропитка в газовой фазе (CVI);
- плазменное напыление;
- пульверизация растворов;
– электролитическое и электрофорезное нанесение растворов.

Эффективное применение данных методов возможно при использовании направленного выбора и синтеза компонентов, к которым предъявляется ряд требований. При получении покрытий методом CVI возникают трудности, связанные в первую очерель с необхолимостью обеспечить объемную однородность распределения дисперсного компонента. Для CVD-процесса выбираются соединения, обладающие летучестью в заданном интервале температур, в соответствии со степенью заполнения сферы центрального атома и в зависимости от типов и количества групп в молекуле, определяющих энтальпию парообразования вещества. Метод CVD позволяет получать, кроме оксидов, непосредственно бинарные соединения, при этом покрытия отличаются высокой химической чистотой. Основным недостатком рассмотренных методов является высокая трудоемкость и ресурсозатратность. Применение метода пульверизации раствора покрытия на поверхность углеродсодержащего композиционного материала с последующим высокотемпературным химическим синтезом позволило получить образцы комплексной системы защиты с равномерно нанесенным внешним слоем без вилимых дефектов.

Работа выполнена в рамках реализации комплексных научных направлений 2.1 "Фундаментально-ориентированные исследования" и 14.1. "Конструкционные керамические композиционные материалы" ("Стратегические направления развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года") [12].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изготовления образцов антиокислительного покрытия использовались следующие компоненты: оксид гафния марки ГФО-1, средний размер частиц — 11 мкм; борид гафния "Ч", средний размер частиц — менее 40 мкм и основа стеклофазы для проведения процесса высокотемпературного химического синтеза. Нанесение покрытия проводилось методом пульверизации водного раствора шликера покрытия с последующей термообработкой в электропечи в атмосфере воздуха.

Съемка образцов проведена на дифрактометре D/MAX–2500, "RIGAKU" с монохроматическим CuK α -излучением. Диапазон сканирования в интервале углов 2 θ 10°–90°. Рабочий режим дифрактометра: напряжение – 30 кВ, ток – 100 мА, время экспозиции – 1.5 с. Дифрактограммы расшифрованы с помощью специализированной программы Jade5 и базы данных PDF2.

Исследование термохимического воздействия высокоэнтальпийных воздушных потоков на углерод-углеродный композиционный материал (УКМ) с высокотемпературным антиокислительным покрытием на основе соединений гафния и бора при температурах поверхности 1400–1600°С выполнено в свободной дозвуковой струе высокоэнтальпийного воздуха 100-киловаттного высокочастотного индукционного плазмотрона ВГУ-4 (мощность анодного питания плазмотрона ВГУ-4 (мощность анодного питания плазмотрона – 12-82 кВт, давление – 6–1000 гПа) [13–15]. Температура поверхности образца измерялась пирометром Mikron M_770S в режиме пирометра спектрального отношения (температурный интервал – 1000–3000°С, диаметр области измерения ~5 мм), для регистрации распределения температуры по лицевой поверхности образца использовался термовизор "Тандем VS 415U".

В процессе испытания и после него определяются зависимость от времени температуры поверхности в окрестности критической точки, унос массы образцов, наличие или отсутствие на лицевой и тыльной стороне образцов очагов разрушения, трещин и оплавленных участков, а также изменений цвета и фактуры поверхности.

Термохимическая стойкость испытываемых образцов тепловой защиты определяется по наличию/отсутствию на поверхности образца после испытаний локальных очагов разрушения, проявляющихся в процессе испытаний в виде зон локального перегрева (пятен размерами 0.5–5 мм) с температурой, превышающей температуру остальной поверхности на 50–100°С и более.

Важным критерием стойкости к окислению в потоке диссоциированного воздуха также является ресурс покрытия при заданной температуре и давлении, т.е. время выдержки в струе диссоциированного воздуха до начала разрушения образца. Ресурс покрытия обычно определяется в циклических испытаниях, и только при температурах, близких к температуре начала разрушения, ресурс может определяться в одном эксперименте.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Объектами испытаний являлись образцы из материала УКМ с высокотемпературным антиокислительным покрытием. Использовались образцы двух типов. Образцы первого типа представляют собой диски с конической боковой поверхностью. Диаметр лицевой поверхности — 26.5 мм, толщина — 5 мм, полуугол раствора конуса боковой поверхности — 30°. Эти образцы устанавливаются в так называемую евромодель (ESA standard model), имеющую форму цилиндра с плоским торцом диаметром 50 мм и радиусом скругления кромки торца 11.5 мм. Схематический чертеж евромодели с установленным в ней образцом показан на рис. 1.

Важнейшим преимуществом евромодели является высокая однородность поля температур на лицевой поверхности образца, что позволяет прово-



Рис. 1. Схематический чертеж евромодели с установленным в ней образцом: *1* – образец, *2* – прокладка, *3* – оснастка, *4* – теплоизолятор, *5* – калориметр, *6* – штифт, *7* – водоохлаждаемая державка.

дить определение каталитичности и измерение интегральной и спектральной степеней черноты поверхности образца [16—19]. Однако при использовании евромодели для исследований при максимально возможных температурах термостойкость модели должна быть почти такой же высокой, как и у исследуемого образца, что делает изготовление модели еще более сложным, чем образца.

Второй тип образцов представляет собой диски диаметром 31.5 мм и толщиной 5 мм, устанавливаемые в водоохлаждаемую медную модель, схематический чертеж которой показан на рис. 2.

Испытания проводились в свободной дозвуковой струе воздушной плазмы плазмотрона ВГУ-4 при давлении 100 гПа и постоянном расходе воздуха 2.4 г/с, расстояние от выходного сечения разрядного канала до торца модели составляло 60 мм.

Испытания проводились в двух режимах.

Первый режим — это режим ступенчатого нагрева, который используется для экспресс-оценки



Рис. 2. Схематический чертеж водоохлаждаемой медной модели с установленным в ней образцом-диском.

свойств антиокислительного покрытия и представляет собой испытание при повышающихся мощностях анодного питания ВЧ-генератора: 27, 30, 32, 35, 37, 40, 42 кВт.

Измерение температуры поверхности Т_w в критической точке модели, т.е. в центре лицевой поверхности образца, осуществлялось пирометром "Mikron M-770S", работающим в режиме пирометра спектрального отношения, который определяет цветовую температуру образца. Точность измерений пирометра составляет ±15°С. Регистрация полей температуры на лицевой поверхности образца осуществляется с помощью термовизора "Тандем VS-415U", прокалиброванного по модели абсолютно черного тела в диапазоне температур 700-2300°С. В настоящей работе используется калибровка для стандартной пирометрической длины волны 0.65 мкм, инструментальная погрешность измерений не превышает ±10°С. Результаты испытаний образцов УКМ с антиокислительным покрытием в режиме ступенчатого нагрева представлены в табл. 1.

№ образца	<i>t</i> , c	<i>N</i> , кВт	$T_w, ^{\circ}\mathrm{C}$	<i>М</i> ₀ , г	ΔM , г	$\Delta M/M_0, \%$
1	720	27.5	1475	5.6981	0.0795	1.40
		30.0	1458			
		32.5	1560			
		35.0	1611			
2	1260	27.5	1320	7.2925	0.0015	0.02
		30.0	1260			
		32.5	1320			
		35.0	1400			
		37.5	1480			
		40.0	1550			
		42.5	1600			

Таблица 1. Результаты испытаний образцов УКМ с антиокислительным покрытием в режиме ступенчатого нагрева

В ходе испытаний отработан режим нагрева образцов и получена зависимость температуры поверхности образца от мошности анодного питания ВЧ-генератора индукционного плазмотрона. Зависимости от времени основных рабочих параметров плазмотрона – мощности ВЧ-генератора по анодному питанию и давления в барокамере, а также средней температуры в окрестности критической точки, максимальной температуры по поверхности образца и цветовой температуры в критической точке исследуемого образца № 1 – представлены на рис. 3. Небольшая разность между максимальной и средней температурой свидетельствует о хорошей однородности распределения температуры и об отсутствии на поверхности зон локального перегрева, что также подтверждают термоизображения (рис. 4) образца.

Увеличение температуры на 100-й с нагрева (рис. 4а) связано с протекающими процессами окисления поверхности покрытия с интенсивным образованием стеклофазы, которые в дальнейшем затрудняются и которые связаны с диффузией газов окислителей в объем покрытия через образующийся оксидный слой. Видно, что ступенчатое увеличение мощности анодного питания плазмотрона $30 \rightarrow 32 \rightarrow 35$ кВт (рис. 4; временной интервал ≤ 3 мин) приводит также к ступенчатому росту температуры на $50-100^{\circ}$ С.

Фотографии лицевой стороны образца № 1 до и после испытания представлены на рис. 5, из которого видно, что лицевая поверхность образца до испытаний была однотонной темно-серой, а после испытания стала более светлой. Это связано с изменением химического состава (образова-



Рис. 3. Зависимости от времени рабочих параметров плазмотрона: *1* – температура стенки, *2* – максимальная температура, *3* – температура, *4* – мощность, *5* – давление.

пени черноты и росту каталитичности поверхности.
При этом изменение масс образцов №№ 1, 2 относительно исходного состояния составило 1.4 и
0.02% соответственно. Следует отметить, что значительное изменение массы образца № 1 относительно образца № 2 связано с увеличением скорости нагрева. В результате чего интенсивность процесса окисления исходных компонентов с образованием стеклофазы возрастает.
Второй режим заключается в циклических ис-

нием защитного стеклообразного слоя) поверх-

ности, приводящим к падению интегральной сте-

пытаниях при постоянной температуре поверхности 1600°С, которым подвергались два образца в виде дисков. Каждый из образцов прошел по четыре цикла испытаний продолжительностью 1500 с каждый. Таким образом, суммарное время воздействия высокоэнтальпийного потока воздуха составило по 100 мин для каждого образца. Результаты испытаний приведены в табл. 2.



Рис. 4. Термоизображения образца № 1 на 100-й (а) и 175-й (б) секундах испытания.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022



Рис. 5. Лицевая сторона образца № 1 до (а) и после (б) испытания.

В ходе циклических испытаний выявлена разность между максимальной и средней температурой, которая свидетельствует о росте температуры в зонах локального перегрева. Уменьшение яркостной температуры в критической точке при постоянной цветовой температуре указывает на уменьшение спектральной излучательной способности покрытия в результате воздействия на него высокоэнтальпийным воздухом. Суммарное изменение массы образцов УКМ с антиокислительным покрытием при постоянной температуре поверхности 1600°С в течение 100 мин не превысило 1.00%.

В результате проведенного рентгеноструктурного анализа установлено, что в исходном состоянии основной фазой высокотемпературного антиокислительного покрытия является $HfSiO_4$ с тетрагональной решеткой, второй фазой (менее интенсивной) — моноклинный оксид HfO_2 . Дифрактограмма образца высокотемпературного антиокислительного покрытия в исходном состоянии представлена на рис. 6.

На рис. 7 приведена дифрактограмма образца высокотемпературного антиокислительного покрытия после испытаний при температуре 1600°С. В образцах после испытаний при 1600°С качественный фазовый состав остается стабильным, т.е. в покрытиях также присутствуют HfSiO₄ и HfO₂. Однако при этом соотношение интенсивностей фаз в образцах после испытаний изменилось, интенсивность рентгеновских линий фазы $HfSiO_4$ выросла, а фазы HfO_2 уменьшилась, следовательно, изменилось количественное соотношение фаз, что является следствием химического взаимодействия исходных компонентов покры-



Рис. 6. Дифрактограмма образца высокотемпературного антиокислительного покрытия в исходном состоянии.



Рис. 7. Дифрактограмма образца высокотемпературного антиокислительного покрытия после испытаний при температуре 1600°С.

№ образца	№ цикла	<i>N</i> , кВт	$T_w, ^{\circ}\mathrm{C}$	<i>t</i> , c	М ₀ , г	Δ <i>М</i> , г	$\Delta M/M_0, \%$
	1	42	1600	1500	7.2494	0.0035	0.48
2	2	38	1600	1500	7.2459	0.0034	0.05
3	3	34	1600	1500	7.2425	0.0077	0.11
	4	34	1600	1500	7.2349	0.0132	0.18
	1	50	1600	1500	7.7164	0.0055	0.07
4	2	42	1600	1500	7.7109	0.0001	0.00
4	3	39	1600	1500	7.7108	0.0030	0.04
	4	36	1600	1500	7.7078	0.0030	0.04

Таблица 2. Основные результаты циклических испытаний образцов из УКМ с покрытием при температуре поверхности 1600°С

тия при воздействии высоких температур с образованием тугоплавких соединений, обеспечивающих защитное действие покрытия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение метода пульверизации водного раствора шликера покрытия с последующим высокотемпературным химическим синтезом позволяет получать образцы УКМ с антиокислительным покрытием с высокой устойчивостью к длительному воздействию дозвукового высокоэнтальпийного потока воздуха с постоянной температурой поверхности 1600°С. Защитное действие антиокислительного покрытия обусловлено образованием тугоплавких соединений, обеспечивающих снижение диффузии кислорода в объем материала. Рассмотренное покрытие может быть применено при изготовлении деталей газотурбинных двигателей, передних кромок спускаемых аппаратов и сопел ракет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Каблов Е.Н., Оспенникова О.Г., Светлов И.Л. Высокоэффективное охлаждение лопаток горячего тракта ГТД // Авиационные материалы и технологии. 2017. № 2. С. 3.
- 2. Каблов Е.Н., Бондаренко Ю.А., Ечин А.Б. Развитие технологии направленной кристаллизации литейных высокожаропрочных сплавов с переменным управляемым температурным градиентом // Авиационные материалы и технологии. 2017. № S. С. 24.
- 3. Мубояджян С.А., Будиновский С.А. Ионно-плазменная технология: перспективные процессы, покрытия, оборудование // Авиационные материалы и технологии. 2017. № S. C. 39.
- 4. Севастьянов В.Г., Симоненко Е.П., Гордеев А.Н., Симоненко Н.П., Колесников А.Ф., Папынов Е.К., Шичалин О.О., Авраменко В.А., Кузнецов Н.Т. Получение сверхвысокотемпературных композиционных материалов HfB₂-SiC и исследование их поведения под воздействием потока диссоциированного воздуха // Журн. неорг. химии. 2013. Т. 58. № 11. С. 1419.
- 5. Гращенков Д.В., Исаева Н.В., Солнцев С.С., Евдокимов С.А. Высокотемпературные антиокислительные покрытия для углеродкерамических композиционных материалов // Вопросы материаловедения. 2013. № 3(75). С. 76.
- Солнцев С.С., Шалин Р.Е., Исаева Н.В. Реакционноспекаемые керамические покрытия // Сб. тр. 8-й Всемирн. конф. по керамике и новым материалам. 1995. Т. 9. С. 237.

- 7. Солнцев С.С., Исаева Н.В., Швагирева В.В., Максимов В.И. Высокотемпературные покрытия для защиты сплавов и углеродкерамических композиционных материалов от окисления // Конверсия в машиностроении. 2004. № 4. С. 77.
- Yao X.Y., Li H.J., Zhang Y.L., Wu H., Qiang X.F. A SiC–Si–ZrB₂ Multiphase Oxidation Protective Ceramic Coating for SiC-coated Carbon/Carbon Composites // Ceram. Int. 2012. V. 38. P. 2095.
- 9. Yang X., Huang Q.Z., Su Z.A., Chang X., Chai L.Y., Liu C.X., Xue L., Huang D. Resistance to Oxidation and Ablation of SiC Coating on Graphite Prepared by Chemical Vapor Reaction // Corros. Sci. 2013. V. 75. P. 16.
- Saravanan S., Hari Srinivas G., Jayaram V., Paulraj M., Asokan S. Synthesis and Characterization of Y₃Al₅O₁₂ and ZrO₂−Y₂O₃ Thermal Barrier Coatings by Combustion Spray Pyrolysis // Surface Coat. Technol. 2008. V. 202. № 19. P. 4653.
- Weyant C.M., Faber K.T. Processing-microstructure Relationships for Plasma-sprayed Yttrium Aluminum Garnet // Surface Coat. Technol. 2008. V. 202. № 24. P. 6081.
- Каблов Е.Н. Инновационные разработки ФГУП "ВИАМ" ГНЦ РФ по реализации "Стратегических направлений развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года" // Авиационные материалы и технологии. 2015. № 1(34). С. 3.
- Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. Высокочастотные индукционные плазмотроны серии ВГУ. В сб.: Актуальные проблемы механики: Физико-химическая механика жидкостей и газов. М.: Наука, 2010. С. 151.
- Терентьева В.С., Астапов А.Н., Еремина А.И. Анализ перспективных антиокислительных покрытий на жаропрочные углеродсодержащие композиционные материалы (обзор) // Коррозия: материалы, защита. 2014. № 1. С. 30.
- Дорошенко В.М., Мысова В.М., Рулев Ю.К., Якушин М.И. Измерение энтальпии в дозвуковых высокотемпературных струях азота и воздуха на индукционном плазмотроне // ИФЖ. 1987. Т. 53. № 3. С. 492.
- 16. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Исследование теплообмена на моделях в дозвуковых струях индукционного плазмотрона // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 129.
- 17. Gordeev A.N., Kolesnikov A.F., Yakushin M.I. An Induction Plasma Application to "Buran's" Heat Protection Tiles Ground Tests // SAMPE J. 1992. V. 28. № 3. P. 29.
- Gordeev A.N., Yakushin M.I. The Thermochemical Stability of Carbon-Carbon Using an Antioxidation Coating for Buran, Part II // SAMPE J. 1993. V. 29. № 2. P. 27.
- Жестков Б.Е., Терентьева В.С. Исследование многофункционального покрытия МАИ Д5, предназначенного для защиты особожаропрочных материалов // Металлы. 2010. № 1. С. 39.

УДК 622.253.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСКУССТВЕННОГО ЗАМОРАЖИВАНИЯ ПОРОДНОГО МАССИВА В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОЙ МИНЕРАЛИЗАЦИИ ПОРОВЫХ ВОД

© 2022 г. М. А. Семин^{1,} *, Л. Ю. Левин¹, М. С. Желнин², О. А. Плехов²

¹Горный институт УрО РАН, Пермь, Россия ²Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия *E-mail: seminma@inbox.ru Поступила в редакцию 14.12.2020 г. После доработки 13.04.2021 г. Принята к публикации 19.05.2021 г.

В статье выполнена математическая постановка задачи об искусственном замораживании влажного породного массива, содержащего минерализованные поровые воды (рассолы). Рассмотрен случай замораживания породного массива с помощью единственной замораживающей колонки. Установлено, что миграция растворенной соли в рассоле происходит только посредством молекулярной диффузии. Предложен численный алгоритм, позволяющий рассчитать распределение температуры и концентраций исследуемых компонентов и фаз: рассола, льда, соли, растворенной в жидком рассоле, и соли, выпавшей в твердый нерастворимый осадок. Получено численное решение задачи и исследованы некоторые особенности полей температуры и концентраций исследуемых компонентов и фаз.

DOI: 10.31857/S0040364422020296

введение

В практике строительства шахтных стволов калийных рудников с применением способа искусственного замораживания пород имеется много примеров появления водопритоков и возникновения аварийных ситуаций из-за недостаточного замораживания окружающих горных пород, насыщенных сложными высокоминерализованными рассолами. По этой причине в настояшее время на предварительной стадии сбора исходных данных особое внимание уделяют исследованию свойств подземных вод, содержащихся в породах (вид и степень минерализации, жесткость, кислотность, агрессивность по отношению к предполагаемым материалам крепи ствола, температура, направление и скорость подземных потоков, химический состав подземных вод) [1].

Экспериментальные исследования минерализации подземных вод должны сопровождаться теоретическими и лабораторными исследованиями закономерностей замораживания пород с содержанием минерализованных вод. Известно, что с повышением минерализации подземных вод температура кристаллизации воды (или в данном случае рассола) уменьшается [2–4], что может негативно сказаться на несущей способности ледопородных ограждений строящихся шахтных стволов [5, 6]. Тем не менее в настоящее время в литературе представлено небольшое количество исследований влияния минерализации подземных вод на процесс искусственного замораживания пород [7–10]. Сравнительно большее количество работ посвящено исследованию естественных процессов замораживания и оттаивания пород в условиях криолитозоны [11–17], однако данные исследования не могут быть в полной мере распространены на случай искусственного замораживания пород. Это связано с отличительными особенностями процесса искусственного замораживания пород: более высокие температурные перепады в породах, более быстрое изменение температуры и льдистости пород с течением времени, более высокие горное и гидростатическое давления вследствие большей глубины.

Все перечисленное подчеркивает актуальность проведения исследований тепломассопереноса в искусственно замораживаемых породах и грунтах в условиях неоднородной минерализации поровых вод, направленных на совершенствование способов прогноза и контроля состояния ледопородных ограждений строящихся шахтных стволов. Данному вопросу посвящена настоящая работа.

АНАЛИЗ ЛИТЕРАТУРЫ

При замораживании породного массива, содержащего минерализованную воду (рассол), происходит ряд взаимосвязанных тепломассообменных процессов, впервые классифицированных в работе [7]:

435

 рост концентрации рассола вблизи фронта фазового перехода и связанное с этим снижение температуры кристаллизации содержащейся в рассоле воды;

2) диффузионный массоперенос соли, вызванный градиентом концентрации соли в рассоле;

3) конвективный перенос (или выпирание) незамерзшего рассола от границы фазового перехода вследствие объемного расширения воды при замерзании (~9%);

 естественная конвекция, обусловленная разницей плотностей рассола в зоне охлаждения вблизи фронта фазового перехода и на удалении от него;

5) термодиффузия рассола (эффекты Людвига-Соре и Дюфура [18, 19]);

6) изменение теплофизических свойств породного массива при изменении фазового и компонентного составов рассола в массиве.

Также в [7] выделяется еще один физический процесс, специфичный для задач о динамике границы зоны мерзлоты в условиях контакта с водоемами, — тепломассоперенос на границе пористой среды и внешнего раствора, который влияет на природу тепломассопереноса внутри пористой среды. Однако этот процесс не так интересен в задачах искусственного замораживания при строительстве шахтных стволов.

Несмотря на большое количество идущих в замораживаемом породном массиве тепломассообменных процессов, в настоящее время не представлено исследований, в которых бы производился их комплексный учет. Чаще всего в литературе описываются исследования на математических моделях с учетом только процессов 1, 2 [7, 8, 15, 20]. В работах [9, 10] к рассмотрению также добавляется процесс 3. Процессы 4, 5 в существующих работах рассматриваются применительно к не минерализованной поровой воде переменной плотности из-за разности температур [21-25]. Процесс 6 на сегодняшний день изучен в наименьшей степени, а существующие исследования содержат преимущественно качественный анализ влияния минерализации воды на теплофизические свойства мерзлых пород в естественном залегании [26]. Следует отметить, что влияние температуры пород на их теплофизические свойства в литературе изучены достаточно подробно [6].

Представляется, что при анализе тепломассопереноса в искусственно замораживаемых породах с содержанием рассолов важно учитывать и такой физический процесс, как выпадение соли в твердый нерастворимый осадок при достижении заданной отрицательной температуры. Это связано с тем, что при строительстве шахтных стволов породный массив зачастую замораживается до достаточно низких температур (менее -25° C) [1, 27]. По данным [1], соль может присутствовать в породах как в растворенной форме в воде, так и в форме твердого осадка. Для случая насыщенного раствора NaCl (при минерализации 290 г/л) полное замерзание с выпадением всей соли в твердый осадок происходит при -21.2° С, а для насыщенного раствора MgCl₂ эта температура достигает -33.6° С. Известно, что в процессе замораживания рассола содержащаяся в нем соль выпадает в осадок постепенно в таком количестве, чтобы при охлаждении насыщенного раствора не происходило его перенасыщения.

В литературе описан ряд упрощенных подходов к учету данного процесса. В работах [9-11] принято, что вся соль растворяется и остается в растворенной виде в рассоле, если концентрация рассола равна или меньше концентрации насышенного рассола: в противном случае в осадок выпадет избыток соли в таком количестве, чтобы концентрация рассола не смогла превысить своего предельного значения, соответствующего насыщенному рассолу. В [7, 15] предполагается, что концентрация соли всегда ниже концентрации насыщенного раствора, при этом вся растворенная соль при образовании льда отторгается в раствор и в осадок не выпадает - это допущение уместно при рассмотрении малых вариаций температур вблизи нуля.

Для количественного описания процесса 1 из представленной выше классификации в литературе представлено несколько различных методов и подходов. Глобально можно выделить два подхода. Первый подход не учитывает переноса соли в пористом породном массиве и основан на использовании эмпирической кривой замораживания — в данном случае концентрация незамерзшего рассола зависит напрямую от температуры [28]. Второй подход связан с явным рассмотрением переноса соли в замораживаемом породном массиве, а температура кристаллизации рассола является функцией концентрации растворенной в нем соли – линейной [15] или квадратичной [7]. Еще более сложная полиномиальная зависимость от двух переменных (концентрации соли и температуры пород) введена в работе [9] на основании данных лабораторного эксперимента. В рамках второго подхода требуется явное рассмотрение уравнений переноса растворенной соли.

При моделировании процесса 2 в литературе обычно используется закон Фика, выражающий линейную зависимость массового потока растворенной в рассоле соли от градиента концентрации соли [7, 15]. Коэффициент диффузии в законе Фика зависит от многих факторов (пористость, проницаемость, вид растворенного вещества и растворителя, температура и пр.), однако чаще всего он предполагается постоянным в диапазоне 10⁻¹⁴–10⁻⁹ м²/с [9, 14, 15].

Еще одним интересным физическим процессом, особенно важным при рассмотрении естественного замораживания склонных к пучению засоленных грунтов, является наличие капиллярных сил [9, 13, 29]. Для задания зависимости насыщенности от капиллярного давления в [9] использована модель Ван Генухтена [30], в то время как в [29] использовалась модель Леверетта [31]. В [13] использовался несколько иной подход, в рамках которого температура замерзания поровой воды связывалась с такими параметрами, как кривизна и поверхностное натяжение границы раздела твердое тело—жидкость. В условиях замораживания частично водонасыщенных породных массивов и грунтов капиллярное давление приводит к дополнительной миграции влаги к фронту фазового перехода (криогенные течения) [29].

На сегодня существует два подхода к моделированию тепломассопереноса в грунтах и породных массивах, насыщенных минерализованной водой — первый подход заключается в явном выделении фронта фазового перехода [15], а второй (сквозного счета) в неявном рассмотрении фронта с использованием дополнительных функций температуры, в которые "зашивается" информация о фазовом переходе воды: энтальпии [7], кажущейся плотности [9], объемной доли незамерзшей воды или льда [8] и пр. Наиболее общий подход к построению уравнения состояния для описания фазового перехода поровой воды во взаимосвязи с ее минерализацией и гидростатическим давлением на основе свободной энергии Гиббса описан в [9, 10].

В целом проведенный анализ литературы показывает, что несмотря на большой объем исследований процессов тепломассопереноса рассола в пористых грунтах и породах, соответствующий математический аппарат развит недостаточно. В особенности это касается задачи искусственного замораживания пород при строительстве шахтных стволов и обусловлено рядом особенностей рассматриваемой задачи, упомянутых выше. Проведенный анализ литературы подчеркивает необходимость развития математического аппарата для описания искусственного замораживания пород при строительстве шахтных стволов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В настоящей работе представлена математическая модель замораживания засоленного породного массива применительно к задаче о прогнозировании толщины ледопородного ограждения вокруг строящегося шахтного ствола. При постановке физической модели принят ряд упрощающих гипотез:

 свойства сухого скелета породного массива считаются однородными и изотропными;

 в начальный момент времени распределение всех параметров среды в объеме породного массива также считается однородным; поровое пространство массива полностью заполнено рассолом, льдом и солью, выпавшей в твердый осадок; рассол состоит их воды и растворенной в ней соли однородного состава; газовая фракция отсутствует;

 фазовый переход испытывает только вода, в то время как соль, содержащаяся в рассоле, остается в нем;

 концентрация рассола не может превысить заданного максимального значения, соответствующего насыщенному состоянию, вследствие чего избыток соли выпадает в нерастворимый твердый остаток;

 фазовый переход воды происходит полностью в заданном конечном интервале температур;

 температуры начала замерзания и полного замерзания воды в рассоле (или температуры ликвидуса и солидуса) линейно зависят от концентрации соли;

 конвективный перенос рассола не рассматривается;

 – диффузионный перенос растворенной соли в рассоле происходит в соответствии с законом Фика;

 предполагается локальное тепловое равновесие фаз и компонентов в каждой точке рассматриваемой среды.

Рассматривается случай замораживания влажного засоленного породного массива одной замораживающей колонкой, ориентированной вертикально. Длина замораживающей колонки достаточно велика для того, чтобы можно было рассматривать плоскую задачу о тепломассопереносе в горизонтальном разрезе породного массива. Помимо этого, в задаче присутствует радиальная симметрия. В конечном счете это позволяет перейти к рассмотрению единственной пространственной координаты *r* и рассмотреть основные балансовые соотношения для переноса компонентов и фаз в поровом пространстве массива, а также переноса теплоты в виде

$$nS_b \rho_b \frac{\partial c}{\partial t} + nc \rho_b \frac{\partial S_b}{\partial t} =$$

$$1 \frac{\partial}{\partial t} \left(r \rho_b \frac{\partial c}{\partial t} \right) = \rho_b k \left(c_b - c_b \right)$$
(1)

$$=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\rho_{b}D\frac{\partial}{\partial r}\right)-\rho_{b}k\left(c_{\text{sat}}-c\right),$$

$$n\rho_s \frac{\partial S_s}{\partial t} = \rho_b k \left(c_{\text{sat}} - c \right), \tag{2}$$

$$S_i + S_b + S_s = 1, (3)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_w n L \frac{\partial S_b}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right).$$
(4)

Здесь *n* — пористость массива; ρ_b — истинная плотность рассола, кг/м³; *S*_b — объемная концентрация рассола в поровом пространстве породного массива, м³/м³; *t* — время, с; *c* — объемная кон-



Рис. 1. Компонентный и фазовый состав элементарного объема замораживаемого породного массива.

центрация растворенной соли, м³/м³; р_i – истинная плотность льда, кг/м³; S_i — объемная концентрация льда в поровом пространстве породного массива, M^{3}/M^{3} ; *r* – радиальная координата, м; *D* – коэффициент диффузии растворенной соли, M^2/c ; k - kпараметр, характеризующий инерционность процесса выпадения соли в твердый осадок; $c_{\rm sat}$ – объемная концентрация насыщенного раствора соли, м³/м³; ρ_s – истинная плотность соли, выпавшей в твердый осадок, кг/м³; S_s – объемная концентрация выпавшей в твердый осадок соли в поровом пространстве породного массива, м³/м³; ρ – плотность породного массива, содержащего воду, лед и соль, кг/м³; С_р – удельная теплоемкость породного массива, Дж/(кг °C); T – температура, °C; ρ_w – истинная плотность воды, кг/м³; L – удельная теплота кристаллизации воды, Дж/кг; λ – теплопроводность породного массива, Вт/(м °С).

Уравнение (1) – диффузионное уравнение для объемной концентрации соли *c*, растворенной в рассоле; (2) – уравнение прироста объемной концентрации выпавшей в осадок соли в поровом пространстве массива; (3) – уравнение баланса массы в поровом пространстве массива; (4) – уравнение баланса теплоты в системе в целом. Переменные, отвечающие за компонентный и фазовый состав в элементарном объеме породного массива, определяются для некоторого произвольного малого объема замораживаемого влажного массива (рис. 1) согласно следующим формулам:

$$S_b = \frac{V_b}{V_p} = \frac{V_w + V_{ds}}{V_p},\tag{5}$$

$$S_i = \frac{V_i}{V_p},\tag{6}$$

$$S_s = \frac{V_{ps}}{V_p},\tag{7}$$

$$c = \frac{V_{ds}}{V_b}.$$
 (8)

Здесь V_p — объем порового пространства, м³; V_b — объем жидкого рассола (вода + растворенная соль), м³; V_w — объем чистой воды, м³; V_{ds} — объем растворенной соли, м³; V_i — объем льда, м³; V_{ps} — объем выпавшей в осадок соли, м³.

Расчет объемных концентраций рассола и льда в поровом пространстве породного массива осуществляется с использованием следующего соотношения:

$$S_{b}^{*} = \frac{S_{b}}{S_{i} + S_{b}} =$$

$$= \begin{cases} 1, & T > T_{\text{liq}}; \\ (T - T_{\text{sol}}) / (T_{\text{liq}} - T_{\text{sol}}), & T_{\text{liq}} \ge T > T_{\text{sol}}; \\ 0, & T_{\text{sol}} \ge T. \end{cases}$$
(9)

Здесь $T_{\rm liq}$ – температура ликвидуса, °C; $T_{\rm sol}$ –

температура солидуса, °C; S_i^* — относительная объемная концентрация льда, рассчитанная для доли порового пространства, занятого только льдом и водой без примеси соли. Решение и последующий анализ системы уравнений проводят-

ся в терминах переменных S_i и S_b , а не S_b^* .

Температуры ликвидуса и солидуса зависят от объемной концентрации растворенной соли согласно следующим линейным функциям:

$$T_{\rm liq} = T_{\rm liq}^{(0)} - \beta c, \qquad (10)$$

$$T_{\rm sol} = T_{\rm sol}^{(0)} - \beta c, \qquad (11)$$

где β — коэффициент понижения температуры фазового перехода вода—лед, °С. В общем случае рассолов, включающих в себя различные виды соли, коэффициенты понижения температуры фазового перехода для температур солидуса и ликвидуса будут, скорее всего, не равны. Однако здесь рассматривается соль однородного состава.

Теплофизические свойства породного массива, присутствующие в системе балансовых уравнений (1)—(3), задаются как функции пористости, объемных концентраций рассола, льда, растворенной и выпавшей в осадок соли следующими формулами:

$$\rho C_{p} = (1 - n) \rho_{r} C_{r} + + n [S_{i} \rho_{i} C_{i} + S_{b} \rho_{w} C_{w} (1 - c) + \rho_{s} C_{s} (S_{s} + cS_{b})],$$
(12)

$$\lambda = \lambda_r^{1-n} \lambda_i^{nS_i} \lambda_w^{nS_b(1-c)} \lambda_s^{n(S_s+cS_b)}, \qquad (13)$$

$$\rho_b = \rho_w \left(1 - c \right) + \rho_s c. \tag{14}$$

Здесь C – удельная теплоемкость рассматриваемой фазы, Дж/(кг °С); индексы r, i, b, w и s соответствуют сухому скелету породного массива, льду, незамерзшему рассолу, чистой воде и выпавшей в осадок соли соответственно. Данные формулы являются обобщением известных фор-

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60

№ 3 2022

мул [32, 33] на случай наличия дополнительной фазы – соли, выпавшей в твердый осадок.

Коэффициент диффузии растворенной соли рассчитывается как линейная функция [15, 34] эффективной пористости породного массива *n**, представляющая собой часть объема, занятую незамерзшим рассолом:

$$D = D_0 n^* = D_0 n S_b.$$
(15)

Здесь D_0 — коэффициент диффузии растворенной соли в рассоле в ситуации, когда пористая среда отсутствует и рассол занимает весь элементарный объем, м²/с.

Вся информация о фазовом переходе воды в лед "зашита" во втором слагаемом слева в уравнении (4). В данном случае отсутствует явное выделение фронта фазового перехода, а сам подход к решению задачи теплопереноса аналогичен подходу эффективной теплоемкости [35] и энтальпийному подходу [27, 28].

На границе с замораживающей колонкой $r = r_c$ задается граничное условие III рода теплообмена между движущимся хладоносителем и примыкающим к колонке породным массивом:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r}(t, r_c) = \alpha (T_c - T(t, r_c)), \qquad (16)$$

а также условие нулевого градиента концентраций растворенной соли

$$\frac{\partial c}{\partial r}(t, r_c) = 0. \tag{17}$$

Здесь α — коэффициент теплоотдачи от породного массива к хладоносителю в колонке, зависящий от геометрических параметров колонки, теплофизических и гидравлических свойств рассола [27, 36], Вт/(м² °С); T_c — температура хладоносителя в колонке, °С.

На внешней границе расчетной области $r = r_{out}$ задается условие, соответствующее непотревоженному состоянию породного массива:

$$T(t, r_{\text{out}}) = T_0 > T_{\text{lig}}, \qquad (18)$$

$$c(t, r_{\text{out}}) = c_0. \tag{19}$$

Здесь T_0 — начальная температура породного массива, °C; c_0 — начальная объемная концентрация растворенной соли в поровом пространстве породного массива, м³/м³.

Задача дополняется соответствующими начальными условиями:

$$T\left(0,r\right) = T_0,\tag{20}$$

$$c(0,t) = c_0.$$
 (21)

Получена замкнутая система уравнений (1)-(21) со следующими неизвестными функциями:

 c, S_b, S_i, S_s, T . Точное решение данной задачи может быть получено только численно.

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ

Для численной реализации задачи (1)–(21) использовался метод конечных разностей. Расчетная область разбивалась на ячейки одинакового размера Δr . Шаг по времени рассчитывался на основании известного условия Куранта–Фридрихса–Леви для уравнения диффузии [35]:

$$\Delta t = \mathrm{CFL} \frac{\Delta r^2}{2a},\tag{22}$$

где *а* — минимальное значение из коэффициентов тепловой диффузии в среде и молекулярной диффузии соли, растворенной в рассоле; CFL — число Куранта—Фридрихса—Леви [37].

На каждой временной итерации k новых значений неизвестных функций c, S_b, S_i, S_s, T определялись с использованием следующего алгоритма, включающего в себя четыре последовательных этапа.

Этап 1. Расчет прироста удельной энтальпии Δh_j в результате действия только кондуктивного теплопереноса:

$$\Delta h_{j} = \frac{\Delta t}{\Delta r} \left(\lambda_{j+1/2} \frac{T_{j+1}^{(k)} - T_{j}^{(k)}}{\Delta r} - \lambda_{j-1/2} \frac{T_{j}^{(k)} - T_{j-1}^{(k)}}{\Delta r} \right) + (23) + \Delta t \frac{\lambda_{j}}{r} \frac{T_{j+1}^{(k)} - T_{j-1}^{(k)}}{2\Delta r},$$
$$\lambda_{j\pm 1/2} = \frac{\lambda_{j\pm 1} + \lambda_{j}}{2}.$$
(24)

Этап 2. Расчет изменений температуры и объемной концентрации рассола, вызванных изменением удельной энтальпии Δh_i :

$$(\rho C_p)_j^{(k)} \left(T_j^{(k+1)} - T_j^{(k)} \right) + + \rho_w n L \left(S_{bj}^{(k+1)} - S_{bj}^{(k)} \right) = \Delta h_j,$$
(25)

$$S_{bj}^{(k+1)} = S_b^* \left(T_j^{(k+1)}, c_j^{(k)} \right) \left(1 - S_{sj}^{(k)} \right).$$
(26)

После решения данной нелинейной системы уравнений относительно $T_j^{(k+1)}$ и $S_{bj}^{(k+1)}$ определяются узловые значения концентрации растворенной соли на следующем временном шаге:

$$nS_{bj}^{(k)}\rho_b\left(c_j^*-c_j^{(k)}\right)+nc_j^{(k)}\rho_b\left(S_{bj}^{(k+1)}-S_{bj}^{(k)}\right)=0.$$
(27)

Если новое значение концентрации $c_{j}^{*(k+1)}$ превышает концентрацию насыщенного раствора соли, то часть соли выпадает в твердый осадок таким образом, чтобы выполнилось равенство

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСКУССТВЕННОГО ЗАМОРАЖИВАНИЯ

Параметр	Значение
Радиус замораживающей колонки, м	0.073
Радиус расчетной области, м	20
Пористость массива	0.2
Начальная температура породного массива, °С	10
Температура ликвидуса поровой воды, °С	0
Температура солидуса поровой воды, °С	-2
Начальная объемная концентрация рассола в порах, м ³ /м ³	1
Начальная объемная концентрация соли в рассоле, м ³ /м ³	0.05
Объемная концентрация насыщенного раствора соли, м ³ /м ³	0.212
Коэффициент понижения температуры фазового перехода (для раствора соли NaCl), °С	66.7
Коэффициент диффузии соли в рассоле, мм ² /с	0.01
Коэффициент искусственной диффузии, мм ² /с	0.00025
Температура хладоносителя в замораживающей колонке, °С	-20
Коэффициент теплоотдачи на границе с замораживающей колонкой, Вт/(м ² °С)	50
Время моделирования, сут.	200

Таблина 1.	Геометрические и	теплофизические	характеристики	системы в нелом
таолица т.	reomerph leekne h	reinioquisii iceniic	Aupukiepherman	спетемы в целом

$$c_j^* = c_{\text{sat}}.$$
 (28)

При этом концентрация выпавшей в нерастворимый осадок соли увеличивается:

$$S_{sj}^{(k+1)} = S_{sj}^{(k)} + S_{bj}^{(k+1)} \left(c_j^* - c_{\text{sat}} \right),$$
(29)

$$S_{ij}^{(k+1)} = 1 - S_{bj}^{(k+1)} - S_{sj}^{(k+1)}.$$
 (30)

Этап 3. Расчет диффузионного переноса растворенной соли:

$$\Delta c_{j}^{(k)} = \frac{\Delta t}{\Delta r} \left(D_{j+1/2} \frac{c_{j+1}^{*} - c_{j}^{*}}{\Delta r} - D_{j-1/2} \frac{c_{j}^{*} - c_{j-1}^{*}}{\Delta r} \right) +$$
(31)

$$+ \Delta t \frac{D_j}{r} \frac{c_{j+1}^* - c_{j-1}^*}{2\Delta r},$$

$$D_{j\pm 1/2} = D_0 n \frac{S_{bj\pm 1}^{(k)} + S_{bj}^{(k)}}{2} + D_{\text{art}} n.$$
 (32)

Здесь D_{art} – коэффициент искусственной диффузии, м²/с.

Этап 4. Расчет граничных условий. Расчет температуры в граничном узле 0 вблизи замораживающей колонки осуществляется по формуле

$$\lambda \frac{T_0^{(k+1)} - T_1^{(k+1)}}{\Delta t} = \alpha \left(T_c - T_0^{(k+1)} \right).$$
(33)

Расчет значений относительных концентраций фаз в граничном узле 0 вблизи замораживающей колонки осуществляется из условия Неймана (нулевая производная). Расчет значений температуры и относительных концентраций фаз в

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

граничном узле *N* (внешняя граница расчетной области) осуществляется из условия Дирихле:

$$T_N^{(k+1)} = T_0, \quad c_N^{(k+1)} = c_0,$$

$$S_{iN}^{(k+1)} = S_{sN}^{(k+1)} = 1 - S_{bN}^{(k+1)} = 0.$$
(34)

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Алгоритм (22)–(34) реализован численно на языке С#. Моделирование проводилось для физических параметров задачи, сведенных в табл. 1, 2. Количество пространственных узлов конечноразностной сетки принято равным 400, а число Куранта–Фридрихса–Леви равно 0.3.

Температуры ликвидуса и солидуса в табл. 1 соответствуют случаю нулевой концентрации соли в рассоле (т.е. чистой воде в порах). Заданная конечная разница между этими температурами, свидетельствующая о растянутости фазового перехода, физически может объясняться присутствием связанной воды, которая за счет сил поверхностного натяжения замерзает при более низких температурах.

На рис. 2–4 представлены рассчитанные распределения температуры и объемных концентраций фаз по радиальной координате в конечный момент расчета (200 сут). Для наглядности на графиках представлена только область вблизи замораживающей колонки шириной 2 м – только в этой области происходит фазовый переход и имеется неоднородное распределение концентраций различных фаз в рассматриваемом временном промежутке.

Параметр		Значе	ения	
Tapawerp	сухой скелет	вода	лед	соль (NaCl)
Плотность, кг/м ³	2000	1000	912	2160
Удельная теплоемкость, Дж/(кг °С)	800	4190	2000	855
Теплопроводность, Вт/(м °С)	2	0.5	2.23	0.58

Таблица 2. Теплофизические свойства фаз

На рис. 2 можно видеть снижение температур ликвидуса (с 0 до -3.6° С) и солидуса (с -2до -5.9° С). Это снижение приводит к существенному (около 0.5 м) смещению положения границ полностью замороженного породного массива. Такие значительные изменения граничных температур фазового перехода связаны с высокой минерализацией породного массива (5%-ный рассол NaCl). На практике минерализация пород, как правило, ниже. Так, в условиях Старобинского месторождения подземные воды практически пресные, лишь в верхней части глинисто-мергелистой толщи их минерализация достигает 76 г/л (3.5%). При этом, по данным [1], в отдельных случаях встречаются незначительные скопления рассолов с минерализацией до 400 г/л (18.5%). Интересно отметить, что вследствие неоднородного распределения концентрации соли в рассоле (рис. 3а), ширина температурного интервала фазового перехода увеличилась с 2 до 2.3°С. При более низком коэффициенте диффузии соли в рассоле ширина фазового перехода еще сильнее увеличится (рис. 4б).

В области от 0.7 до 0.9 м (рис. 26), соответствующей зоне фазового перехода, происходит резкое



Рис. 2. Зависимости температуры (а) и объемных концентраций рассола и льда (б) от пространственной координаты: *1* – лед, *2* – рассол.



Рис. 3. Зависимости объемной концентрации растворенной в рассоле соли (а), а также масс растворенной и выпавшей в осадок соли (б) от пространственной координаты: *1* – раствор, *2* – осадок.



Рис. 4. Зависимости масс растворенной (*1*) и выпавшей в осадок (*2*) соли (a), а также объемных концентраций льда (*1*) и рассола (*2*) (б) от пространственной координаты; коэффициент диффузии соли равен 10⁻⁵ мм²/с.

изменение концентраций льда и рассола. При этом в зоне льда (r < 0.7 м) лед занимает не все поровое пространство — часть его остается занятой солью, выпавшей в осадок (рис. 3б). На рис. 3б также можно отметить наличие "зуба" на зависимостях как массы растворенной соли, так и массы выпавшей в осадок соли — это говорит о том, что в зоне фазового перехода увеличение концентрации соли (рис. 3а) происходит не только за счет частичного замерзания воды в рассоле, но и за счет диффузионного переноса соли из более замороженной области в менее замороженную. В случае близкой к нулю диффузии соли данные зависимости, по сути, упрощаются до вида классической ступенчатой функции Хэвисайда (рис. 4а).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного анализа литературы по замораживанию минерализованных грунтов и пород сформулирована математическая модель, описывающая процесс искусственного замораживания породного массива и содержащегося в нем рассола применительно к задаче о формировании ледопородных ограждений строящихся стволов. Рассмотрен случай одиночной замораживающей колонки.

Предложен итерационный алгоритм численного решения сформулированной задачи, основанный на методе конечных разностей. Получено и проанализировано численное решение задачи о замораживании минерализованного породного массива. Анализ показал, что при наличии минерализованных поровых вод в замораживаемом массиве происходит существенное смещение границ фазового перехода воды в лед и существенное сужение границ ледопородного ограждения.

В дальнейшем планируется развить предложенные модель и численный алгоритм на предмет учета криогенных течений и распространить на двух- и трехмерные случаи для проведения анализа формирования ледопородных ограждений шахтных стволов с учетом фактического количества замораживающих скважин.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Пермского края в рамках научного проекта № С-26/563.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ольховиков Ю.П. Крепь капитальных выработок калийных и соляных рудников. М.: Недра, 1984. 238 с.
- Yong R.N., Cheung C.H., Sheeran D.E. Prediction of Salt Influence on Unfrozen Water Content in Frozen Soils // Developments in Geotechnical Engineering. 1979. V. 26. P. 137.
- Bing H., Ma W. Laboratory Investigation of the Freezing Point of Saline Soil // Cold Regions Sci. Technol. 2011. V. 67. № 1–2. P. 79.

- 4. *Wan X., Lai Y., Wang C.* Experimental Study on the Freezing Temperatures of Saline Silty Soils // Permafrost and Periglacial Processes. 2015. V. 26. № 2. P. 175.
- 5. Banin A., Anderson D.M. Effects of Salt Concentration Changes During Freezing on the Unfrozen Water Content of Porous Materials // Water Resources Research. 1974. V. 10. № 1. P. 124.
- Frivik P.E. State-of-the-art Report. Ground Freezing: Thermal Properties, Modelling of Processes and Thermal Design // Eng. Geology. 1981. V. 18. № 1–4. P. 115.
- 7. Lucas T., Chourot J.-M., Bohuon Ph., Flick D. Freezing of a Porous Medium in Contact with a Concentrated Aqueous Freezant: Numerical Modelling of Coupled Heat and Mass Transport // Int. J. Heat Mass Transfer. 2001. V. 44. № 11. P. 2093.
- Plekhov O. et al. The Effect of Cryogenic Suction on the Monitoring Data of Ice Barrier Formation in a Porous Water-saturated Soil // Proc. Structural Integrity. 2019. V. 17. P. 602.
- 9. *Rouabhi A., Jahangir E., Tounsi H.* Modeling Heat and Mass Transfer During Ground Freezing Taking into Account the Salinity of the Saturating Fluid // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 120. P. 523.
- Tounsi H., Rouabhi A., Jahangir E. Thermo-hydro-mechanical Modeling of Artificial Ground Freezing Taking into Account the Salinity of the Saturating Fluid // Computers and Geotechnics. 2020. V. 119. 103382.
- 11. *Zhang X. et al.* Numerical Study on the Multifield Mathematical Coupled Model of Hydraulic-thermal-salt-mechanical in Saturated Freezing Saline Soil // Int. J. Geomechanics. 2018. V. 18. № 7. 04018064.
- 12. *Zhang J. et al.* Study on the Mechanism of Crystallization Deformation of Sulfate Saline Soil During the Unidirectional Freezing Process // Permafrost and Periglacial Processes. 2020. V. 31. № 1. P. 102.
- Wu D., Lai Y., Zhang M. Thermo-hydro-salt-mechanical Coupled Model for Saturated Porous Media Based on Crystallization Kinetics // Cold Regions Sci. Technol. 2017. V. 133. P. 94.
- 14. *Wu D., Zhou X., Jiang X.* Water and Salt Migration with Phase Change in Saline Soil During Freezing and Thawing Processes // Groundwater. 2018. V. 56. № 5. P. 742.
- Васильев В.И., Максимов А.М., Петров Е.Е., Цыпкин Г.Г. Математическая модель замерзания-таяния засоленного мерзлого грунта // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 5. С. 57.
- Galushkin Y.I., Sitar K.A., Frolov S.V. Basin Modelling of Temperature and Heat Flow Distributions and Permafrost Evolution, Urengoy and Kuyumbinskaya Areas, Siberia // Permafrost and Periglacial Processes. 2013. V. 24. № 4. P. 268.
- 17. *Цытович Н.А.* Механика мерзлых грунтов. М.: URSS, 2009.
- Де Гроот С.Р. Термодинамика необратимых процессов. М.: ГИТТЛ, 1956. 277 с.
- 19. *Mortimer R.G., Eyring H.* Elementary Transition State Theory of the Soret and Dufour Effects // Proc. National Academy of Sciences. 1980. V. 77. № 4. P. 1728.
- Jochem M., Körber C. A Numerical Solution of the Coupled Heat and Mass Transfer Problem of Non-planar Solidification and Melting of Aqueous Solutions // Wärmeund Stoffübertragung. 1993. Bd. 28. № 4. S. 195.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

- 21. *Panteleev I.A. et al.* Numerical Simulation of Artificial Ground Freezing in a Fluid-saturated Rock Mass with Account for Filtration and Mechanical Processes // Sciences in Cold and Arid Regions. 2018. V. 9. № 4. P. 363.
- Ma G.-Y., Du M.-J., Li D. Numerical Calculation for Temperature Coupled with Moisture and Stress of Soil Around Buried Pipeline in Permafrost Regions // J. China University of Petroleum (Edition of Natural Science). 2011. V. 35. № 3. P. 108.
- 23. *Ma J., Wang X.* Natural Convection and Its Fractal for Liquid Freezing in a Vertical Cavity Filled with Porous Medium // Heat Transfer—Asian Research: Co-sponsored by the Society of Chemical Engineers of Japan and the Heat Transfer Division of ASME. 1999. V. 28. N
 [©] 3 P. 165.
- Semin M.A. et al. Natural Convection in Water-Saturated Rock Mass under Artificial Freezing // J. Mining Sci. 2020. V. 56. № 2. P. 297.
- Yong-ji X. Research on Soil Moisture and Thermophoresis in the Course of Seasonal Freeze Thawing [J] // Taiyuan Science & Technology. 2008. V. 3.
- 26. Алексютина Д.М., Мотенко Р.Г. Оценка влияния засоления и содержания органического вещества в мерзлых породах на западном побережье Байдарацкой губы, их теплофизические свойства и фазовый состав влаги // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 4. Геология. 2016. № 2.
- Семин М.А., Богомягков А.В., Левин Л.Ю. Теоретический анализ динамики ледопородного ограждения при переходе на пассивный режим замораживания // Зап. Горн. ин-та. 2020. Т. 243.

- 28. Semin M., Levin L. Numerical Simulation of Frozen Wall Formation in Water-saturated Rock Mass by Solving the Darcy-Stefan Problem // Frattura ed Integrità Strutturale. 2019. V. 13. № 49. P. 167.
- 29. *Tsypkin G.G.* Water–Ice Phase Transition in Unsaturated Soil in the Presence of Capillary Pressure // Fluid Dynamics. 2019. V. 54. № 5. P. 681.
- Van Genuchten M.T. A Closed-form Equation for Predicting the Hydraulic Conductivity of Unsaturated Soils // Soil Sci. Soc. Amer. J. 1980. V. 44. № 5. P. 892.
- Leverett M.C. et al. Capillary Behavior in Porous Solids // Trans. AIME. 1941. V. 142. № 1. P. 152.
- 32. Anderson D.M., Tice A.R., McKim H.L. The Unfrozen Water and the Apparent Specific Heat Capacity of Frozen Soils // 7nd Int. Conf. on Permafrost. Yakutsk, USSR. North American Contribution. 1973. P. 289.
- Côté J., Konrad J.M. A Generalized Thermal Conductivity Model for Soils and Construction Materials // Canad. Geotech. J. 2005. V. 42. № 2. P. 443.
- Kantzas A., Bryan J., Taheri S. Fundamentals of Fluid Flow in Porous Media // Pore Size Distribution. 2012. V. 1. P. 1.
- Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // ЖВМиМФ. 1965. Т. 5. № 5. С. 816.
- 36. Трупак Н.Г. Замораживание грунтов в подземном строительстве. М.: Недра, 1974.
- 37. Курант Р., Фридрихс К., Леви Г. О разностных уравнениях математической физики // Усп. матем. наук. 1941. № 8. С. 125.

— МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ — —

УДК 536.24.083

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ НА ПЛОСКОЙ СТЕНКЕ

© 2022 г. И. А. Давлетшин*, Н. И. Михеев**, А. А. Паерелий, Р. Р. Шакиров

Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН", Казань, Россия

E-mail: davlet60@mail.ru* *E-mail: n.miheev@mail.ru* Поступила в редакцию 17.02.2021 г. После доработки 18.01.2022 г. Принята к публикации 15.02.2022 г.

Представлен метод измерения распределения локального коэффициента теплоотдачи на плоской стенке. Измерительная стенка представляет собой печатную плату. Медный слой платы вытравлен в виде отдельных дорожек. По этим дорожкам пропускается электрический ток, который является источником теплового потока от стенки. Одновременно каждая дорожка выступает измерителем локальной температуры стенки. Температура дорожки (участка стенки) определяется по ее электрическим током постоянной. Равномерное и плотное расположение дорожек и нагрев стенки электрическим током постоянной мощности обеспечивают теплообмен с граничным условием на стенке $q_w = \text{const.}$

DOI: 10.31857/S004036442203005X

введение

Измерение характеристик конвективного теплообмена или определение коэффициента теплоотдачи в течениях является важнейшей задачей современной теплофизики как в фундаментальном, так и в прикладном плане. На сегодняшний день измерение характеристик теплообмена с высокой точностью и достаточным пространственным разрешением остается сложной задачей. Многообразие особенностей и режимных параметров не предполагает универсальных методик для определения теплообмена. В данной работе предлагается методика экспериментального исследования теплообмена на плоской поверхности. Одну из стенок или ее часть предлагается изготовить в виде теплообменного участка. Процесс теплообмена организуется путем нагрева этого участка электрическим током. Локальный коэффициент теплоотдачи h определяется как отношение локальных величин плотности конвективного теплового потока q_h и разности температур стенки и потока:

$$h = q_h / (T_w - T_f).$$

Сложности в определении конвективного теплового потока q_h связаны с правильной оценкой тепловых потерь и роли остальных видов теплообмена. Температура потока T_f в общем случае является переменной величиной вдоль стенки вследствие нагрева или охлаждения. Определение ее среднерасходных значений требует множественных измерений в интересующих сечениях канала в силу неравномерности температурного

поля в условиях теплообмена. Получение локальных значений температуры стенки T_w также связано с получением массива значений.

Экспериментальные исследования теплоотдачи связаны с необходимостью организации перепада температур между потоком и стенкой. В большом количестве случаев теплообмен организуется с использованием нагревателей стенки или потока. В частности, в качестве источника тепла используются пленочные нагревательные элементы или пластины [1]. Пропусканием электрического тока по ним довольно просто обеспечивается режим постоянного теплового потока на стенке. При этом температура стенки измеряется термопарами или по инфракрасному излучению. Применяются и комбинированные измерения.

Коэффициент теплоотдачи может быть определен на основе решения обратной задачи теплопроводности [2–4]. В данном методе используется зависимость динамики температурного поля стенки от теплового потока на ее границе. Здесь коэффициент теплоотдачи определяется по измерениям температуры стенки по пространству и времени. При этом определение значений теплового потока чаще всего базируется на уравнениях теплового баланса. Однако в последние годы получают развитие и методы прямого измерения тепловых потоков, например градиентными датчиками теплового потока, обладающими высоким пространственным и временным разрешением [5, 6]. Интегральные способы определения коэффициента теплоотдачи по параметрам потока теплоносителя на входе в канал и на выходе из него менее информативны. Выявить механизмы формирования процессов переноса тепла в полной мере здесь вряд ли возможно.

В данной работе реализован метод измерения коэффициента теплоотдачи с помощью специальной теплообменной стенки. Элементы этой теплообменной стенки одновременно выступают в роли электрических нагревателей и измерителей температуры. Экономичным образом эта идея была реализована на основе печатных плат. Метод позволяет получить данные одновременно о тепловых потоках на дорожках и их температурах. Эти величины определяются по измерениям электрических параметров дорожек: напряжения U и силы тока I. Базовой величиной при определении тепловых потоков является джоулево тепло W, выделяющееся в дорожках i:

$$W_i = U_i I_i$$
.

Температуры элементов стенки (дорожек) *T_i* определяются с помощью температурной зависимости электрических сопротивлений проводников

$$R_i = R_{0i}(1 + \alpha(T_i - T_{0i})). \tag{1}$$

Установка теплообменной стенки или стенок на интересующие участки канала позволяет исследовать распределения коэффициента теплоотдачи в различных течениях. Равномерный нагрев всех дорожек стенки электрическим током дает возможность реализовать тепловое граничное условие II рода на границе раздела двух сред с постоянным подводом тепла от стенки ($q_w = \text{const}$). В данных условиях именно плотность теплового потока является более консервативным параметром, чем, например, температура стенки (граничное условие I рода $T_w = \text{const}$).

Метод успешно использован в работах [7, 8].

Рис. 1. Измерительная плата: *1* – токовые выводы, *2* – отводы для измерений напряжения, *3* – медная дорожка.

СПОСОБ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема измерений реализована с применением печатной текстолитовой платы (рис. 1). Плата устанавливается в канал в качестве участка или участков его стенки. В данной реализации плата имеет длину 455 мм, ширину 230 мм и толшину 1.5 мм. Медный слой платы поделен на 47 одинаковых участков размерами 9.5 мм по длине и 150 мм по ширине платы. Участки вытравлены в виде дорожек, представляющих собой змейки поперек платы. Каждая дорожка имеет свои выводы для подключения источника электрического тока. Схема платы позволяет подключить дорожки как последовательно, так и параллельно. Выбор схемы подключения дорожек на плате определяется из условий обеспечения необходимой тепловой мощности и температурного режима теплообменной стенки.

Данная реализация (рис. 1) предложенного метода может быть использована для получения одномерных распределений по оси *x* коэффициента теплоотдачи в каналах, течение в которых является двумерным. По направлению *z* параметры потока считаются постоянными. Соответственно, распределения температур и тепловых потоков на стенке в пределах конкретных дорожек имеют свои постоянные значения. Принципиально метод может быть использован и для задач с трехмерными потоками. В этих случаях для получения двумерных распределений температур и тепловых потоков на стенке дорожки необходимо формировать делением платы на клетки, т.е. по оси *x* и по оси *z*.

Отводы для измерения перепадов напряжения на дорожках выполнены с обратной стороны платы и соединены с клеммами, при помощи которых они подсоединялись к аналого-цифровому преобразователю (АЦП) фирмы L-card E14-140. Замер напряжений производится в центральных частях дорожек шириной 80 мм. Такая схема направлена на решение двумерной задачи, т.е. угловые эффекты в местах сопряжений стенок не рассматриваются. Именно на этих частях температуры дорожек могут считаться равномерными. Температура, измеренная конкретным элементом, приписывалась координатам его центра.

Одновременно по измеренным величинам электрических напряжений и токов определялись значения тепловых потоков на элементах. Таким образом, по результатам измерений могут быть получены распределения коэффициента теплоотдачи на продольной оси стенки канала с шагом 9.5 мм.

Обратная сторона платы, являющаяся наружной стенкой канала, теплоизолирована с помощью двух воздушных камер толщиной 10 мм, разделенных алюминиевой фольгой. Такая конструкция способствовала снижению потерь тепла от нагретой стенки путем конвекции и лучистого тепло-



обмена. Потери тепла от наружной стенки в окружающую среду также оценивались.

Практическая реализация условия равенства тепловыделений на всех дорожках обеспечивается формированием электрических цепей с равными количествами дорожек и их подключением к одному и тому же источнику питания. В частности, в работе применялся источник с постоянным напряжением E = 24 В. Для определения силы тока в цепи дорожек подключались прецизионные резисторы. Использование стабильных сопротивлений обеспечивало определение величин силы тока в цепи с высокой точностью по измерениям напряжения на этих сопротивлениях.

Для определения локального коэффициента теплоотдачи наряду с тепловым потоком и температурой стенки требуется иметь значение локальной температуры потока T_{ji} . Определение данной температуры потока на входе в канал и расчета прироста температуры по уравнению теплового баланса. Для измерения начальной температуры потока T_{f0} применялся платиновый термометр сопротивления Pt100, устанавливаемый на входе в канал. Допустимое отклонение температуры для данного термометра сопротивления в диапазоне температур 0–40°С составляет 0.5°С.

ОЦЕНКА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Основными источниками неопределенности результата измерения коэффициента теплоотдачи являются тепловые потери, вызванные отводом теплоты в окружающую среду через элементы конструкции рабочего участка установки, теплоизоляцию нерабочей поверхности стенки, различные выводы и т.д. Поэтому вопросам снижения потерь тепла в экспериментах уделялось особое внимание. С учетом основных утечек коэффициент локальной теплоотдачи на *i*-м измерительном участке определялся из следующего соотношения:

$$h_{i} = \frac{q_{hi}}{\Delta T_{i}} = \frac{\frac{U_{i}U_{0}}{R_{0}} - (Q_{ti} + Q_{ri} + Q_{zi} + Q_{xi})}{F\Delta T_{i}}, \qquad (2)$$

где q_{hi} — плотность конвективного теплового потока от *i*-го участка стенки; U_0 и R_0 — падение напряжения и сопротивление эталонного резистора; U_i — падение напряжения на *i*-м измерительном участке платы; F — площадь участков теплообменной поверхности, равная 80×9.5 мм²; $\Delta T_i = (T_i - T_{fi})$ — разность температур *i*-го измерительного участка стенки и потока; Q_{ti} , Q_{ci} , Q_{xi} — утечки теплоты через теплоизоляцию для *i*-го элемента, радиационное излучение от платы к холодным стенкам, теплопроводный отток теп-

ла от границы участка в сторону соседних участков и боковых стенок.

Оценка неопределенности измерений проведена исходя из того, какой вклад вносит в общую неопределенность каждый из членов соотношения (2). Относительная погрешность измерения коэффициента теплоотдачи складывается из погрешностей определения плотности конвективного теплового потока и перепада температур:

$$\frac{\Delta h_i}{h_i} = \frac{\Delta q_{hi}}{q_{hi}} + \frac{\Delta (\Delta T_i)}{\Delta T_i}$$

Использование в измерениях АЦП с классом точности 0.05 и анализ входящих в это соотношение параметров показали, что основной вклад в неопределенность результата вносит неопределенность измерения температуры. В экспериментах она составила $\Delta(\Delta T_i) \sim 1^{\circ}$ С. При температурном напоре не менее $\Delta T_i = 20^{\circ}$ С $\Delta(\Delta T_i)/\Delta T_i \sim 0.05$. Остальные составляющие оказались существенно меньше. Соответственно, неопределенность измерений коэффициента теплоотдачи в проведенных исследованиях составила

$$\frac{\Delta h_i}{h_i} \sim 0.05$$

При этом оценка вклада неопределенности различных утечек тепла в эту величину показала, что при $\Delta T_i < 70^{\circ}$ С этот вклад (в общие 5%) равен порядка 0.85%. Иными словами, эти 0.85% в бюджете неопределенности характеризуют работу теплоизоляции и в целом учет утечек тепла по всем направлениям и в том числе за счет лучистого теплообмена. Поэтому главные усилия в работе были направлены на получение максимально точных величин конвективных тепловых потоков и температур. Практически это сводилось к возможно более точным измерениям электрических напряжений и токов в измерительных линиях.

Перед проведением экспериментов была выполнена оценка времени выхода температурного поля стенки на стационарный режим после включения нагрева или смены режима течения. Контроль выхода на стационарный тепловой режим стенки осуществлялся по показаниям измеряемых параметров с течением времени. Измерения показали, что электрические сигналы за 10 мин после включения (переключения) выходят на постоянные уровни значений. Следует отметить, что данные значения совпадают с результатом решения нестационарного уравнения теплопроводности с источником тепла. Таким образом, предлагаемый метод направлен на измерения средних по времени значений коэффициента теплоотдачи после выхода на стационарный режим.

КАЛИБРОВКА

Для определения температур по соотношению (1) требуются "нулевые" значения электрических сопротивлений *R*_{i0} и температурного коэффициента $\alpha_i = dR/(R_{i0}dT)$ измерительных элементов при температуре $T_0 = 0^{\circ}$ С. Задача измерения этих значений связана с подачей электрического тока на элементы. Однако этот ток будет вызывать нагрев и изменение температурного состояния элементов. Поэтому в рамках калибровки использовались кратковременные импульсы тока длительностью не более 1 с. Для определения значений R_{i0} используется промежуток времени ~0.1 с на начальном участке импульса. За это время в измерительном элементе выделяется количество тепла ~0.1 Дж. Температура платы при этом увеличивается на ~0.05°С. Для задач калибровки это изменение считалось незначительным, и температура измерительных элементов принималась постоянной.

Предварительно для всех измерительных дорожек определялся температурный коэффициент α_i в соотношении (1). Эта процедура проводилась с использованием термостатирующей камеры в диапазоне температур от -37 до 54°С. Полученные температурные коэффициенты оказались близкими к справочному значению для меди. Для всех элементов этот коэффициент показал величину, близкую к $\alpha = 0.00421^{\circ}C^{-1}$. При этом его среднеквадратичное отклонение для всей совокупности дорожек составляло $\sigma_{\alpha} = 0.00004^{\circ}C^{-1}$, что позволяло использовать один и тот же температурный коэффициент α для всех элементов с индивидуальными значениями R_{i0} .

ТЕСТОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Проверка работоспособности разработанного метода была проведена экспериментальными измерениями теплообмена в известных условиях. В первую очередь был измерен теплообмен в дозвуковом воздушном потоке в плоском канале при условиях, близких к атмосферным. В канале длиной L = 4.2 м с прямоугольным сечением 115 × × 150 мм² (гидравлический диаметр D = 130 мм) создавался развитый турбулентный режим течения. На расстоянии $L/D \sim 30$ от входа в канал производились измерения коэффициента теплоотдачи. Данные в виде зависимости числа Нуссельта Nu = hD/λ от числа Рейнольдса Re = UD/v приведены на рис. 2а.

Следующий цикл экспериментов был проведен в канале с неравномерным распределением коэффициента теплоотдачи. В качестве объекта исследований здесь рассматривалась теплоотдача в канале сечением 115 × 150 мм² с дискретной шероховатостью на одной стенке в виде выступов квадратного сечения (черные квадраты на оси абс-



Рис. 2. Коэффициент теплоотдачи в гладком канале (a): 1 -измеренные данные, 2 -расчет по Nu = $= 0.021 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.43}$; в дискретно шероховатом (б) при различных числах Рейнольдса: $1 - 1.5 \times 10^4$, $2 - 2.8 \times 10^4$, $3 - 4 \times 10^4$.

цисс) высотой e = 9.5 мм с продольным шагом их расположения 20e (рис. 26).

Тестовая проверка предложенного метода показала хорошее согласие результатов с известными данными и критериальным соотношением Nu == 0.021Re^{0.8}Pr^{0.43} для вынужденной конвекции при развитом турбулентном течении в трубах [9]. Также метод хорошо работал при измерениях неравномерных распределений коэффициента теплоотдачи. В частности, в канале с дискретной шероховатостью получены распределения, качественно и количественно согласующиеся с имеющимися данными для отрывных областей — с характерными максимумами в точках присоединения потока и порядка двукратной интенсификации теплообмена [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и апробирован метод измерения конвективного теплообмена на плоской стенке с помощью специально изготовленной для этого теплообменной стенки. Данный метод может использоваться при измерениях распределений коэффициента теплоотдачи на стенках плоских каналов. Метод реализован на основе печатной платы. Медный слой платы вытравлен в виде отдельных дорожек. При пропускании электрического тока каждая дорожка одновременно является нагревателем стенки и измерителем ее температуры. Плотное расположение дорожек и подача на них токов одинаковой мощности обеспечивают теплообмен с граничным условием на стенке $q_w = \text{const.}$

Для обеспечения высоких метрологических характеристик метода измерений проведена калибровка измерительных элементов с привлечением термостатирующей камеры. Определение опорных (нулевых) значений электрических сопротивлений элементов и их температурного коэффициента проводилось в рабочем диапазоне температур стенки. Выполнена расчетная оценка и экспериментальная проверка времени выхода температурного поля теплообменной стенки на стационарный режим после включения нагрева или смены режима течения.

Учет всех составляющих теплового потока на стенке и использование измерителей высокого класса точности позволили достичь неопределенности измерений коэффициента теплоотдачи не более 5% в диапазоне температурных напоров между стенкой и потоком теплоносителя (20–70)°С.

Проведенные тестовые эксперименты показали эффективность метода при тепловых исследованиях по определению распределений коэффициента теплоотдачи в потоках газа.

Работа выполнена в рамках госзадания ФИЦ "Казанский научный центр РАН".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Terekhov V.I., Yarygina N.I., Zhdanov R.F. Heat Transfer in Turbulent Separated Flows in the Presence of High Free-stream Turbulence // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. V. 46. № 23. P. 4535.

- 2. Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Метод измерения осредненных значений коэффициента теплоотдачи в сложных течениях // Изв. РАН. Энергетика. 2005. № 6. С. 16.
- 3. Формалев В.Ф., Колесник С.А. Об обратных граничных задачах теплопроводности по восстановлению тепловых потоков к анизотропным телам с нелинейными характеристиками теплопереноса // ТВТ. 2017. Т. 55. № 4. С. 564.
- 4. *Дилигенская А.Н.* Метод минимаксной оптимизации в двумерной граничной обратной задаче теплопроводности // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 226.
- Бобашев С.В., Менде Н.П., Попов П.А., Резников Б.И., Сахаров В.А., Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В., Бунтин Д.А., Маслов А.А., Кнаусс Х., Редигер Т. Использование анизотропных датчиков теплового потока в аэродинамическом эксперименте // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 5. С. 36.
- Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В., Бабич А.Ю., Зайнуллина Э.Р. Изучение пленочной конденсации насыщенного водяного пара на поверхностях труб методом градиентной теплометрии // Теплоэнергетика. 2021. № 10. С. 73.
- Davletshin I.A., Mikheev N.I., Paereliy A.A., Gazizov I.M. Convective Heat Transfer in the Channel Entrance with a Square Leading Edge under Forced Flow Pulsations // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 129. P. 74.
- Davletshin I.A., Mikheev A.N., Mikheev N.I., Shakirov R.R. Heat Transfer and Structure of Pulsating Flow behind a Rib // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 160. P. 120173.
- 9. Михеев М.А. Основы теплопередачи. М.: Госэнергоиздат, 1949. 696 с.
- Wang L., Sundén B. Experimental Investigation of Local Heat Transfer in a Square Duct with Various-shaped Ribs // Heat Mass Transfer. 2007. V. 43(8). P. 759.

УДК 662.739

ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНАЯ ТОРРЕФИКАЦИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УПРАВЛЯЕМОЙ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

© 2022 г. В. М. Зайченко, А. Л. Шевченко*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия *E-mail: s1246626@yandex.ru Поступила в редакцию 30.03.2021 г. После доработки 07.07.2021 г.

Принята к публикации 23.11.2021 г.

В работе анализируются особенности реализации процесса торрефикации по разработанной в Объединенном институте высоких температур РАН технологии с использованием внутренней энергии управляемой экзотермической реакции. Данная технология позволяет в несколько раз сократить потребление энергии на процесс торрефикации. В экспериментах на установке и при численном моделировании процесса выявлено колебательное изменение температуры обрабатываемой биомассы. Представлен механизм управления режимными параметрами процесса торрефикации с использованием эффекта экзотермического выделения тепла, обеспечивающий сглаживание температурных колебаний при высокой энергоэффективности процесса.

DOI: 10.31857/S0040364422020090

введение

Использование биомассы в качестве топлива приобретает все большее значение в настоящее время. К биомассе относятся древесные и сельскохозяйственные отхолы. отхолы жизнелеятельности различных видов. Это местный топливноэнергетический ресурс, объемы которого на многих территориях достигают значительных величин. При использовании биомассы в качестве топлива не нарушается природный баланс СО₂. Растения поглощают углекислый газ в период роста, то же самое количество двуокиси углерода выделяется в атмосферу при сжигании топлив из биомассы. Дисбаланс СО₂ наступает, когда на поверхность извлекается топливо, которое изначально находилось в толще земли, при этом механизма нейтрализации углерода, который в таком топливе содержится, в природе не существует. При сжигании ископаемого топлива в атмосферу выбрасывается избыточная для экобаланса двуокись углерода.

Биомасса — это также значительное количество отходов, энергетическая утилизация которых является оптимальным направлением сокращения вредного антропогенного влияния на природное равновесие.

Одной их технологий получения из биомассы твердых энергетических топлив является торрефикация — нагрев в безокислительной среде перерабатываемого сырья из биомассы до температур 250—300°С. При торрефикации повышается теплотворная способность биотоплива, снижается вес. Например, для гранулированного древесного топлива (пеллет) с исходной теплотворной способностью 14–17 МДж/кг при торрефикации теплотворная способность возрастает до 19–24 МДж/кг. В результате термической обработки существенно повышается гидрофобность биотоплива и устойчивость к атмосферным и биологическим воздействиям [1]. Последнее позволяет избежать необходимости соблюдения специальных условий при хранении и транспортировке топлив из биомассы с целью предотвращения их контакта с воздушной средой, при котором содержание влаги в топливах увеличивается.

ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ТОРРЕФИКАЦИИ

Торрефицированное биотопливо может служить заменой ископаемому углю в традиционных топках, обладая близкими к последнему теплотехническими свойствами, но при этом меньшей зольностью и содержанием серы, а также являясь CO_2 -нейтральным топливом. При сгорании биотоплива растительного происхождения выделяется столько же углекислого газа, сколько было поглощено из атмосферы в процессе роста растений [2].

Термическая переработка биомассы, а именно древесины, имеет многовековую историю. В XV– XIX веках для получения древесного угля, в частности для металлургического производства, использовался так называемый процесс углежжения. Углежжение — это процесс, когда древесина складывалась в кучи либо в яму и поджигалась, при распространении горения эти кучи засыпались землей, таким образом они изолировались от доступа воздуха. При нагреве до температур порядка 300°С в древесине происходили реакции экзотермического выделения тепла, за счет которого осуществлялся процесс карбонизации с получением древесного угля [3]. Управление данным процессом было достаточно сложным и опасным. В процессе углежжения древесины образовывались водород и окись углерода, которые накапливались под наружным покрытием перерабатываемой древесины. Неконтролируемое скопление данных газов могло приводить к взрывам. Количество получаемого древесного угля и его свойства определялись температурными режимами процесса при экзотермическом разогреве перерабатываемой биомассы. С целью получения угля требуемого качества необходимо осуществлять контроль за режимными параметрами процесса. Это представляло достаточно трудную задачу и требовало высокой квалификации углежогов. С конца XIX в. с развитием производства металлургического кокса из угля процесс углежжения уже не использовался.

В настоящее время торрефикация рассматривается как перспективный процесс переработки биомассы с получением качественных твердых топлив. Исследования по созданию технологий торрефикации проводятся во многих научных центрах мира [4–9]. Но до настоящего времени промышленных технологий торрефикации не создано. Насколько можно судить из анализа литературных данных, главной причиной этого является то, что существующие разработки в области торрефикации не окупаются при их промышленном использовании, т.е. выгоды, получаемые от использования торрефицированного топлива, не компенсируют затрат на его получение.

Главной задачей при создании конкурентноспособной промышленной технологии является снижение затрат энергии при производстве торрефицированного топлива.

В Объединенном институте высоких температур РАН разработана новая энергоэффективная технология торрефикации биомассы, в основе которой лежит использование энергии экзотермического эффекта, которая выделяется при пиролизе биомассы [10, 11].

На основе этой технологии создана экспериментальная установка [12], реактор с подвижным слоем которой представляет собой вертикальный теплоизолированный стальной цилиндр объемом 80 л, снабженный заслонками, отделяющими секции загрузки и охлаждения, производительностью порядка 150 кг/ч торрефицированной продукции.

Сверху в реактор засыпается предварительно высушенная при температурах 120–130°С биомасса (пеллеты). Сушка осуществляется за счет использования тепла отходящих газов процесса. В ниж-

нюю часть реактора подается горячий теплоноситель заданной температуры (250-280°С), а в секцию охлаждения - бескислородный охлаждающий агент (с температурой 30°С). По высоте реактора установлены термопары для контроля и управления процессом торрефикации. По мере прогрева нижнего слоя до заданной контрольной температуры открывается заслонка и порция торрефицированных пеллет выгружается в секцию охлаждения. На ее место сверху из загрузочного бункера поступает порция такого же объема исходной высушенной и подогретой до температуры 120°С биомассы. При взаимодействии биомассы, остаюшейся в реакторе после частичной выгрузки. с газами, которые используются для нагрева, и за счет экзотермического эффекта температура в слое повышается до 280-300°С. Снова следует частичная выгрузка биомассы и загрузка свежих порций из сушильного аппарата. Таким образом, в установке реализуется квазинепрерывный режим торрефикации. Как показали эксперименты, за счет экзотермических эффектов энергоэффективность процесса возрастает примерно в 4-6 раз по сравнению с традиционным процессом торрефикации, когда температура в рабочей зоне реактора ограничивалась до 250°С, производительность установки составила 40 кг/ч при расходе теплоносителя, на 40% большем по сравнению с режимом с управляемой экзореакцией. При подобном сокрашении потребления энергии процесс торрефикации становится экономически оправданным.

Использование эффекта экзотермического разогрева сопряжено с определенными сложностями. Термодеструкция биомассы сопровождается эндо- и экзотермическими реакциями [13], тепловая энергия которых пропорциональна скорости этих реакций и имеет экспоненциальную зависимость от температуры [14]. При пиролизе, например, древесных отходов при 270-300°С превалируют экзотермические реакции (деструкция гемицеллюлозы). Подъем температуры за счет экзоэффекта носит лавинообразный характер. Использование выделяющейся при этом тепловой энергии требует четкого контроля и управления процессом с целью ограничения роста температуры и исключения перехода режима торрефикации в углежжение. В представляемой технологии это осуществляется за счет быстрой циклической выгрузки слоя торрефицированной биомассы с очагом развивающегося экзотермического разогрева в секцию охлаждения. В зависимости от выгружаемого объема торрефицированной продукции период циклической выгрузки может составлять от нескольких секунд до нескольких минут. Чем меньше выгружаемый объем, тем меньше период и меньше амплитуда температурных колебаний. Чем выше уровень экзотермического перегрева и чем на большую величину температура в контрольной точке превышает температуру греющего теплоносителя, тем выше энергоэффективность и производительность установки.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ

При многочасовом эксперименте на установке торрефикации ОИВТ РАН в переходном режиме наряду с температурными колебаниями, связанными с периодической выгрузкой, проявились низкочастотные колебания температуры. На рис. 1 изображено изменение температуры в различных сечениях реактора торрефикации в процессе этого эксперимента 20 марта 2018 г.

На первом этапе осуществлялся прогрев всей установки. Температура теплоносителя на входе в секцию торрефикации постепенно поднималась до 275°С, температура биомассы в нижних слоях реактора достигала 290°С, превысив температуру теплоносителя, а в верхних – 240°С. С этого момента началась периодическая выгрузка – при достижении контрольной температуры (290°С) открывалась на короткое время нижняя заслонка для выгрузки очередной порции 8 л торрефицированных пеллет, такой же объем "холодной" (120°С) исходной биомассы загружался сверху. Весь столб биомассы сдвигался вниз, снижая общий уровень температуры во всех сечениях по высоте реактора. Температура в нижних слоях достаточно быстро за счет экзотермической реакции (за несколько десятков секунд) достигала контрольного значения и опять срабатывала заслонка — выгружалась следующая порция готовой продукции. Таким образом организуется циклический квазинепрерывный режим, а на графике температуры формируются высокочастотные колебания с амплитудой около 10°С и периодом 2-3 мин.

В верхних слоях реактора (0.9Н) начало периодической выгрузки отмечено резким падением температуры с 270 до 110°С. Дальнейший прогрев средних и верхних слоев биомассы, в отличие от нижних, происходит с существенным запаздыванием. Тепловая энергия в эти слои поступает за счет конвективного потока греющего теплоносителя и выделяющихся пиролизных газов. Характерное время распространения данной тепловой волны обратно пропорционально общей теплоемкости загруженной биомассы и составляет для данного эксперимента десятки минут. С определенного температурного уровня сначала в нижних слоях, затем – выше активизируется экзотермическая реакция, за счет чего темп нагрева возрастает лавинообразно, и в какой-то момент времени температура в средних слоях оказывается выше, чем в нижних. На температурной кривой наблюдается верхний пик. В этот момент вы-



Рис. 1. Изменение температуры в различных сечениях реактора в эксперименте на установке торрефикации: 1 - 0.1H, 2 - 0.33H, 3 - 0.67H, 4 - 0.9H.

грузка очередной порции торрефицированной биомассы из нижних слоев в зону охлаждения не снижает температуру в контрольной точке, так как в эту область сдвигаются слои с более высокой температурой. Для обеспечения необходимого температурного уровня в контрольной точке частота и объем выгрузки автоматически возрастают и реактор быстрее заполняется свежими, "холодными", порциями сырья, что приводит к общему снижению температуры в реакторе. На температурной кривой этот момент характеризуется спадом. Затем постепенно тепловая волна поднимается вверх — происходит общий рост температуры. Формируются низкочастотные колебания.

Для сечений, расположенных на уровне 1/3 и 2/3 высоты, наблюдаются двухчастотные колебания — высокочастотные с периодом выгрузки очередной порции торрефиката и амплитудой порядка 10°C и низкочастотные с периодом около часа и амплитудой более 100°C.

На рис. 1 видно, что примерно через 3 ч от начала эксперимента тепловая волна экзотермической реакции резко идет вверх — температура в сечении 1/3H оказалась выше, чем температура на входе, а в сечении 2/3H еще выше. В этот момент выгрузка одной порции ~8 л нижнего слоя пеллет в зону охлаждения не позволила остановить экзотермическую реакцию, так как очаг реакции оказался выше. Чтобы погасить развитие "экзотермики" и не допустить общего перегрева, блок управления автоматически сократил период выгрузки до нескольких секунд. После прохождения температурного пика частота выгрузки вернулась к значениям 2—3 мин. Примерно через час на температурном подъеме эта ситуация повторилась.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ТОРРЕФИКАЦИИ

Численные эксперименты по моделированию переходных процессов в реакторе торрефикации гранулированной биомассы с подвижным слоем проводились в предположении двухступенчатой модели деструкции биомассы [14], в которой первичные реакции распада исходной биомассы эндотермические, а вторичные — экзотермические.

Предполагается, что скорости реакций описываются формулой Аррениуса [15]:

$$k_i = A_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right),$$

где k_i — константа скорости соответствующей реакции (1/c), A_i — предэкспоненциальный множитель (1/c); E_i — энергия активации (Дж/моль); R = 8.314 Дж/(моль K) — универсальная газовая постоянная.

Процессы термохимического преобразования биомассы в цилиндрическом реакторе торрефикации с прямым нагревом сырья греющим газом описываются системой дифференциальных уравнений сохранения массы и энергии для каждого из рассматриваемых компонент в твердой и газовой фазе в приближении нестационарной одномерной модели, при этом предполагается, что изменение исследуемых параметров по радиусу реактора незначительно по сравнению с изменениями по высоте.

Математическая модель представлена системой дифференциальных уравнений в частных производных:

уравнение сохранения массы для твердой фазы (исходной, активированной и торрефицированной биомассы)

$$(1-\varepsilon)\frac{\partial\rho_a}{\partial\tau} = S_a = -(k_t + k_g + k_c)\rho_a,$$
$$(1-\varepsilon)\frac{\partial\rho_c}{\partial\tau} = S_c = k_c\rho_a + k_{c2}\rho_t;$$

уравнение сохранения массы для газовой фазы

$$\varepsilon \frac{\partial \rho_t}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x} (U \rho_t) = S_t = k_t \rho_a - (k_{c2} + k_{g2}) \rho_t,$$

$$\varepsilon \frac{\partial \rho_g}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x} (U \rho_g) = S_g = k_g \rho_a + k_{g2} \rho_t;$$

уравнение энергии для твердой фазы

$$(1 - \varepsilon_s)(\rho_a C_a + \rho_c C_c)\frac{\partial T_s}{\partial \tau} =$$
$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_s^{\text{eff}} \frac{\partial T_s}{\partial x}\right) + \alpha \left(T_s - T_v\right) + q;$$

уравнение энергии для газовой фазы

$$\begin{split} \varepsilon_s(\rho_g C_g + \rho_t C_t) \frac{\partial T_v}{\partial \tau} &= \\ &= (\rho_g C_g + \rho_t C_t) \left(U \frac{\partial T_v}{\partial x} \right) + \alpha \left(T_s - T_v \right); \end{split}$$

общий баланс массы

$$G_{\text{out}} - G_{\text{in}} = \int_{0}^{H} (S_a + S_c + S_t + S_g) dx.$$

Здесь р, *C*, λ – плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности соответственно; *T* – температура; τ – время; *x* – координата по высоте реактора; ε – пористость; *G* – коэффициент теплоотдачи; *U* – скорость; *G* – массовый расход газа; *q* – внутренний источник тепла (тепловые эффекты эндотермических и экзотермических реакций); *k* – скорость химической реакции; *S* – источник массы; *H* – высота реактора; индексы: *s* – твердая фаза, *v* – газовая фаза (основной теплоноситель, пиролизные газы и пары смол), *a* – исходная биомасса, *c* – торрефикат, *g* – газ, *t* – пары смол, eff – эффективная величина, in – параметры на входе в реактор, out – параметры на выходе из реактора.

Внутренний источник тепла определяется суммой тепловых эффектов всех реакций:

$$q = -(k_t \Delta h_t + k_g \Delta h_g + k_c \Delta h_c) \rho_a - -(k_{g2} \Delta h_{g2} + k_{c2} \Delta h_{c2}) \rho_t,$$
(1)

где Δh_i — удельная энтальпия соответствующей реакции (Дж/кг); нижние индексы *t*, *g*, *c*, *g*2, *c*2 — реакции образования паров смол, пиролизных газов, торрефиката, вторичные реакции преобразования смол в газ и торрефикат.

Гранулы биомассы представляются твердыми сферами одинаковых диаметров с регулярной упаковкой в предположении, что диаметр сфер и пористость слоя в процессе низкотемпературного пиролиза не меняются. В этом приближении коэффициент эффективной теплопроводности зернистого слоя с учетом теплопроводности газовой фазы и излучения можно рассчитать в приближении модели Куни [16, 17].

Для расчета коэффициента теплоотдачи используется выражение для эффективного числа Нуссельта, предложенное в [18] для зернистого слоя при значениях эффективного числа Рейнольдса $\text{Re}_e > 30$:

$$Nu_a = 0.39 Pr^{1/3} Re_a^{0.64}$$

Числа Нуссельта и Рейнольдса рассчитываются по эффективному гидравлическому диаметру, учитывающему удельную поверхность частиц.

Энергоэффективность процесса торрефикации характеризуется удельными энергозатратами на получение 1 кг торрефиката [19]:

$$\eta = \frac{G_g \Delta H_g}{G_s} \, .$$

где G_s — производительность реактора, G_g — массовый расход греющего газа, ΔH_g — уменьшение энтальпии теплоносителя в реакторе.

Численные эксперименты выполнялись с использованием программы [20] для экспериментальных условий на установке ОИВТ РАН. Кинетические параметры и тепловые эффекты реакций (1) взяты из работы [14].

На рис. 2 изображены расчетные кривые изменения температуры биомассы во времени в процессе прогрева и выхода реактора на квазистационарный режим в различных сечениях по высоте.

На первой стадии прогрева наблюдается плавный рост температуры биомассы по всей высоте реактора. При достижении контрольной температуры (300°С) в нижних слоях секции торрефикации примерно через 800 с выполняется первая выгрузка — выгружается порция торрефицированных пеллет в зону интенсивного охлаждения. Весь столб оставшейся биомассы опускается вниз, более холодные слои смещаются в зону подачи горячего теплоносителя, сверху засыпается порция такого же объема исходного сырья с температурой 120°С, наблюдается снижение температуры во всех сечениях реактора.

В процессе прогрева на начальной стадии температура в верхних слоях реактора поднялась до 240°С. Затем с началом выгрузки торрефицированной биомассы и загрузки свежих порций исходного сырья с температурой 120°С начинается перестройка температурного профиля по высоте реактора. Наиболее резкое снижение температуры наблюдается в верхних слоях реактора. Температура в нижних слоях достаточно быстро за счет экзотермической реакции (за несколько десятков секунд) достигает контрольного значения и опять срабатывает заслонка — выгружается следующая порция готовой продукции. Формируются высокочастотные температурные колебания с амплитудой около 10°С.

За счет тепловой инерции переход от стадии первоначального прогрева к рабочему квазистационарному режиму сопровождается тепловой "раскачкой" — низкочастотными температурными колебаниями с периодом ~20 мин и амплитудой несколько десятков градусов. В связи с тем, что теплоноситель подается снизу, разогрев нижних слоев происходит в большей степени, чем средних и верхних слоев. На входе в реактор терморегулятор поддерживает постоянную температуру газового теплоносителя, и поэтому в этой области амплитуда температурных колебаний биомассы минимальна и составляет несколько градусов. В верхние слои реактора тепловая волна доходит с существенным запозданием и амплитуда темпе-

1 300 2 250 $\overset{\circ}{\mathcal{O}}$ Гемпература, 3 200 4 150 100 50 0 500 1000 1500 2000 2500 3000 3500 4000 Время, с

Рис. 2. Изменение температуры биомассы в процессе выхода на стационарный режим в различных сечениях по высоте реактора: 1 - 0.1H, 2 - 0.33H, 3 - 0.67H, 4 - 0.99H.

ратурных колебаний здесь существенно больше. В представленном варианте квазистационарный рабочий режим устанавливается через 2–3 периода низкочастотных колебаний, что составляет ~1 ч. При этом удельные энергозатраты на производство 1 кг торрефиката составили η = 84 кДж/кг.

Наличие низкочастотных колебаний (тепловой "раскачки") в переходных режимах торрефикации обусловлено именно экзотермическими реакциями, которые вызывают лавинообразный локальный перегрев отдельных слоев биомассы. Такой переходный процесс характеризуется положительной обратной связью — небольшое увеличение температуры приводит к экспоненциальному росту темпа прогрева. Переходные режимы термодеструкции биомассы из одного в другое равновесное состояние, в которых экзоэффект не наблюдается, осуществляются без тепловой "раскачки".

Численные эксперименты показали, что при определенном сочетании режимных параметров, когда экзотермический перегрев (разность температур в контрольной точке и теплоносителя на входе в реактор) превысил определенное значение, эти колебания могут стать незатухающими и установившийся режим не достигается (рис. 3).

Значение температуры на всех уровнях реактора от нижних слоев (0.1*H*) до верхних (0.99*H*) изменяется с амплитудой до 180°С и периодом ~20 мин. При этом удельные энергозатраты возрастают в полтора раза ($\eta = 117 \text{ кДж/кг}$), а отдельные слои биомассы находятся недостаточное время при температуре торрефикации (выше 250°С), не обеспечивая равномерность термообработки сырья.

В установке ОИВТ РАН для управления процессом торрефикации с использованием экзотер-



Рис. 3. Незатухающие температурные колебания при переходном режиме от прогрева к циклической выгрузке: *1*-*4* - см. рис. 2.

мической реакции предусмотрено два блока управления: задание необходимой температуры теплоносителя на входе в реактор и управление выгрузкой определенного объема торрефицированных пеллет с очагом развивающейся экзотермической реакции.

Для сглаживания тепловой "раскачки" переходный процесс необходимо проводить с переменными режимными параметрами. Циклическая выгрузка после стадии прогрева должна начинаться без экзотермического перегрева, т.е. когда температура в контрольной точке равна температуре греющего теплоносителя, и при минимальных объемах выгружаемой продукции. Затем по мере прогрева всего реактора экзотермический перегрев и объем выгружаемых порций



Рис. 4. Изменение температуры при переходном режиме от прогрева к циклической выгрузке: *1*-*4* - см. рис. 2.

возрастает, тем самым повышая энергоэффективность и производительность установки.

На рис. 4 показано изменение температуры в различных сечениях реактора при переходном режиме после 700 с прогрева с плавным ростом в течение 40 мин выгружаемых объемов от 0.5 до 3.5 л и экзотермического перегрева за счет снижения входной температуры теплоносителя от 300 до 275°C.

При таком режиме низкочастотные температурные колебания в верхних и нижних слоях реактора практически полностью подавлены, в средней части реактора амплитуда таких колебаний снижена до 50°, а переходный процесс ограничен одной волной. Кроме того, плавное изменение режимных параметров позволяет повысить энергоэффективность процесса. Удельные энергозатраты в таком режиме составили менее 80 кДж/кг.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя авторам неизвестны работы, в которых описывается использование эффекта экзотермического разогрева перерабатываемого материала при торрефикации, анализ существующих в литературе схем экспериментальных установок показывает, что эффект экзотермического разогрева в существующих установках по торрефикации наблюдался. Об этом свидетельствует наличие в данных установках специальной системы отвода тепла из реакционной зоны, которая состоит из теплообменников, по которым пропускается теплоноситель, отводящий тепловую энергию экзотермических реакций [21].

Разработанная в ОИВТ РАН технология торрефикации с использованием управляемого экзоэффекта позволяет существенно снизить энергозатраты на получение готового продукта, что делает производство торрефицированной продукции экономически выгодным.

Результаты выполненных исследований свидетельствуют о том, что экзотермическая реакция, используемая в представленной технологии, обладает "своенравным" характером, вызывая трудно контролируемый лавинообразный рост температуры, а в переходных режимах еще и тепловую раскачку. Видимо, в силу этих причин в существующих торрефикационных установках стараются не допускать развития экзотермической реакции, ограничивая рабочую температуру процесса и отводя выделяющееся тепло.

Предложен механизм управления процессом торрефикации с экзотермическим эффектом, обеспечивающий повышение энергоэффективности процесса и плавные без тепловой раскачки переходные режимы работы реактора. Для использования внутренней энергии и контроля за экзотермической реакцией в представленной технологии применяются два блока управления: управление температурой теплоносителя на входе в реактор и управление периодом выгрузки и объемом выгружаемой порции готовой продукции. Автоматика установки контролирует не только текущую температуру в нижних сечениях зоны торрефикации, но и температурную тенденцию с учетом тепловой инерции всей установки, плавно меняя параметры на входе, объем выгружаемой продукции и частоту выгрузки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Nunes L.J.R., Matias J.C.O., Catalão J.P.S. Torrefaction of Biomass for Energy Applications From Fundamentals to Industrial Scale. Acad. Press, 2017. https://doi.org/10.1016/C2015-0-04530-0
- 2. *Basu P.* Biomass Gasification and Pyrolysis. Practical Design and Theory. Elsevier Inc., 2010.
- 3. Козлов В.Н. Теория углежжения. М., Л.: РАН, 1941.
- Wei-Hsin Chen, Po-Chih Kuo. Study on Torrefaction of Various Biomass Materials and its Impact on Lignocellulosic Structure Simulated by a Thermogravimetry // Energy. 2010. V. 35. № 6. P. 2580.
- 5. Prins M.J., Ptasinski K.J., Janssen F.J.J.G. Torrefaction of Wood. Part 1. Weight Loss Kinetics // J. Anal. Appl. Pyrolysis. 2006. V. 77. № 1. P. 28.
- Basu P., Sadhukhan A.K., Gupta P., Rao S., Dhungana A., Acharya B. An Experimental and Theoretical Investigation on Torrefaction of a Large Wet Wood Particle // Bioresour. Technol. 2014. V. 159. P. 215.
- 7. Prins M.J., Ptasinski K.J., Janssen F.J.J.G. Torrefaction of Wood. Part 2. Analysis of Products // J. Anal. Appl. Pyrolysis. 2006. V. 77. № 1. P. 35.
- Hakkou M., Pétrissans M., Gérardin P., Zoulalian A. Investigations of the Reasons for Fungal Durability of Heat-treated Beech Wood // Polym. Degrad. Stab. 2006. V. 91. № 2. P. 393.
- 9. Директор Л.Б., Зайченко В.М., Синельщиков В.А. Численное моделирование энерготехнологического комплекса с реактором торрефикации // ТВТ. 2017. Т. 55. № 1. С. 133.
- 10. Зайченко В.М., Крылова А.Ю., Сычев Г.А., Шевченко А.Л. Термические эффекты при торрефика-

ции биомассы // Химия твердого топлива. 2020. Т. 54. № 4. С. 44.

- Зайченко В.М., Сычев Г.А., Шевченко А.Л. Экзотермические эффекты низкотемпературного пиролиза биомассы // Экологическая, промышленная и энергетическая безопасность – 2017. Сб. ст. по матер. науч.-практ. конф. с междун. участием. Севастополь, 11–15 сент. 2017 / Под ред. Омельчук Ю.А., Ляминой Н.В., Кучерик Г.В. Севастополь: ФГАОУ ВО "Севаст. гос. ун-т", 2017. С. 494.
- Зайченко В.М., Марков А.В., Морозов А.В., Сычев Г.А., Шевченко А.Л. Устройство по торрефикации гранулированной биомассы с воздушным подогревом. Патент РФ № 2690477. Б.И. № 16. 2019.
- 13. Yang H., Yan R., Chen H. et al. In-depth Investigation of Biomass Pyrolysis Based on Three Major Components: Hemicelluloses, Cellulose and Lignin // Energy Fuels. 2006. V. 20. № 1. P. 388.
- 14. *Park W.Ch., Atreya A., Baum H.R.* Experimental and Theoretical Investigation of Heat and Mass Transfer Processes During Wood Pyrolysis // Combust. Flame. 2010. V. 157. № 3. P. 481.
- Anca-Couce A. Reaction Mechanisms and Multi-scale Modelling of Lignocellulosic Biomass Pyrolysis // Prog. Energy Combust. Sci. 2016. V. 53. P. 41.
- 16. *Kunii D., Smith J.M.* Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks // A.I.Ch.E. Journal. 1960. V. 6. № 1. P. 71.
- 17. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Гидравлические и тепловые основы работы. Л.: Химия, 1979. 176 с.
- 18. *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
- 19. Директор Л.Б., Зайченко В.М., Исьёмин Р.Л., Чернявский А.А., Шевченко А.Л. Сравнение эффективности реакторов низкотемпературного пиролиза биомассы // Теплоэнергетика. 2020. Т. 67. № 5. С. 60.
- 20. Шевченко А.Л., Директор Л.Б. Программа расчета теплофизических параметров реактора термической конверсии биомассы. (РҮRBM). Свид. о гос. рег. программ для ЭВМ № 2018664704 от 29.10.2018.
- 21. *Передерий С.Э.* Будут ли в России производить торрефицированные пеллеты? // ЛесПромИнформ. 2020. № 1(147). С. 122. https://lesprominform.ru/media/_protected/journals_pdf/19906/lpi_147.pdf

———— ОБЗОР ———

УДК 533.6

КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В СЖИМАЕМОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

© 2022 г. А. И. Леонтьев^{1, 2}, В. Г. Лущик¹, М. С. Макарова¹, С. С. Попович¹

¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия ²МГТУ имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия *E-mail: leontiev_27@mail.ru **E-mail: vgl_41@mail.ru ***E-mail: mariia.makarova@gmail.com ***E-mail: pss@imec.msu.ru Поступил в редакцию 19.05.2022 г. После доработки 01.06.2022 г. Принят к публикации 07.06.2022 г.

Проведен обзор результатов экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры, используемого в инженерных методиках расчета теплообмена для определения теплового потока в стенку при высокоскоростном течении газа в каналах энергоустановок, двигателей, теплообменных аппаратов и устройств безмашинного энергоразделения газовых потоков. Рассмотрено влияние на коэффициент восстановления температуры таких факторов, как число Прандтля газа, числа Рейнольдса и Маха набегающего потока, форма и рельеф обтекаемой поверхности, скачки уплотнения, степень турбулентности потока, внесение частиц (капель) в поток, вдув/отсос газа через проницаемую стенку.

DOI: 10.31857/S0040364422030115

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Влияние числа Прандтля газа на коэффициент восстановления температуры

2. Влияние чисел Маха и Рейнольдса набегающего потока на коэффициент восстановления температуры

3. Влияние проницаемости стенки на коэффициент восстановления температуры

3.1. Коэффициент восстановления температуры на проницаемой стенке при вдуве и в области газовой завесы

3.2. Влияние отсоса газа

4. Влияние других факторов на коэффициент восстановления температуры

4.1. Скачки уплотнения

4.2. Форма и рельеф поверхности, отрывные течения

4.3. Степень турбулентности потока

4.4. Двухфазные потоки

Заключение

Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

Задача течения газа на теплоизолированной стенке является классической в теории теплообмена, и ей посвящена обширная литература (см., например, в [1]). Интерес к этой задаче обусловлен тем, что температура теплоизолированной стенки (адиабатная температура стенки) T_{aw}^* используется в инженерных методиках расчета сжимаемого пограничного слоя при определении теплового потока в стенку при высоких скоростях течения газа [2]

$$q_w = \alpha (T_{aw}^* - T_w), \tag{1}$$

где α — коэффициент теплоотдачи от газа к стенке, T_w — локальная температура стенки.

Для определения адиабатной температуры стенки обычно используется коэффициент восстановления температуры на поверхности *r*

$$T_{aw}^* = T_0 + r \frac{u_0^2}{2c_p} = T_0 \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} \mathbf{M}^2 \right).$$

Здесь T_0 , u_0 , М — термодинамическая температура газа, скорость и число Маха набегающего потока; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; γ — показатель адиабаты.

С использованием температуры торможения набегающего потока T_0^* коэффициент восстановления температуры можно представить в виде

$$r = \frac{T_{aw}^* - T_0}{T_0^* - T_0}.$$
 (2)

Коэффициент восстановления температуры r характеризует отличие адиабатной температуры стенки T_{aw}^* от температуры набегающего потока. Так, при значении r = 1 T_{aw}^* равна температуре торможения T_0^* , а при $r = 0 - T_{aw}^* = T_0$.

Значение коэффициента восстановления температуры важно для обобщения результатов экспериментальных и численных исследований и перенесения полученных данных (в частности, по аэродинамическому нагреву) на натурные условия [3, 4]. Чувствительность коэффициента теплоотдачи к изменению коэффициента восстановления температуры усиливается невысокими значениями температуры потока при проведении экспериментальных исследований на большинстве аэродинамических труб, поскольку разность между температурой стенки и адиабатной температурой в этом случае, как правило, мала. Поэтому параметры теплообмена в сверхзвуковых аэродинамических трубах могут значительно изменяться, если небольшие неточности появляются при расчете коэффициента восстановления температуры.

Данный факт выявлен довольно давно, однако в более поздних исследованиях при гиперзвуковых скоростях игнорировалась необходимость определения коэффициента восстановления. Разрабатывались аппроксимации, которые, будучи адекватными для гиперзвуковых условий испытаний, приводили к погрешностям при экстраполяции на более низкие числа Маха. Интерес к определению коэффициента восстановления температуры в иностранных публикациях возродился вновь в связи с исследованиями характеристик аппаратов "Спейс Шаттл" при сверхзвуковых скоростях [3, 4]. В [5], подводя итоги проведенных за последние 50 лет исследований в области высокоскоростного аэродинамического нагрева, авторы отмечают, что дальнейшее повышение точности определения коэффициента теплоотдачи при обтекании сверхзвуковым потоком поверхностей сложной формы требует тщательного исследования локальных значений адиабатной температуры стенки, а значит, и ее безразмерной формы в виде коэффициента восстановления.

В России интерес к исследованию влияния различных факторов на коэффициент восстановления температуры был обусловлен развитием теории и приложений эффекта газодинамической температурной стратификации [6].

Значение коэффициента восстановления температуры на стенке в сверхзвуковом потоке является ключевым параметром, определяющим величину эффекта температурной стратификации газа в пограничном слое [7, 8]. Данный эффект проявляется в отличии адиабатной температуры стенки (температуры пристенных слоев газа на теплоизолированной стенке) от температуры торможения потока (рис. 1). Эффект температурной стратификации газа лежит в основе принципа действия устройства безмашинного энергоразделения газовых потоков, схема которого приведена на рис. 2 [6–12]. Снижение коэффициента восстановления температуры является одним из основных способов повышения эффективности работы данного устройства. Численные и экспериментальные исследования устройства безмашинного энергоразделения, подробный обзор схем работы и области приложения приведены в работах [13–27].

При обработке результатов термогазодинамических экспериментальных исследований различ-

ными авторами вместо величины T_{aw}^* в выражении (1) часто используется либо теоретическое значение адиабатной температуры стенки для пластины (когда исследуется безотрывное обтекание тел простой формы), либо температура торможения T_0^* (когда исследуется обтекание, сопровождающееся отрывом) [28]. В первом случае неизменным предполагается коэффициент восстановления температуры r, во втором адиабатная температура стенки вообще не входит в число определяющих тепловой поток параметров. Замена T_{aw}^* на T_0^* означает равенство коэффициента восстановления температуры единице, что верно лишь в случае низкоскоростных (несжимаемых) течений на плоской стенке, локально в области лобового торможения высокоскоростного потока или при числе Прандтля газа Pr = 1 (рис. 1б). В этом случае могут

В качестве определяющей температуры (вместо адиабатной температуры стенки) при расчете коэффициента теплоотдачи по (1) в литературе можно встретить термодинамическую температуру в потоке [29], температуру торможения потока [30, 31], начальную температуру (на входе в канал с источниками или стоками тепла) [32]. Однако, как показано в ряде работ [5, 32–35], только использование адиабатной температуры стенки в общем случае гарантирует точность экстраполяции данных, полученных в аэродинамических трубах, на реальные условия работы исследуемых аппаратов.

возникнуть существенные погрешности при после-

дующем определении коэффициента теплоотдачи.

В общем случае коэффициент восстановления температуры зависит от чисел Рейнольдса Re, Маха М и Прандтля Pr, начальной степени турбулентности потока, формы и рельефа обтекаемой поверхности. Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные для воздуха ($Pr \approx 0.7$) [36], показали, что для развитого турбулентного режима течения ($\text{Re}_x > 6 \times 10^6$) в сверхзвуковом потоке (M > 1) *r* слабо зависит от Re и M и можно при-



Рис. 1. Распределение по толщине пограничного слоя температуры газа в зависимости от локальной температуры стенки (а) и безразмерной температуры торможения в зависимости от числа Прандтля рабочего тела (б).

нять $r \approx 0.885 \pm 0.010$. Для функции $r(\Pr)$ в литературе (см. [1, 36]) рекомендуется использовать зависимость вида $r = \Pr^{1/3}$, которая экспериментально подтверждена для воздуха в окрестности $\Pr \approx 0.7$.

В то же время при воздействии различных факторов коэффициент восстановления температуры может как увеличиваться до значений, больших единицы, так и уменьшаться до нуля и даже локально принимать отрицательные значения [37].

В случае проницаемой стенки коэффициент восстановления температуры зависит от интен-



Рис. 2. Принцип действия устройства безмашинного энергоразделения потоков (а) и температурный напор между сверхзвуковым и дозвуковым потоками в устройстве (б) [6].

сивности вдува (отсоса) $j_w^o = (\rho v)_w / \rho_0 u_0$ (где $(\rho v)_w$, $\rho_0 u_0$ — массовые скорости на стенке и в основном потоке). Как следует из [38, 39], экспериментальные данные по вдуву воздуха в сверхзвуковой воздушный поток, приведенные в [40] для зависимости коэффициента восстановления r от параметра проницаемости $b_M = 2j_w^0/C_{fM}$ (C_{fM} – коэффициент трения на непроницаемой пластине при $M = idem, Re_x = idem),$ имеют значительный разброс, который при $b_M = 4$ (соответствует режиму критического вдува, приводящего к оттеснению пограничного слоя от стенки [41]) составляет ~30%, что, по-видимому, превосходит точность измерений. В литературе существует ряд аппроксимационных зависимостей $r(b_M)$, описывающих соответствующие экспериментальные данные. Расчетные зависимости, полученные в [42] с использованием ряда моделей турбулентности, дают результаты, существенно отличающиеся как между собой, так и от экспериментальных данных. Это не позволяет рекомендовать какую-либо из рассмотренных в [42] моделей для использования в расчетах.

В качестве теплоносителей теплообменных аппаратов и рабочих тел энергоустановок могут быть использованы газы в широком диапазоне значений молекулярного числа Прандтля Pr. Так, теплоносители с малыми значениями числа Прандтля представляют интерес для ряда прикладных задач (см., например, [43-52]), в частности для теплообменников космических ядерных энергоустановок. Малые (Pr < 0.7) числа Прандтля могут быть реализованы в газовых смесях, например, водорода или гелия с аргоном, ксеноном, углекислым газом или азотом [46, 47]. Так, для смесей с массовым содержанием 10% водорода или гелия с ксеноном число Прандтля составляет Pr \cong 0.23. Теплоносители с Pr > 1 могут быть реализованы в перегретом водяном паре ($Pr \approx 3-4$) и в смеси продуктов сгорания топлива керосин-кислород с керосином $(Pr \approx 2-3)$, используемой в завесном охлаждении стенок камеры сгорания жидкостных ракетных лвигателей [53].

Следует отметить, что результаты экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры частично отражены в [54], в обзорах диссертаций [42, 55—57] и монографий [58, 59].

Целью настоящей работы является обзор результатов экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры *r*, используемого в инженерных методиках расчета теплообмена для определения теплового потока в стенку при высоких скоростях течения газа. Актуальность работы обусловлена необходимостью учета изменений коэффициента восстановления температуры при расчете теплообмена в каналах энергоустановок, двигателей, теплообменных аппаратов и устройств безмашинного энергоразделения потоков.

1. ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ ГАЗА НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

При обтекании пластины сжимаемым потоком газа наилучшее соответствие наблюдаемым значениям показала зависимость коэффициента восстановления температуры в функции числа Прандтля [36]:

$$r = \Pr^n, \tag{3}$$

где n = 1/2 для ламинарного пограничного слоя [60] (0.72 < Pr < 1.2, 0 < M < 10), n = 1/3 для турбулентного пограничного слоя [61] (0.5 < Pr < 2).

Пионерские экспериментальные исследования [37, 63, 64] подтвердили возможность использования выражения (3) для расчета коэффициента восстановления при обтекании пластины, цилиндра и конуса как для дозвуковых скоростей, так и для сверхзвуковых вплоть до M = 3.1.

Для развитого турбулентного течения в [65] получено аналитическое выражение для коэффициента восстановления в функции чисел Прандтля и Рейнольдса

$$r = 1 - \left(4.71 - 4.11 \frac{5 \operatorname{Pr} + 7}{5 \operatorname{Pr} + 1} \frac{\operatorname{Pr}}{2} - 0.601 \operatorname{Pr}\right) \operatorname{Re}^{-0.2}.$$
 (4)

Если в выражении (4) пренебречь влиянием буферного подслоя, то решение приобретает вид соотношения, полученного Широковым [2]:

$$r = 1 - 4.55(1 - Pr) \operatorname{Re}^{-0.2}$$
. (5)

В последнее время в ходе независимых численных расчетов [42, 56] получены близкие зависимости, описывающие изменение коэффициента восстановления температуры в области низких чисел Прандтля в диапазоне Pr = 0.1-0.7 [42]:

$$r = 0.9 \mathrm{Pr}^{0.1}$$
 (6)

и в области Pr = 0.1-7 [56]:

$$r = 0.95 \mathrm{Pr}^{0.11}.$$
 (7)

Анализ, выполненный в работе [66], показал, что одним из параметров, определяющих значение коэффициента восстановления температуры, является турбулентное число Прандтля

$$\Pr_t = \nu_t / a_t$$

где v_t — турбулентная вязкость, a_t — турбулентная температуропроводность газа [36].

В работе [67] предложена следующая формула для расчета коэффициента восстановления, особенностью которой является равенство r = 1 при $\Pr \rightarrow 1$, что соответствует частному случаю $\Pr_r = 1$:

$$r = 0.695 \mathrm{e}^{0.36\mathrm{Pr}}.$$
 (8)

В [36] представлена многопараметрическая зависимость Ротта, позволяющая определить коэффициент восстановления температуры в турбулентном пограничном слое через числа Pr и Pr,:

$$r = \Pr_{t} + b(\Pr - \Pr_{t})\frac{C_{f}}{2} + 7(1 - \Pr_{t})\left(\frac{C_{f}}{2}\right)^{0.5}, \quad (9)$$

где b — функция отношения \Pr/\Pr_t , C_f — местный коэффициент трения [36].

Сравнение результатов расчета *r* для разных чисел Прандтля по перечисленным методикам при $\text{Re}_x = 10^7$ и $\text{Pr}_t = 0.9$ представлены на рис. 3.

В работе [71] показано, что полученное из сравнения аналитического решения с экспериментальными данными для воздуха ($\Pr = 0.7$) значение $\Pr_t = 0.88$ можно использовать при расчете коэффициентов восстановления и теплоотдачи не только для воздуха, но и для других газов, что объясняется слабой зависимостью \Pr_t от \Pr .

Большинство исследований коэффициента восстановления как экспериментальных, так и аналитических, проводились для воздуха ($\Pr \approx 0.7$). Однако явная зависимость $r(\Pr)$ позволяет рекомендовать для использования в устройстве энергоразделения рабочие тела с низким значе-



Рис. 3. Расчетные зависимости коэффициента восстановления от числа Прандтля (а): I - (8) [67], $2 - r = Pr^{1/3}$, 3 - (7) [56], 4 - (6) [42], 5, 6 - (9), (5) при $Re_x = 10^8$ и $Pr_t = 0.9$, 7 - 9 - 3 кспериментальные данные для смеси аргон-водород [55, 68], гелия [69] и воздуха [55, 70] соответственно; зависимость числа Прандтля бинарной газовой смеси от массовой концентрации легкого газа C (6): I - 4 - газовые смеси He - Ar, H₂ - Ar, He - Xe, H₂ - Xe [42, 46].

нием числа Прандтля $\Pr < 0.7 - бинарные смеси легкого и тяжелого газов [46]. В [24, 42, 54, 56] показано, что эффективность устройства энергоразделения, работающего на газовых смесях, существенно выше, чем на воздухе (в зависимости от постановки задачи разность температур между потоками может достигать 100–120 градусов [16, 56]).$

Так как для рабочих тел с $\Pr < 0.7$ существующие данные экспериментальных и аналитических исследований не позволяют проверить достоверность формул (4)—(9), при этом сами формулы дают большой разброс данных в области $\Pr < 0.5$ (рис. 3), проведение дальнейших исследований для газов с низкими числами Прандтля, обладающих высоким потенциалом для исполь-



Рис. 4. Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Маха набегающего потока: 1 -расчет по $r = Pr^{1/3}$; 2 -пластина [81]; 3 -конус-цилиндр [82]; 4 -конус 10° [82]; 5 -конус 10° [83]; 6 -пластина ($Re_x = 10^6 - 10^7$) [78]; 7 -пластина [37]; 8 -пластина [77]; 9 -[84]; 10 -пластина [57].

зования в замкнутых газотурбинных установках (ЗГТУ) и устройствах энергоразделения, представляется актуальной задачей.

2. ВЛИЯНИЕ ЧИСЕЛ МАХА И РЕЙНОЛЬДСА НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

В [54, 55, 57, 60, 72–75] выполнен ряд экспериментальных исследований по определению коэффициента восстановления температуры при сверхзвуковом турбулентном обтекании различных поверхностей воздухом. Результаты некоторых из этих исследований приведены на рис. 4 и в табл. 1.

Следует отметить, что коэффициент восстановления температуры (2), по аналогии с коэффициентом теплоотдачи α, различными авторами рассчитывается по разным характерным температурам. В одной из пионерских работ по коэффициенту восстановления [76] уже отмечались расхождения в методиках обработки данных. Например, в [63] коэффициент восстановления определялся по статической температуре набегающего потока (как и во многих последующих работах). В [76] отмечается, что более правильно определять коэффициент восстановления по локальным параметрам потока, а значит, по статической температуре в невозмущенном потоке непосредственно над рассматриваемым сечением. Данную температуру можно измерить только "термометром, движущимся со скоростью потока", поэтому в [76] предложена формула для определения коэффициента восстановления через локальное значение числа Маха, которое можно определить, например, по теневой фотографии:

Таблица 1. обтекании	. Результаты экспериментальных исследован различных поверхностей	ний коэффициента восстановления	температуры при выс	окоскоростном турбулентном
Источник, год	Модели и условия проведения экспериментов	${ m Re}_x imes 10^{36}$	М	
[62], 1938	Пластина, поперечно-обтекаемый цилиндр	0.08-0.36	0-0.7	0.898
1101 [27]	Конус, конус-цилиндр	1.0	2.87	0.92
[03], 1941	(трубы кратковременного действия)	0.25	4.25	0.97
[37], 1942	Пластина	Турбулентный режим	1.75	0.89-0.902
	Louise	2.7	2	0.885 ± 0.008
[64], 1949	понус,	4.8	1.5	0.902 ± 0.005
	шараоолоид	-	2.0	0.894 ± 0.008
[76], 1951	Оживальная форма с переходом в цилиндр	Переходный, турбулентный режим	1.73; 2.0	0.880 ± 0.004
[77], 1950	Пластина	7	2.4	$(0.884 - 0.897) \pm 0.007$
1701 1054		-	1.69	0.9 (Re _x $\approx 10^{6}$)-0.89 (Re _x $\approx 10^{7}$)
1934, 1934	тыастина	1-10	2.27	0.895 (Re _x $\approx 10^{6}$)-0.89 (Re _x $\approx 10^{7}$)
[79], 1959	Цилиндр	2-4.25	3.00; 3.44; 4.08; 4.56; 5.04	0.885 ± 0.01
[80], 1965	Цилиндр	5-33	9	0.88 ± 0.002
[81], 1954	Пластина	1-5	3.01; 1.9; 1.98	0.88 ± 0.003
[83], 1954	Konyc 10°	1.5-8 (1/фут)	3.12	0.876-0.882
[84], 1952	Пластина	3	2.4	0.906
[85] 1951	Теоретическое исследование,	Тупбулентный пежим	01-0	$r = \Pr^{m}, m = \frac{N + 1 + 0.528M_{0}}{3N + 1 + M_{2}^{2}},$
	сравнение с [77]		5	$N = 2.6 \mathrm{Re}^{0.25}$
[86], 1952	Конус 10°, конус-цилиндр	4-7	2.13; 3.40	0.882 ± 0.007
1957	Конус 10°, комбинированное тело:	0.4-4	1.97; 3.77	0.882 ± 0.008
[0/], 1772	40° конус и цилиндр	0.3 - 1	3.1; 3.77	0.885 ± 0.011
[88], 1954	Цилиндр, конус-цилиндр	3.7-8.2	3.12	0.880 ± 0.002
[89], 1955	Konyc 13°, 5°	0.1–9	1.2–6	0.884 ± 0.006
[90], 2021	Конус, угол полураствора 5°, плавные и "волнистые" стенки	9.3 (1/M)	9	$(0.830-0.850)\pm0.005$
[73], 1954	Пластина	17	1.9–3.1	0.881 ± 0.003
[69], 1970	Клин, угол полураствора 10°, гелиевая труба	0.5-5 (1/фут)	6.8	0.899 ± 0.002
[55], 2005	Цилиндр	Турбулентный режим	1.71–1.74 1.85	0.896 ± 0.016
[57], 2016	Пластина; падающий скачок уплотнения; течение в следе за ребром	10—35	1.75; 2.0; 2.25; 2.5; 2.75; 3.0; 3.25; 3.5	$\begin{array}{c} 0.890 \pm 0.015 \\ (0.900-0.925) \pm 0.015 \\ (0.815-0.850) \pm 0.015 \end{array}$

460

ЛЕОНТЬЕВ и др.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3

2022

$$r = 1 - \left(\left(T_0^* - T_{aw}^* \right) \left(\mathbf{M}^2 + \frac{2}{\gamma - 1} \right) \frac{1}{T_0^* \mathbf{M}^2} \right)$$

По результатам многочисленных экспериментальных исследований [37, 60–64, 73, 77–80] в широком диапазоне чисел Маха (вплоть до M = 6) при обтекании пластины, конуса, конуса-цилиндра в развитом турбулентном пограничном слое значительного влияния числа Маха на коэффициент восстановления температуры не выявлено. В ряде работ с увеличением числа Маха наблюдалось некоторое уменьшение коэффициента восстановления температуры, но оно, как правило, лежит в пределах точности измерений.

В работах [82, 83] не обнаружено выраженной зависимости r от Re в пределах ламинарного и развитого турбулентного течений. Исследовалось обтекание конуса с углом 10° и комбинированного тела — 12° конус и цилиндр — при M = 3.5 и нулевом угле атаки (рис. 5). Число Рейнольдса рассчитывалось по параметрам невозмущенного потока, координата отсчитывалась от передней кромки тела по образующей.

На рис. 6 приведены результаты измерения коэффициента восстановления температуры при обтекании пластины сверхзвуковым потоком (M = 2.4) для чисел Рейнольдса $5.7 \times 10^5 - 7.7 \times 10^6$ [77]. Координата *x* отсчитывается от передней кромки, Re_x рассчитано по параметрам на границе пограничного слоя.

В [81] в процессе эксперимента измерялась температура теплоизолированной пластины и число Маха на внешней границе пограничного слоя. Измерения проводились при $1.9 \le M \le 3.14$ и $4 \times 10^6 \le \text{Re}_x \le 17 \times 10^6$. Рост числа Рейнольдса приводит к некоторому уменьшению коэффициента восстановления температуры на величину около 0.5% (рис. 7).

В работе [80] представлены результаты экспериментального исследования турбулентного пограничного слоя при продольном обтекании цилиндра сверхзвуковым потоком с числом Маха M = 6 в диапазоне $5 \times 10^6 \le \text{Re}_x \le 3.3 \times 10^7$. Данные измерений коэффициента восстановления по координате от передней кромки модели представлены на рис. 8. Так же, как и в рассмотренных ранее работах, наблюдается тенденция к уменьшению *r* с ростом числа Рейнольдса.

В [57] коэффициент восстановления температуры при обтекании пластины без вносимых возмущений в поток измерялся как по методике достижения равновесного теплового режима, так и в нестационарном режиме в процессе выхода на равновесный тепловой режим [35]. Измерения проводились как контактным методом с помощью термопар, так и бесконтактно – тепловизором. Полученный массив эксперименталь-



Рис. 5. Влияние числа Рейнольдса на коэффициент восстановления температуры при M = 3.5: *1* – конус 10° [83]; *2* – комбинация конуса 12° и цилиндра [82].



Рис. 6. Результаты измерения коэффициента восстановления температуры на пластине для числа Рейнольдса в диапазоне $5.7 \times 10^5 - 7.7 \times 10^6$ [77]: *1* – развитое турбулентное течение, *2* – течение за турбулизатором (проволока Ø3 мм).



Рис. 7. Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Рейнольдса при M = 2 [81].

ных данных по коэффициенту восстановления температуры на пластине представлен на рис. 9 в сравнении с данными других авторов. В целом видно, что в данной работе полученное значение попадает

2022



Рис. 8. Результаты исследования коэффициента восстановления температуры при продольном обтекании цилиндра $M = 6, 5 \times 10^6 \le \text{Re}_x \le 33 \times 10^6$ [80].

в область 0.890 ± 0.015 , что также соответствует расчетным значениям при использовании теоретического значения коэффициента восстановления температуры.

В диапазоне исследованных чисел Маха (1.75– 3.5) влияния числа Маха на коэффициент восстановления не выявлено (рис. 4). В связи с тем, что температура стенки снижается по длине модели, коэффициент восстановления температуры также уменьшается с увеличением числа Рейнольдса в исследованном диапазоне $\text{Re} = 10 \times 10^6 - 35 \times 10^6$. Согласно результатам работ [77, 80, 81], коэффициент восстановления снижается с увеличением числа Рейнольдса, рассчитанного по длине пограничного слоя. Однако данное снижение, как правило, находится в пределах точности эксперимента.

Резюмируя результаты различных авторов, можно заключить, что при обтекании потоком воздуха с нулевым углом атаки пластины и тел вращения с гладкими образующими коэффициент восстановления температуры практически не зависит от локального числа Рейнольдса. В развитом турбулентном пограничном слое воздуха коэффициент восстановления лежит в пределах $r = 0.885 \pm 0.015$.

Данный вывод подтверждают и результаты численного исследования [56, 91] зависимости коэффициента восстановления от чисел Рейнольдса и Маха при Pr = 0.1-7. В расчетах получено для каждого из указанных значений Pr, как и для воздуха, за областью перехода от ламинарного режима течения к развитому турбулентному ($Re_x \ge 10^7$), что коэффициент восстановления слабо зависит от числа Рейнольдса. Зависимость от числа Маха проявляется только для чисел Прандтля, сильно отличающихся от Pr = 0.7, что в целом соответствует выводам данного раздела. Там же получена аппроксимационная зависимость (7).



Рис. 9. Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Рейнольдса, рассчитанного по длине пограничного слоя на пластине: 1 - расчет по $r = \Pr^{1/3}$, 2 - пластина [81], 3 - развитое турбулентное течение на пластине [77], 4 - течение за турбулизатором (проволока \emptyset 3 мм) [77], 5 - пластина [57].

3. ВЛИЯНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ СТЕНКИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

К настоящему времени накоплен большой статистический материал по экспериментальным исследованиям процессов тепломассопереноса в высокоскоростных газовых потоках на проницаемых поверхностях [40, 92, 93]. Однако одним из наиболее неизученных на сегодняшний день остается вопрос о влиянии интенсивности вдува и физических свойств вдуваемого газа на коэффициент восстановления температуры. В [39] отмечается неоднозначность имеющихся экспериментальных результатов по зависимости коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке от интенсивности вдува вторичного воздуха через проницаемую стенку. Тем не менее тенденция к уменьшению r при увеличении расхода вдуваемого воздуха для большинства результатов исследований довольно отчетлива. Влияние отсоса воздуха на стенке при этом приводит к повышению коэффициента восстановления вплоть до значения r = 1, соответствующего режиму асимптотического отсоса [40, 94].

В [38] рассмотрены два способа задания теплового граничного условия для исследования влияния поперечного потока вещества на стенке на величину T_{aw} :

$$q_w = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = 0, \tag{10}$$

$$q_w = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = c_p(\rho v)_w (T_w - T_j).$$
(11)

Основные параметры ряда экспериментальных и численных исследований влияния массообмена на стенке на коэффициент восстановления температуры *r* (либо адиабатную температуру

Таблица 2. Г	езультаты эк	сперименталь	ных и числен.	ных иссле,	цований коэфф	ициента восс	становлен	ия температуры I	ири наличи	и массообмена	на стенке
Источник,	Схема	Режим	Ļ		Параметры	потока		, -	Тепловое	H	
ГОД	течения	течения	1a3	М	${ m Re}_x$	Pr	T_0^*, K	$j_w^0, 10^{-3}$	граничное условие	<i>۱</i> , ۸	r
[95], 1955	Однород- ный вдув	Турбулент- ный	Воздух	2.7	$(1.5-7.0) \times 10^{6}$	0.7	300–344	1.0–3.0	(11)	I	0.7-0.89
[96], 1956	Однород- ный вдув	Турбулент- ный	Воздух, гелий	С	4×10^{6}	0.7; 0.67	277.5	0-5.0	(11)	I	0.8—0.92 (воздух); 0.7—0.92 (гелий)
[94], 1957	Однород- ный вдув/ отсос	Ламинар- ный	Воздух, жидкость		I	0.7-2.0	I	1	I	I	$\begin{array}{l} 0.6-1.0 \\ (\mathrm{Pr}=0.7); \\ 4.0-1.0 \\ (\mathrm{Pr}=2) \end{array}$
[97], 1960	Однород- ный вдув	Турбулент- ный	Воздух	3.2	I	0.7	333	0-4.0	(11)	I	0.71-0.89
[74], 1971	Однород- ный вдув	Турбулент- ный	Воздух	0.3; 2.05; 3.05; 4.0	I	0.7	291473	от 0 до <i>ј_{wкр}</i>	(11)	291-523	0.67-0.82
[98], 1972	Ступенча- тый вдув	Турбулент- ный	Воздух	2.5	I	0.7	290–300	0-18	(10)	$T_w = T_j$	0.60-0.84
[99], 1997	Пористый диск, вдув с последую- щей завесой	Турбулент- ный	Воздух	2.25	1	0.7	290–300	5-15	(01)	250—330 (вдуваемый воздух); $T_w = T_j$	0.78-0.88
[100], 1999	Чередую- щийся однород- ный вдув, отсос	Турбулент- ный	Воздух	2.25	1	0.7	296—300	-8.0+6.0	(10)	290—355 (вдуваемый воздух); $T_w = T_j$	0.87–0.99 (orcoc); 0.60–0.84 (BLYB)
[101], 2006	Однород- ный вдув	Турбулент- ный	Воздух, иде- альный газ	1.0-4.0	$10^{4} - 10^{9}$	0.1; 0.3; 0.7	1500	$0-5.0; \ j_w^0 \sim x^{-0.14}; x^{-0.2}$	(10)	$T_w = T_j$	0.3-0.88

КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

463

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

Таблица 2. (Окончание				Папамети	висного			Тепповое		
Источник, год	Схема течения	Режим течения	La3	М	Rex	Pr	T_0^*, K	$j_w^0, 10^{-3}$ I	раничное условие	T_{j}, \mathbf{K}	ž
[102], 2006	Вдув с последую- щей завесой	Турбулент- ный	Воздух	2.5	Λ o 5 × 10 ⁶	0.7	300	0—6.4	(10)	$T_w = T_j$	0.7-0.88
[42, 43], 2006–2007	Однород- ный вдув/ отсос	Ламинар- ный, турбу- лентный	Воздух, газ Дородни- цына, газо- вые смеси Не, Н ₂ , Ат, Хе	2.0-6.0	107	0.18-0.71	300; 400: 500; 600	$j_w^0 = \text{const};$ $j_w^0 \sqrt{\text{Re}_x} = \text{const}$	(10)	$T_w = T_j$	$\begin{array}{l} 0.5 - 1.0 \\ (Pr = 0.71); \\ 0.38 - 1.0 \\ (Pr = 0.41) \end{array}$
[56, 103], 2006–2014	Инородный вдув с последую- щей завесой	Турбулент- ный	$\substack{B_{JJ}B}{H_2 \rightarrow Xe}$	3.0	10 ⁸	0.17-0.7	400	0; 1.0	(10); (11)	250-450	0.65–0.85 [103]
[104], 2017	Однород- ный вдув/ отсос	Турбулент- ный	Воздух, идеальный газ	1.0-3.0	$10^{6} - 10^{8}$	0.7; 0.3; 3.0	400	0-4.0	(11); (10)	$T_w = T_j;$ 300—400	0.7 - 1.45 (Pr = 0.1 - 3.0)
[105, 106], 2018–2021	Однород- ный вдув	Ламинар- ный	Идеальный газ	3.0-∞	$10^{4} - 10^{8}$	0.3; 3.0; 0.1-1.0	400	0.1-1.0	(10)	$\begin{array}{l} 220-258\\ (Pr=0.3);\\ 620-800\\ (Pr=3.0);\\ 150-400\\ (Pr=0.1-1.0)\end{array}$	I
[107], 2020	Однород- ный, ино- родный вдув	Ламинар- ный, турбу- лентный	Смесь Не (5%)–Хе; вдув Не → Хе	3.0	$10^{4} - 10^{9}$	$\begin{array}{l} 0.18 \text{ (cmecb),}\\ 0.18-0.67 \\ \text{ (BLUB}\\ \text{ (BLUB}\\ \text{ He} \rightarrow \text{ Xe)} \end{array}$	400	0.01-30.0	(11)	260-400	1
[15, 17], 2021	Tpy6a, orcoc	Турбулент- ный	Воздух, Н ₂ —Хе	1.43; 1.0-3.0	I	0.71; 0.18	295.7; 288.2	$j_w^0 = \text{var};$ 06	(10)	$T_w = T_j$	1
[108, 109], 2019—2021	Однород- ный вдув	Турбулент- ный	Воздух	2.0	10^{6}	0.7	293.3	0—12.0 кг/ч	(11)	261.95–344.55	I

464

ЛЕОНТЬЕВ и др.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3

²⁰²²




Рис. 10. Изменение адиабатной температуры стенки по длине пластины при Pr = 0.7 для ряда значений интенсивности вдува (а) [104]: $I-6 - j_w^0 = 0$, 0.001, 0.002, 0.0025, 0.003, 0.004; 7 – критический вдув; определение адиабатной температуры стенки в эксперименте по зависимости безразмерного теплового потока Θ от температурного фактора T_j/T_0^* и интен-

сивности j_w^0 вдуваемого газа с заданной температурой T_j (б): 1-3 – экспериментальные точки, 4 – точки пересечения с линией $\Theta = 0$ – теплоизолированная стенка.

проницаемой стенки проницаемой стенки *T_{aw}*) сведены в табл. 2.

3.1. Коэффициент восстановления температуры на проницаемой стенке при вдуве и в области газовой завесы. При исследовании течений на проницаемых поверхностях с вдувом газа на стенке в задаче появляются два дополнительных параметра: температура T_j и интенсивность j_w^o вдуваемого газа, и результаты зависят от способа задания граничных условий для определения адиабатной температуры проницаемой стенки проницаемой стенки T_{aw} .



Рис. 11. Зависимость коэффициента восстановления от параметра проницаемости для Pr = 0.7 (M = 3, $T_0^* = 400$ K) [104]: 1 -расчет ($\text{Re}_x = 10^7 - 10^8$); $2 - T_w = T_j$; 3 -критический вдув; 4 -аппроксимация экспериментальных данных [98]; точки – экспериментальные для воздуха, приведенные в [74, 95–98, 100].

Первый способ определения температуры стенки представляет собой решение задачи с граничным условием (10) при равенстве нулю теплового потока в стенку $q_w = 0$, откуда следуют равенство температуры стенки и температуры вдуваемого газа $T_w = T_i$ по всей длине проницаемой пластины и сложная зависимость температуры стенки по длине (рис. 10а). Данное граничное условие, как правило, используется в численных исследованиях, поскольку реализация этого способа теплоизоляции стенки, который требует организации вдува охладителя с переменной по длине пористой пластины температурой, равной температуре стенки, очень сложна в экспериментальном плане. Тем не менее в [98] это сделано путем организации ступенчатого вдува с разной температурой вдуваемого газа. Полученная зависимость $r(b_M)$ представлена на рис. 11 (штриховая линия 4).

Второй способ, рассмотренный в [38], аналогичен экспериментальному способу (рис. 10б), 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. 10б). Тепловое граничное условие при этом задается выражением (11). С использованием данной методики получены экспериментальные значения $r(b_M)$ в работах [74, 95–97] (точки на рис. 11).

При исследовании течения на проницаемой стенке с отсосом обычно принимается условие равенства температуры стенки температуре отса-



466

Рис. 12. Расчетная зависимость коэффициента восстановления от параметра проницаемости при Pr = 0.3 (а) и 3.0 (б) (M = 3, $T_0^* = 400$ K): *1*, *2* – расчеты при $Re_x = 10^7$ и $Re_x = 10^8$; *3* – критический вдув [104].

сываемого газа $T_w = T_j$, следующее из граничного условия (10).

Численные исследования также рассматривают вопросы, связанные с обоснованием применимости различных моделей турбулентности для расчета течений на проницаемых поверхностях при наличии вдува (отсоса) газа на стенке, например [42, 110], а также с учетом переменности турбулентного числа Прандтля по длине и соответствующей зависимости *r*(Pr,) [111, 112].

На рис. 11 приведены основные известные на сегодняшний день экспериментальные данные по влиянию вдува (отсоса) на коэффициент восстановления температуры для воздуха (Pr = 0.7) в сравнении с расчетом [104].

Для проницаемой стенки со вдувом в [104] для случая Pr = 0.7 рассмотрены два способа определения коэффициента восстановления температуры, описанные выше (рис. 11, линия 1 -расчет с (10), точки 2 и 3 – с условием (11)). Полученные значения T_{aw} и *r* при вдуве, меньше критического, близки между собой (линия 1 и точки 2). При критическом вдуве результаты, полученные данными способами, различаются (линия и точки 3). В первом случае для критического вдува получается единственное решение. Во втором случае при критическом вдуве всегда реализуется теплоизолированная стенка с температурой, равной температуре вдуваемого газа $T_w = T_j = T_{aw}$. При этом определение коэффициента восстановления температуры r теряет смысл, так как при температуре стенки, равной температуре вдуваемого газа Т_i, по выражению (2) можно получить любое значение коэффициента восстановления, задавая соответствующую температуру вдуваемого газа.

На рис. 12 также представлены результаты расчета $r(b_M)$ при $\Pr = 0.3$ и 3.0 и ряде значений интенсивности вдува (отсоса) газа j_w^0 и $\operatorname{Re}_x = 10^7 - 10^8$, для которых получено расслоение зависимостей $r(b_M)$ по числу Re_x . В данном случае параметр проницаемости вида $b_M = j_w^0/\operatorname{St}_M$ в зависимости для коэффициента восстановления $r(b_M)$, удачно подобранной для воздуха (рис. 11), использовать нельзя.

Расчеты [104] проведены в широком диапазоне интенсивностей вдува (отсоса) — от значений, соответствующих асимптотическому отсосу (при этом r = 1), вплоть до критического вдува, который определяется из условия образования области оттеснения пограничного слоя у стенки, где энергия турбулентности равна нулю и относительный коэффициент трения не превосходит

$$C_f / C_{f0} \approx 10^{-4}$$
 [42].

На рис. 13 представлена зависимость коэффициента восстановления $r(\Pr)$ при $\operatorname{Re}_x \approx 10^8$ для критического вдува, определенного описанным выше способом, который в диапазоне M = 1–3 (точки) слабо зависит от числа Маха и может быть аппроксимирован кубическим полиномом.

В [101] подтверждено уменьшение r с ростом интенсивности вдува газа в пограничный слой. При малых числах Прандтля (Pr < 0.7) получена зависимость коэффициента восстановления от параметра вдува b_M . Данная зависимость при $b_M > 5$ и больших числах Re_x перестает зависеть от числа Прандтля.

В [42] расчеты проведены для сжимаемого ламинарного и турбулентного пограничных слоев при Pr = 0.18 - 0.71. Для ламинарного режима течения в случае j_w^0 = const полученные результаты аппрок-





× 1

03

1.2

Рис. 13. Расчетная зависимость коэффициента восстановления от числа Прандтля для критического вдува: I - M = 1, 2 - 2, 3 - 3, линия – аппроксимация результатов расчета [104].

симируются зависимостью $r/r_0 = 1 - 0.03 \,\mathrm{Pr}^{-1.46} \, b_M$ и $r/r_0 = 1 - 0.08 \,\mathrm{Pr}^{-1.33} \, b_M$ для $j_w^0 \sqrt{\mathrm{Re}_x} = \mathrm{const} \, (r_0 - \mathrm{коэ} \Phi \phi$ ициент восстановления на непроницаемой поверхности).

Для турбулентного пограничного слоя результаты, полученные в [42], противоречат данным [101]. Так, в [101] при малых числах Прандтля ($\Pr < 0.7$) получено монотонное снижение коэффициента восстановления *r* с ростом b_M , а в [42] небольшое уменьшение *r* наблюдается в области малых значений b_M , и при $b_M > 1$ величина *r* значительно увеличивается (рис. 14). Авторы [42] делают вывод о необходимости проведения дополнительных экспериментальных исследований влияния вдува на величину *r* для газовых смесей.

Приведенные в [102] расчеты коэффициента восстановления температуры в области газовой завесы выполнены в постановке, соответствующей условиям эксперимента [98]. Сверхзвуковой поток воздуха с постоянной скоростью u_0 обтекал пластину, состоящую из трех участков. Первый участок был непроницаемым, и длина его, как и в [98], выбиралась из условий завершения перехода пограничного слоя от ламинарного режима течения к развитому турбулентному. Второй участок был проницаемым и теплоизолированным, через который в пограничный слой вдувался воздух с

заданной интенсивностью *j*^{*v*}_{*w*}. За проницаемым участком следовал участок с непроницаемой теплоизолированной стенкой.

Как видно из рис. 15, коэффициент *r* на проницаемом участке при однородном вдуве уменьшается, но после прекращения вдува достаточно



Рис. 14. Относительный коэффициент восстановления температуры в турбулентном пограничном слое при однородном вдуве газом для ряда чисел Прандтля

 $(j_w^0 = \text{const}, M = 2, T_0^* = 400 \text{ K})$ [42]: *1* – воздух, Pr = = 0.71; *2* – газ Дородницина, Pr = 0.71; *3* – смесь Не 5%–Хе, Pr = 0.21; *4* – смесь H₂ 6.5%–Аг, Pr = 0.36; *5* – смесь H₂ 1.5%–Хе, Pr = 0.19.

быстро возрастает, приближаясь к значению в отсутствие вдува (r = 0.88, линия *I*). С ростом интенсивности вдува j_w^o расчетные зависимости $r(\text{Re}_{\Delta x})$ располагаются в области более низких значений коэффициента восстановления.

В [102] в качестве газа основного потока и вдуваемого газа принимался воздух. При инородном вдуве более легкого газа (H₂, He) в основной поток тяжелого газа (Ar, Xe) за счет низкого значе-



Рис. 15. Изменение коэффициента восстановления температуры *r* по длине пластины при $\operatorname{Re}_{\Delta x} = \rho_0 u_0 \Delta x / \eta_0$ (M = 2.5, $T_0^* = 300$ K): (расчет [102]) $I - j_w^o = 0, 2 - 0.002, 3 - 0.004, 4 - 0.006$; точки – экспериментальные данные [98] при $j_w^o = 0.0064$.

2022



Рис. 16. Изменение температуры стенки T_w по длине Re_x при вдуве водорода в ксенон ($T_0^* = 400$ K, M = 3,

 $T^*_{aw} \approx 370 \text{ K}, j^o_w = 0.0001$) при температуре вдуваемого газа: $1-3 - T_j = 250, 300, 350 \text{ K}; 4$ – теплоизолированная ($q_w = 0$) стенка с вдувом; 5 – для числа Маха набегающего потока M = 0.15 при $T_i = 350 \text{ K}$ [103].

ния Pr данной смеси можно получить более низкие значения коэффициента восстановления в области завесы за проницаемым участком. Система уравнений пограничного слоя при этом дополняется уравнением бинарной диффузии газов. Такая задача рассмотрена в [56, 103, 113—115]. Проблемы, которые решаются в данном классе задач, — правильность задания и определения адиабатной температуры стенки и суммарного теплового потока в стенку.

В [113] проведено сравнение результатов численного исследования коэффициента трения и числа Стантона с экспериментальными данными при вдуве в поток нагретого воздуха инородных газов: гелия, фреона и углекислого газа. Показано, что отношение плотностей влуваемого газа и газа набегающего потока существенно влияет на зависимость трения и теплообмена от интенсивности вдува. С ростом параметра вдува и числа Рейнольдса имеет место нарушение аналогии Рейнольдса. В уравнении энергии учтен дополнительный член – диффузионный поток тепла, обусловленный градиентом концентрации в смеси газов, т.е. число Прандтля не равно числу Шмидта (как это полагалось ранее). Приводится сравнение результатов расчетов для случая Pr = Sc и Pr ≠ Sc c экспериментом.

В [103] представлены соотношения между тепловым, диффузионным потоком и потоком энтальпии. Для случая $\Pr = Sc = \Pr_t = Sc_t = 1$ и \Pr_t , $Sc \neq 1$ $\Pr_t = Sc_t = 0.85$ показано, что физически обоснованным условием теплоизоляции для проницаемой стенки является отсутствие теплового потока в стенку ($q_w = 0$) со стороны набегающего потока. Для газов со значительным отличием удельных теплоемкостей число Маха не оказыва-

ет заметного влияния на коэффициент восстановления на стенке (расчеты проводились для пары He—Xe). Показано существенное влияние вдува на профили скорости, энтальпии, температуры, интенсивности турбулентности, напряжения сдвига, вид которых свидетельствует о турбулизации пограничного слоя при вдуве.

В [56, 103] получено, что при вдуве водорода в ксенон в области газовой завесы образуется зона с температурой стенки ниже адиабатной температуры непроницаемой пластины T_{aw0}^* и температуры вдуваемого газа T_j . Этот эффект имеет место при T_j не ниже адиабатной температуры стенки с вдувом в конце проницаемого участка и характерен только для сверхзвукового обтекания пластины (рис. 16). При более низких температурах данный эффект подавляется интенсивным теплообменом между вдуваемым газом и основным потоком. Минимальное значение числа Прандтля смеси H_2 —Хе, полученное в области газовой завесы, составило Pr = 0.16 при концентрации водорода на стенке $C(H_2) = 0.02$.

3.2. Влияние отсоса газа. В [116] проведено численное исследование пограничного слоя на теплоизолированной стенке с отсосом в потоке сжимаемого газа. Исследование проведено для двух значений Pr = 0.1 и 4 и трех значений интенсивности отсоса $j_w^o = -0.005, -0.01, -0.02$. Показано, что, начиная с некоторого расстояния от начала отсоса газа на стенке (Re_x > 10⁶), коэффициент восстановления (с погрешностью в 1%) становится близок к значению r = 1 (рис. 17а, экспериментальные данные [100] на рис. 11), происходит выход на асимптотический режим с ламинаризацией исходного турбулентного пограничного слоя.

На рис. 17б представлена зависимость коэффициента восстановления температуры r, иллюстрирующая темп выхода на асимптотическое решение по параметру b_M .

Коэффициент восстановления температуры при асимптотическом отсосе не зависит от числа Прандтля, температура теплоизолированной проницаемой стенки становится равной температуре торможения набегающего потока (рис. 18б), толщина потери импульса δ^{**} уменьшается по длине и приближается к постоянному значению (рис. 18а), а коэффициент трения $C_f/2$ равен интенсивно-

сти отсоса j_w^o , что следует из интегрального соотношения импульсов [116]

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} - j_w^o = \frac{C_f}{2}.$$

В [117] подобная задача решена для проницаемой пластины конечной длины (рис. 18). Анализ результатов расчета (рис. 186) показывает, что на участке непроницаемой теплоизолированной



Рис. 17. Изменение по длине проницаемой пластины (а) и по параметру проницаемости b_M (б) r для ряда значений интенсивности отсоса j_w^o : $1 - j_w^o = -0.005$, 2 - -0.01, 3 - -0.02 при Pr = 0.1 и 4 [116].

пластины x > 400 мм, следующем за проницаемой стенкой с отсосом газа, температура стенки, как и коэффициент восстановления, резко падает и тем сильнее, чем больше интенсивность отсоса

 j_w^o . Важно отметить, что данный результат аналогичен полученному в [56, 103] эффекту образования зоны с пониженной температурой стенки в области газовой завесы за проницаемой стенкой при вдуве легкого газа в сверхзвуковой поток более тяжелого газа. В [56, 103] этот эффект обусловлен низким значением числа Прандтля на стенке в области газовой завесы вследствие диффузионных процессов в смеси газов.

Так как при Pr < 1 в сверхзвуковом потоке температура пристенных слоев газа оказывается ниже температуры газа во внешнем потоке, в [117— 119] предложена реализация способа энергоразделения исходного газового потока на холодную и горячую части, предполагающего функционирование не за счет теплопередачи через разделяющую перегородку, а путем непосредственного отвода слоя газа с пониженной температурой из пристенной области через проницаемую перегородку. В [120] данный способ энергоразделения впервые исследован экспериментально, а в [13,



Рис. 18. Изменение по длине проницаемой пластины толщины потери импульса δ^{**} и коэффициента восстановления r (M = 3, Pr = 0.1, $T_0^* = 400$ K) и для ряда значений интенсивности отсоса [117]: $I - j_w^o = 0$, $2 - j_w^o = -0.002$, $3 - j_w^o = -0.005$, $4 - j_w^o = -0.01$.

15–17] получены сравнительные численные, аналитические и экспериментальные результаты.

Резюмируя вышесказанное, можно отметить неоднозначность имеющихся как экспериментальных, так и численных результатов по зависимости коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке от параметра вдува, и данный вопрос, по-видимому, требует проведения дополнительных исследований.

Для проницаемой стенки со вдувом рассмотренные два способа определения коэффициента восстановления температуры при докритическом однородном вдуве дают близкие результаты. При критическом вдуве результаты различаются. При этом определение коэффициента восстановления температуры при критическом вдуве газа с заданной температурой теряет смысл, так как можно получить любое значение *r*, задавая соответствующую температуру вдуваемого газа.

При вдуве легкого газа в тяжелый в области, следующей непосредственно за проницаемым участком (газовая завеса), образуется зона с температурой стенки ниже адиабатной температуры непроницаемой пластины и температуры вдуваемого газа. Этот эффект имеет место при температуре вдуваемого газа не ниже температуры теплоизолированной стенки с вдувом в конце проницаемого участка и характерен только для сверхзвукового обтекания пластины.

При отсосе газа происходит ламинаризация исходного турбулентного пограничного слоя. С выходом на режим асимптотического отсоса коэффициент восстановления температуры не зависит от числа Прандтля и становится равным единице, т.е. температура теплоизолированной стенки сравнивается с температурой торможения набегающего потока, что подтверждают как численные, так и экспериментальные исследования.



Рис. 19. Постановка экспериментального исследования (а) и распределение относительной адиабатной температуры стенки по центральной линии в области взаимодействия пересекающихся ударных волн с турбулентным пограничным слоем (б) при M = 3.9, $Re_{\delta} = 3.0 \times 10^5$ [121]: *1* – расчет [121], *2* – эксперимент (термопары), *3* – эксперимент (тепловизор).

4. ВЛИЯНИЕ ДРУГИХ ФАКТОРОВ НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

4.1. Скачки уплотнения. Влиянию скачков уплотнения (ударных волн) на коэффициент восстановления температуры посвящен ряд исследований [57, 70, 121–123]. Результаты работы [121] по изучению трехмерного взаимодействия ударных волн с турбулентным пограничным слоем свидетельствуют о том, что адиабатная температура стенки увеличивается в области пересечения ударных волн (рис. 19). В [122] с учетом отмеченного факта показано, что использование для коэффициента восстановления значения 0.91 вместо теоретического 0.89 увеличивает оценку относительного увеличения числа Стэнтона в области пересечения ударных волн в 1.5 раза в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Там же делается вывод об ограниченности подхода, основанного на использовании постоянного коэффициента восстановления для определения числа Стэнтона в области взаимодействия ударных волн.



Рис. 20. Распределение адиабатной температуры стенки по длине модели в области падения скачка уплотнения в сравнении с обтеканием стенки без вносимых возмущений (а): 1, 2 – адиабатная температура стенки T_{aw}^* ; 3, 4 – температура торможения T_0^* без скачка и со скачком соответственно; термограмма области падения скачка уплотнения на стенку (б) [57].

В [57] отмечается увеличение адиабатной температуры стенки в области падения ударной волны до 2% в абсолютном значении при росте статического давления около 2.2 раза в сравнении с обтеканием гладкой стенки без вносимых возмущений в поток (рис. 20). При этом увеличение коэффициента восстановления температуры в области взаимодействия составило до 4.5%. Учет эффекта увеличения адиабатной температуры стенки и коэффициента восстановления в области взаимодействия падающей ударной волны с пограничным слоем позволяет уменьшить погрешность определения коэффициента теплоотдачи.

4.2. Форма и рельеф поверхности, отрывные течения. Интересный эффект значительного уменьшения температуры стенки в потоке сжимаемого газа получен при поперечном обтекании цилиндра в области задней критической точки. По-видимому, впервые данный результат опубликован в работе Хилтона У.Ф. [62], в которой помимо основного исследования течения газа на плоской стенке исследовалось также поперечное обтекание цилиндра. Отмечено, что температура задней стенки цилиндра практически равна статической температуре набегающего потока T_0 $(r \to 0)$, в то время как в передней части температура близка к температуре торможения T_0^* $(r \to 1)$.

Однако известность данный эффект получил после публикации эксперимента [37], позднее также описанного Эккертом в обзорной статье по энергоразделению [124], в итоге был назван "эффектом Эккерта—Вайзе".

Авторы исследовали поперечное обтекание дозвуковым потоком сжимаемого газа полого цилиндра с запрессованными в его поверхность тер-



Рис. 21. Картина линий тока при поперечном обтекании цилиндра потоком сжимаемого газа (а); распределение динамической составляющей температуры $u_0^2/(2C_p)$ по обводу профиля обтекаемого цилиндра (б).

мопарами (рис. 21). В передней части цилиндра с ламинарным пограничным слоем коэффициент восстановления соответствовал ожидаемому из теории. Однако при угле поворота потока 180° *r* уменьшался до значения –0.1, что означает уменьшение температуры стенки цилиндра ниже значения термодинамической температуры в набегающем потоке. Это явление получило название эффекта аэродинамическим нагревом [125].

Результаты экспериментов [37] сначала подверглись сомнению со стороны Л. Прандтля [124], но вскоре подтвердились в [125, 126]. В [125] также показано, что эффект охлаждения распространяется дальше в центральной части следа за цилиндром. Задача энергоразделения при поперечном обтекании цилиндра дозвуковым потоком вновь экспериментально исследовалась в [127–129], а также прямым численным моделированием [130, 131]. В [131] показана возможность увеличения эффекта охлаждения стенки за счет взаимного влияния пары цилиндров.

В области сверхзвуковых скоростей в [63] исследовалось поперечное обтекание цилиндра в аэродинамических трубах кратковременного действия при числах Maxa 2.87 и 4.25. В [133]



Рис. 22. Сравнение значений коэффициента восстановления температуры при поперечном обтекании цилиндра дозвуковым и сверхзвуковым потоком воздуха в зависимости от угла обвода цилиндра: I - M = 0.882, $\text{Re}_d = 2.57 \times 10^5$, $\emptyset 20 \text{ мм}$; 2 - 0.526, 1.81×10^5 , $\emptyset 20$; 3 - 0.831, 1.21×10^5 , $\emptyset 10$; 4 - 0.50, 8.55×10^4 , $\emptyset 10$; 5 - 0.575, 9.3×10^4 , $\emptyset 10$; [124]; 6 - 1.56, 1.88×10^5 , $\emptyset 5$; 7 - 1.86, 1.49×10^5 ; 8 - 2.50, 8.68×10^5 [63]; 9 - 3.9, 6.7×10^3 [133]; 10 - 3.00, 10^6 [135].

рассматривалось обтекание цилиндра диаметром 1 дюйм (25.4 мм) под различными углами атаки сверхзвуковым потоком с M = 3.9 при $\text{Re}_d = 2.1 \times 10^3 - 6.7 \times 10^3$. Авторы [133] отмечают, что угол отклонения не оказывает значительного влияния на *r*. В [134] представлены результаты тепловизионного измерения распределения адиабатной температуры стенки по обводу профиля цилиндра при M = 3.0 и $\text{Re}_d = 10^6$.

На рис. 22 сведены данные различных авторов по поперечному обтеканию цилиндра сжимаемым дозвуковым и сверхзвуковым потоками. Адиабатная температура стенки равна температуре торможения в передней критической точке (r = 1), что характерно как для дозвуковых скоростей обтекания, так и для сверхзвуковых. В работе [133] получено, что коэффициент восстановления изменялся от 1 в передней критической точке торможения на цилиндре до 0.67 при угле обвода 120° и затем вновь стремился к единице в задней критической точке. В отличие от результатов работы [133], в [63, 134, 135] не выявлено такого резкого уменьшения коэффициента восстановления при углах от 60° до 180°. Поэтому, поскольку основной целью исследования [133] была оценка влияния угла отклонения потока от нормального направления на параметры теплообмена, в дальнейшем авторы использовали значения r для области от 0° до 60° , где наблюдалось совпадение с данными других авторов.

Влияние обтекаемой геометрии на коэффициент восстановления температуры представляется



Рис. 23. Влияние кольцевых элементов с поперечным сечением в виде клина на коэффициент восстановления температуры [142]: $1 - r = \sqrt{\Pr}$, 2 - гладкая стенка, 3 - оребренная стенка.

важной задачей с точки зрения как возможностей повышения эффекта сверхзвукового безмашинного энергоразделения потоков [136–138], так и повышения точности расчета аэродинамического нагрева [3–5].

В [139, 140] показана возможность снижения коэффициента восстановления температуры при обтекании сверхзвуковым потоком рельефной поверхности с нанесенным на нее массивом лунок. Зафиксировано уменьшение коэффициента восстановления температуры (на 3% по сравнению с гладкой поверхностью), при этом наиболее интенсивное захолаживание происходит непосредственно за углублениями на расстоянии, примерно равном половине диаметра углубления.

В ряде работ исследуется влияние ребер различной формы, их количества и взаимного расположения на коэффициент восстановления температуры при сверхзвуковом обтекании стенки. В [141, 142] исследовалось влияние выступа поверхности на температуру стенки при продольном обтекании полого цилиндра сверхзвуковым потоком. Число Маха набегающего потока составляло 3.1, число Рейнольдса на 1 дюйм – от 1 × 10⁵ до 7×10^5 . Наименьшие значения температуры стенки зафиксированы за ребром с поперечным сечением в виде клина (рис. 23). Использование нескольких клиньев подряд позволило сохранить эффект уменьшения температуры стенки при соблюдении интервала между клиньями не меньше, чем 2 дюйма (около 5 см). В [143] упоминается, что в [141, 142] даже на расстоянии 80 высот ребра ниже по потоку коэффициент восстановления температуры сохранял значение ниже, чем полное значение на гладкой стенке.

В [144] исследовано влияние ребра и уступа варьируемой высоты (как больше, так и меньше толщины невозмущенного пограничного слоя, рав-



Рис. 24. Влияние уступа высотой *H* на коэффициент восстановления температуры плоской стенки, обтекаемой сверхзвуковым потоком: M = 2.2, $Re_x = 2 \times 10^7$ [144]: 1-5 - H = 8, 10, 12, 16, 20 мм.

ной 6 мм на срезе сопла) на коэффициент восстановления температуры при обтекании плоской стенки сверхзвуковым потоком. Адиабатная температура стенки в следе снижается при увеличении высоты препятствия. Коэффициент восстановления температуры достигает максимального значения в области присоединения и затем снижается до значений 0.85–0.88 для уступа (0.815–0.85 для ребра) (рис. 24). Отмеченные эффекты сохраняются на длине больше 30 калибров.

Полученные результаты согласуются с рядом пионерских работ по обтеканию уступов, ребер, головных обтекателей различных форм [145— 148]. При этом так же, как и в [88, 142], на большом расстоянии за преградой коэффициент восстановления температуры не достигал полной величины, соответствующей гладкой стенке. В [143] приводится гипотеза, что за препятствием вероятно образуется вихревой слой, который и вызывает уменьшение адиабатной температуры стенки за замыкающей ударной волной, хотя при этом отмечается слабость образующихся вихрей.

4.3. Степень турбулентности потока. На рис. 25 [3] приведены основные результаты, полученные в [149]. В экспериментах, проведенных в аэродинамической трубе для исследования пограничных слоев лаборатории вооружений ВМС США, обнаружено, что на величину коэффициента восстановления большое влияние оказывают характеристики течения выше по потоку. Приведенные данные показывают, что неизотермичность в аэродинамической трубе (вследствие нагревания

или охлаждения газа в горле сопла $T_0^* - T_{\kappa p}$) приводит к значительному изменению коэффициента восстановления на стенке трубы.



Рис. 25. Влияние характеристик течения выше по потоку на коэффициент восстановления температуры [149].

Проблема учета значений коэффициента восстановления температуры также важна в задачах измерения температуры высокоскоростного потока с помошью термопар. В работе [150] отмечается важность калибровки коэффициента восстановления термопары для различных чисел Маха и Рейнольдса, а также способы повышения качества термоприемника (стремление коэффициента восстановления к единице) за счет интенсификации теплоотдачи к спаю термопары. Отмечается (рис. 26), что для предлагаемого термоприемника с трубчатым спаем при всех исследованных М величина *r* составляет не менее 0.98, в то время как у широко применяемого колпачкового термоприемника со сферическим спаем значения коэффициента восстановления зависят как от температуры торможения, так и от M и Re.

В ряде экспериментальных работ по энергоразделению в следе за цилиндром и в струйном течении газа [151—153] эффект разделения газа по температурам существенно зависит от коэффициента восстановления термопары.

В [154, 155] проведено сравнение показаний термопары при значениях степени турбулентности потока в диапазоне от 0.25 до 7%. Показано, что коэффициент восстановления королька термопары существенно снижается при увеличении степени турбулентности потока, что в итоге может приводить к значительным погрешностям при измерении полной температуры высокотурбулентного потока.

4.4. Двухфазные потоки. Исследования влияния фазового перехода в высокоскоростном потоке на коэффициент восстановления температуры обтекаемой стенки не менее актуальны исследований в однофазных потоках. Хорошо известно, что наличие даже небольшого количества примеси (доли процента) в основном потоке может приводить к существенным изменениям параметров



Рис. 26. Зависимость коэффициента восстановления *r* от числа Рейнольдса $\text{Re} = U_0 D/v$ (а) и температуры торможения T_0^* (б): термоприемник 1 - с трубчатым спаем; 2 - с точечным сферическим спаем; 3-5-M == 5.9, 6.6, 7.4 [150].

на поверхности обтекаемого тела (см., например, обзор [156]).

Перспективным представляется использование двухфазных газокапельных потоков с целью снижения адиабатной температуры стенки. В литературе есть ряд работ, посвященных этому вопросу. В [157-159] экспериментально показано, что расширение влажного водяного пара в сопле (пара с каплями воды с влажностью до 4.5%) приводит к снижению температуры теплоизолированной стенки сопла по сравнению со случаем потока перегретого пара. В [157] коэффициент восстановления температуры принимал значения r = 0.7 во влажном паре и r = 0.9 - 0.8 в перегретом в зависимости от начальной степени перегрева. В [158, 159] показано, что адиабатная температура стенки зависит как от начального содержания влаги, так и от начальной дисперсности капель. При диаметре капель d > 70 мкм и начальном содержании влаги более 2% капли осаждаются на стенку, образуя пленку жидкости с температурой, равной температуре насыщения. При этом коэффициент восстановления температуры в случае наличия крупнодисперсной влаги в потоке, мо-



Рис. 27. Зависимость коэффициента восстановления температуры от изменения влажности (φ_0 , %), степени перегрева ΔT_n и дисперсности потока: *1*, *2*, *3* – $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ – крупнодисперсная влага (впрыск капель через форсунки), $4 - \varepsilon_4$ – мелкодисперсная влага (скачок конденсации), $\varepsilon = P/P_0^*$ [158].

жет снижаться практически до нуля (рис. 27). Однако необходимо отметить, что при расчете коэффициента восстановления температуры в данном случае вместо статической температуры использовалась температура насыщения. Кроме того, в работе не сказано, с какой начальной температурой подавалась вода к форсункам.

В [160] численно получен результат, согласно которому в дисперсном воздушном потоке с инерционным выпадением частиц на стенку значение коэффициента восстановления температуры снижается с r = 0.88-0.9 до r = 0.55, что соответствует таковому для однородного газового потока с Pr = 0.17.

В работах [161—163] в рамках двухконтинуальной модели сжимаемого газокапельного пограничного слоя в сверхзвуковом двухфазном ламинарном потоке на плоской стенке проведены расчеты потоков массы и энергии дисперсной фазы на обтекаемой поверхности. Показано, что наличие даже очень малой концентрации капель в основном потоке может приводить к значительному снижению адиабатной температуры стенки.

В [164, 165] приведены результаты измерения температуры поверхности плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым потоком. При M = 3 и массовой концентрации воды $C(H_2O) = 0.36\%$ наличие капель привело к небольшому (до 4°C) снижению температуры передней кромки пластины. Установка генератора скачка уплотнения перед пластиной увеличила область пластины с пониженной температурой в 1.5 раза. Наибольшего снижения температуры поверхности пластины удалось добиться при режиме M = 2.5 и наличии генератора скачка уплотнения перед пластиной. Из-за увеличения расхода воздуха массовая кон-



Рис. 28. График распределения адиабатной температуры стенки вдоль центральной линии пластины (а): $T_0^* = 292$ K, M = 2.5, $C(H_2O) = 0.27\%$; *1* – температура торможения, *2* – однофазный воздушный поток, *3* – двухфазный воздушно-капельный поток; термограмма пластины в однофазном потоке (б); термограмма пластины в двухфазном потоке (в) [165].

центрация воды упала до $C(H_2O) = 0.27\%$. В этом случае на поверхности пластины происходило выпадение льда, что приводило к локальному снижению температуры поверхности на 10–13°C по сравнению со случаем обтекания пластины однофазным потоком (рис. 28).

Проведенный анализ работ позволяет сделать вывод о том, что локальное значение коэффициента восстановления температуры (адиабатной температуры стенки) при обтекании стенки сверхзвуковым турбулентным потоком может значительно отличаться от известных значений r для гладкой стенки. Получено как увеличение коэффициента восстановления (в области падения и пересечения ударных волн, перед препятствием, в области присоединения потока), так и его снижение (при течении в следе за различными препятствиями, при поперечном обтекании цилиндра, вследствие неизотермичности в аэродинамической трубе, в двухфазном потоке). Учет данных эффектов может позволить повысить точность определения коэффициента теплоотдачи в задачах расчета аэродинамического нагрева. При этом актуальной представляется задача дальнейшего поиска воздействий и оптимизации элементов конструкции, способствующих уменьшению коэффициента восстановления температуры, с целью интенсификации процессов теплоотдачи и энергоразделения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры, используемого в инженерных методиках расчета теплообмена для определения теплового потока в стенку при высоких скоростях течения газа в каналах энергоустановок, двигателей, теплообменных аппаратов и устройств безмашинного энергоразделения потоков.

Показано, что для рабочих тел с числом Прандтля <0.7 существующие данные экспериментальных и аналитических исследований не позволяют проверить достоверность указанных аппроксимационных зависимостей $r(\Pr)$, при этом сами формулы дают большой разброс данных в области $\Pr < 0.5$. Проведение дальнейших исследований для газов с низкими числами Прандтля представляется актуальной задачей в приложении к перспективным теплообменным аппаратам и ЗГТУ.

Показано, что при обтекании потоком воздуха с нулевым углом атаки пластины и тел вращения с гладкими образующими коэффициент восстановления температуры практически не зависит от локального числа Рейнольдса. В развитом турбулентном пограничном слое коэффициент восстановления лежит в пределах $r = 0.885 \pm 0.015$.

По результатам многочисленных экспериментальных исследований в широком диапазоне чисел Маха (вплоть до M = 6) при обтекании пластины, конуса, конуса-цилиндра также не выявлено влияния числа Маха на коэффициент восстановления температуры. В ряде работ с увеличением числа Маха наблюдалось некоторое уменьшение коэффициента восстановления температуры, но оно, как правило, лежит в пределах точности измерений.

Отмечается неоднозначность имеющихся как экспериментальных, так и численных результатов по зависимости коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке от параметра вдува, и данный вопрос, по-видимому, требует проведения дополнительных исследований.

Для проницаемой стенки со вдувом рассмотренные два способа определения коэффициента восстановления температуры при докритическом однородном вдуве дают близкие результаты. При критическом вдуве результаты различаются. При этом определение коэффициента восстановления температуры при критическом вдуве газа с заданной температурой теряет смысл, так как можно получить любое значение *r*, задавая соответствующую температуру вдуваемого газа.

При вдуве легкого газа в тяжелый в области, следующей непосредственно за проницаемым участком (газовая завеса), образуется зона с температурой стенки ниже адиабатной температуры непроницаемой пластины и температуры вдуваемого газа. Этот эффект имеет место при температуре вдуваемого газа не ниже температуры теплоизолированной стенки с вдувом в конце проницаемого участка и характерен только для сверхзвукового обтекания пластины.

При отсосе газа происходит ламинаризация исходного турбулентного пограничного слоя. С выходом на режим асимптотического отсоса ко-

эффициент восстановления температуры не зависит от числа Прандтля и равен единице, т.е. температура теплоизолированной стенки становится равной температуре торможения набегающего потока, что подтверждают как численные, так и экспериментальные исследования.

Показано, что локальное значение коэффициента восстановления температуры при турбулентном обтекании стенки сверхзвуковым потоком может значительно отличаться от широко принятой аппроксимации для гладкой стенки. Приведены эффекты как увеличения коэффициента восстановления (в области падения и пересечения ударных волн, перед препятствием, в области присоединения потока за отрывом, при отсосе газа, использовании теплоносителей с большими числами Pr), так и его снижения (при течении в следе за различными препятствиями, при поперечном обтекании цилиндра, вследствие неизотермичности в аэродинамической трубе, вдуве газа, использовании теплоносителей с малыми числами Pr, внесении жидкой фазы в поток). Учет данных эффектов может позволить повысить точность расчета коэффициента теплоотдачи в задачах аэродинамического нагрева. Не менее актуальной, чем предыдущие отмеченные задачи, представляется задача дальнейшего поиска возлействий и оптимизации геометрии обтекаемой поверхности, способствующих уменьшению коэффициента восстановления температуры, с целью интенсификации процессов теплоотдачи и энергоразделения.¹

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 19-19-00234).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Теория тепломассообмена / Под ред. Леонтьева А.И. М.: Высшая школа, 1979. 495 с.
- 2. *Shirokow M*. The Influence of the Laminar Boundary upon Heat Transfer at High Velocities // Tech. Phys. USSR. 1936. V. 3. № 12. P. 1020.
- Аэродинамика ракет: В 2-х кн. Кн. 2. Пер. с англ. / Под ред. М. Хемша, Дж. Нилсена. М.: Мир, 1989. 512 с.
- Hayes J.R., Neumann R.D. Introduction to the Aerodynamic Heating Analysis of Supersonic Missiles / Eds. Hemsch M., Nielsen J. // Tactical Missile Aerodynamics. Progress in Astronautics and Aeronautics Series. V. 142. Washington: AIAA, 1992. P. 63.
- 5. *Neumann R.D., Freeman D.C.* Experimental Measurement of Aerodynamic Heating About Complex Shapes at Supersonic Mach Numbers // J. Spacecraft Rockets. 2012. V. 49. № 6. P. 1080.

2022

¹ Примечание. В статье Леонтьева А.И., Кузма-Кичта Ю.А., Веретенникова С.В., Евдокимова О.А. "Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках" (ТВТ. 2021. Т. 59. № 5. С. 774–789) перед Списком литературы пропущено предложение "Работа поддержана Минобрнауки России (шифр научной темы FSWF-2020-0021).".

- 6. Леонтьев А.И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35. № 1. С. 157.
- Pohlhausen E. Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung ZAMM // Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik. 1921. Bd. 1(2). S. 115.
- Eckert E., Drewitz O. Die Berechnung des Temperaturfeldes in der laminaren Grenzschicht schnell angestromter, unbeheizter Korper // Luftfahrt-Forschung. 1942. Bd. 19. S. 189.
- 9. Леонтьев А.И. Способ температурной стратификации газа и устройство для его осуществления (Труба Леонтьева). Патент на изобретение РФ № 2106581. Кл. МПК-6: F25B9/02.10.03.1998.
- 10. Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // ДАН. 1997. Т. 354. № 4. С. 475.
- 11. Leontiev A.I., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A. et al. Experimental Investigation of the Machine-free Method of Temperature Separation of Air Flows Based on the Energy Separation Effect in a Compressible Boundary Layer // Experimental Thermal and Fluid Science. 2017. № 88. P. 202.
- 12. Леонтьев А.И., Бурцев С.А. Интенсификация теплообмена в устройстве газодинамического энергоразделения // ДАН. 2016. Т. 471. № 3. С. 286.
- Vinogradov Y.A., Zditovets A.G., Leontiev A.I. et al. Experimental Research of Shock Wave Processes Influence on Machineless Gas Flow Energy Separation effect // J. Phys: Conf. Ser. 2017. V. 891. 012080.
- Leontiev A.I., Popovich S.S., Vinogradov Y.A., Strongin M.M. Experimental Research of Heat Transfer in Supersonic Separated Compressible Gas Flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1129. 012022.
- Khazov D. Nonmachine Energy Separation in Channel with Permeable Walls // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1129. 012018.
- 16. *Хазов Д.Е.* Численное исследование безмашинного энергоразделения потоков сжимаемого газа // Тепловые процессы в технике. 2018. Т. 10. № 1–2. С. 25.
- Leontiev A.I., Zditovets A.G., Kiselev N.A. et al. Experimental Investigation of Energy (Temperature) Separation of a High-velocity Air Flow in a Cylindrical Channel with a Permeable Wall // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. V. 105. P. 206.
- Leontiev A.I., Popovich S.S., Vinogradov Y.A., Strongin M.M. Experimental Research of Supersonic Aerodynamic Cooling Effect and Its Application for Energy Separation Efficiency // Proc. 16th Int. Heat Transfer Conf., IHTC-16. V. 212244. Beijing, China, 2018. P. 1.
- Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S. Study of Temperature Stratification Regimes for Graduated Suction of a Gas from a Supersonic Flow // Proc. 16th Int. Heat Transfer Conf., IHTC-16 August 10–15, 2018, Beijing, China. IHTC16-24138. Beijing, China, 2018. P. 1.
- 20. Попович С.С. Устройство редуцирования давления природного газа. Патент на полезную модель № 194263. Опубл. 04.12.2019.
- 21. Попович С.С., Здитовец А.Г., Киселёв Н.А., Макарова М.С. Использование метода сверхзвукового

безмашинного энергоразделения при редуцировании давления природного газа // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11. № 91. С. 2.

- Попович С.С., Леонтьев А.И., Виноградов Ю.А., Киселёв Н.А., Макарова М.С., Медвецкая Н.В., Стронгин М.М. Способ редуцирования давления природного газа. Патент на изобретение № 2713551. Опубл. 05.02.2020.
- 23. Ковальногов Н.Н. Выбор оптимальных параметров процесса газодинамической температурной стратификации в сверхзвуковом газовом потоке // Изв. вузов. Авиационная техника. 2010. № 3. С. 28.
- Вигдорович И.И., Леонтьев А.И. Энергоразделение газов с малыми и большими числами Прандтля // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 6. С. 117.
- 25. *Макаров М.С., Макарова С.Н.* Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 6. С. 777.
- Makarov M.S., Makarova S.N., Naumkin V.S. Energy Separation Efficiency of Air and Helium–Xenon Mixture Flowing in the Single Leontiev Tube with Finned Wall // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. P. 012018.
- 27. Егоров К.С., Степанова Л.В., Рогожинский К.С. Численное моделирование влияния вдува газа на эффективность работы устройства безмашинного энергоразделения // Машины и установки: проектирование, разработка и эксплуатация. 2016. № 6. С. 38.
- 28. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 144 с.
- Христианович С.А., Гальперин В.Г., Миллионщиков М.Д., Симонов Л.А. Прикладная газовая динамика / Под ред. С.А. Христиановича. М.: Изд-во ЦАГИ, 1948. 145 с.
- 30. Зельдович Я.Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1946. 187 с.
- 31. Schulein E. Skin-Friction and Heat Flux Measurements in Shock/Boundary-Layer Interaction Flows // AIAA J. 2006. V. 44. № 8. P. 1732.
- 32. *Moffat R.J.* What's New in Convective Heat Transfer? // Int. J Heat Fluid Flow. 1998. V. 19. P. 90.
- Gomes A., Niehuis R. The Concept of Adiabatic Heat Transfer Coefficient and Its Application to Turbomachinery // Proc. ASME Turbo Expo. 2013. P. 1.
- Lavagnoli S., Maesschalck C.D., Paniagua G. Uncertainty Analysis of Adiabatic Wall Temperature Measurements in Turbine Experiments // Applied Thermal Engineering. 2015. V. 82. P. 170.
- 35. Попович С.С. Особенности автоматизации эксперимента и обработки результатов при исследовании теплообмена в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа // Программная инженерия. 2018. Т. 9. № 1. С. 35.
- Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
- Eckert E., Weise W. Measurement of Temperature Distribution on the Surface of Unheated Bodies in High Velocity Flow // Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 1942. Bd. 13. S. 246.
- 38. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Температура теплоизолированной проницаемой стенки

в потоке сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 5. С. 144.

- 39. Виноградов Ю.А., Егоров К.С., Попович С.С., Стронгин М.М. Исследование тепломассообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом пограничном слое // Тепловые процессы в технике. 2010. Т. 2. № 1. С. 7.
- Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 319 с.
- Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Турбулентный пограничный слой газа на проницаемой стенке // ПМТФ. 1962. Т. 1. С. 51.
- 42. Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковых потоках. Дис. канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: ИТ СО РАН, 2007. 154 с.
- 43. Волчков Э.П., Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 19.
- 44. *Бурцев С.А., Леонтьев А.И*. Анализ цикла замкнутой газотурбинной установки с устройством газодинамического энергоразделения // Изв. РАН. Энергетика. 2017. № 4. С. 151.
- 45. Vitovsky O.V., Elistratov S.L., Makarov M.S., Nakoryakov V.E., Naumkin V.S. Heat Transfer in a Flow of Gas Mixture with Low Prandtl Number in Triangular Channels // J. Engng. Thermophys. 2016. V. 25. № 1. P. 15.
- 46. *El-Genk M.S., Tournier J.-M.* On the Use of Noble Gases and Binary Mixtures as Ractor Coolants and CBC Working Fluids // Energy Conversion and Management. 2008. V. 4. № 7. P. 1882.
- Киров В.С., Кожелупенко Ю.Д., Тетельбаум С.Д. К вопросу об определении коэффициента теплообмена смесей газов с гелием и водородом // ИФЖ. 1974. Т. 26. № 2. С. 226.
- 48. *Tijani M.E.H., Zeegers J.C.H., de Waele A.T.A.M.* Prandtl Number and Thermoacoustic Refrigerators // The Journal of the Acoustical Society of America. 2002. V. 112. № 1. P. 134.
- 49. Арбеков А.Н. Выбор параметров и эффективных тепловых схем газотурбинных установок замкнутого цикла для наземного и космического применения. Дис. ... докт. техн. наук. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2019. 333 с.
- 50. Иванов В.Л., Манушин Э.А. Теплообменные аппараты и системы охлаждения газотурбинных и комбинированных установок. Учебник для вузов. Под общ. ред. А.Ю. Вараксина. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2019. 536 с.
- 51. Егоров К.С., Рогожинский К.С. Численное моделирование влияния числа Прандтля газа и схемы течения на эффективность работы устройства безмашинного энергоразделения // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2015. № 10. С. 21.
- 52. Арбеков А.Н. и др. Теория и проектирование газотурбинных и комбинированных установок: учебник для вузов / Под общ. ред. А.Ю. Вараксина. 4-е изд. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. 680 с.
- 53. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Коэффициент восстановления в сверхзвуковом потоке

продуктов сгорания ЖРД // Труды НПО Энергомаш. 2005. № 23. С. 120.

- 54. Бурцев С.А. Анализ влияния различных факторов на значение коэффициента восстановления температуры на поверхности тел при обтекании потоком воздуха. Обзор / Наука и образование. Электронный журнал МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2004. С. 1.
- 55. Здитовец А.Г. Изучение влияния формы поверхности и критерия Прандтля на температуру теплоизолированного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2005. 108 с.
- 56. *Макарова М.С.* Численное исследование тепловых и динамических процессов в элементах устройств энергоразделения газов. Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2014. 114 с.
- 57. Попович С.С. Влияние ударных волн на эффект безмашинного энергоразделения. Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2016. 164 с.
- 58. 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.
- 59. Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Титов А.А., Киселев Н.А. Безмашинное энергоразделение газовых потоков: монография / Под ред. А.И. Леонтьева. М.: КУРС, 2016. 112 с.
- 60. Johnson H., Rubesin M.W. Aerodynamic Heating and Convective Heat Transfer – Summary of Literature Survey // Trans. ASME. 1949. V. 75. № 5. P. 447.
- 61. Ackerman G. Plate Thermometre in High Velocity Flow with Turbulent Boundary Layer // Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 1942. Bd. 13. S. 226.
- Hilton W.F. Thermal Effects on Bodies in Air Streams // Proc. Royal Society of London, Series A. 1938. V. 168. P. 43.
- 63. *Eber G.* Experimetal Research on Friction Temperature and Heat Transfer for Simple Bodies at Supersonic Velocities. German Archive Report 66/57. 1941.
- 64. *Wimbrow W.R.* Experimental Investigations of Temperature Recovery Factors on Bodies of Revolution at Supersonic Speeds. NACA TN 1975. 1949.
- 65. *Seban R.A.* Analysis for the Heat Transfer to Turbulent Boundary Layers in High Velocity Flow. PhD. Thesis. Berkley: Univ. Calif., 1948. 234 p.
- 66. Романенко П.Н. Тепломассообмен и трение при градиентном течении жидкостей. М.: Энергия, 1971. 568 с.
- 67. *Бурцев С.А.* Анализ влияния числа Прандтля на значение коэффициента восстановления температуры // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2017. № 03. С. 78.
- 68. Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Здитовец А.Г., Леонтьев А.И. Измерение равновесной температуры стенки сверхзвукового сопла при течении газов с низким значением числа Прандтля // Изв. РАН. Энергетика. 2005. № 4. С. 128.
- 69. *Rudy D.H., Weinstein L.M.* Investigation of Turbulent Recovery Factor in Hypersonic Helium Flow // AIAA J. 1970. V. 8. № 12. P. 2286.
- 70. Popovich S.S., Egorov K.S., Vinogradov Yu.A. Experimental Research of Adiabatic Wall Temperature In-

fluenced by Separated Supersonic Flow // Proc. 15th Int. Heat Transfer Conf., IHTC-15-8962, 2014. 11 p.

- 71. Попов В.Н. Коэффициенты восстановления температуры при турбулентном течении жидкости в круглой трубе // ТВТ. 1972. Т. 10. № 6. С. 1231.
- 72. Лапин Ю.В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Глав. ред. физ.мат. лит-ры; Наука, 1970. 344 с.
- 73. *Kaye J.* Survey of Friction Coefficients Recovery Factors and Heat-transfer Coefficients for Supersonic Flow // J. Aero. Sci. 1954. V. 21. № 2. P. 117.
- 74. Ярыгина Н.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое сжимаемого газа на проницаемой поверхности. Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1971. 203 с.
- 75. 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.
- 76. Hilton W.F. Wind-Tunnel Tests for Temperature Recovery Factors at Supersonic Velocities // J. Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences). 1951. V. 18. № 2. P. 97.
- 77. Stalder I.R., Rubezin M.W., Tendeland T. A Determination of the Laminar-transitional and Turbulent Boundary Layer Temperature Recovery Factors on a Flat Plate in Supersonic Flow. NACA TN 2077, 1950.
- 78. *Pappas C.C.* Measurement of Heat Transfer in the Turbulent Boundary Layer on a Flat Plate in Supersonic Flow and Comparison with Skin Friction Results. NACA TN 3222, 1954.
- 79. *Tendeland T.* Effect of Mach Numbers and Wall-temperature Ratio on Turbulent Heat Transfer at Mach Numbers from 3.0 to 5.0. NASA TR 16, 1959.
- Adcock J.B., Peterson J.B., McRee D.Th. Experimental Investigation of a Turbulent Boundary Layer of Mach, High Reynolds Numbers and Zero Heat Transfer. NASA TN D-290, 1965.
- Shoulberg R.H., Hill J.F., Rivas M.A. An Experimental Determination of Flat Plate Recovery Factors for Mach Numbers between 1.9 and 3.14 // J. Aero. Sci. 1954. V. 21. № 11. P. 763.
- Reller J.O., Hamaker F.M. Temperature Recovery Factors on a Slender Cone-cylinder at Mach Numbers from 3.0 to 6.3 and Angles of Attack up to 45°. NACA RM A55G20, 1955.
- Jack J.R., Moskovitz B. Experimental Investigation of Temperature Recovery Factors on a 10° Cone at Angle of Attack at Mach Number of 3.12. NACA TN 3256, 1954.
- 84. *Slack E.G.* Experimental Investigation of Heat Transfer Through Laminar and Turbulent Boundary Layers on a Cooled Flat Plate at a Mach Number of 2.4. NACA TN 2686, 1952.
- 85. *Tuker M., Maslen S.H.* Turbulent Boundary-layer Temperature Recovery Factor in Two-dimensional Supersonic Flow. NACA TN 2296, 1951.
- Clers B., Sternberg J. On Boundary-layer Temperature Recovery Factors // J. Aero. Sci. 1952. V. 19. № 9. P. 645.
- 87. *Stine H.A., Scherrer R.* Experimental Investigation of the Turbulent Boundary Layer Temperature Recovery

Factor on Bodies of Revolution at Mach Numbers from 2.0 to 3.8. NACA TN 2664, 1952.

- Brinich P.F. Boundary Layer Transition at Mach 3.12 with and Without Single Roughness Elements. NACA TN 3267, 1954.
- 89. *Mack L.M.* Summary of Existing Cone Temperature Recovery Factor Data Obtained in Continuous-flow Wind Tunnels Plus Additional Data // JAS. 1955. V. 22. № 3. P. 212.
- Zhang M., Si W., Lee C. Heat Transfer and Recovery Factor of Aerodynamic Heating on a Flared Cone // AIAA J. 2021. P. 1.
- 91. Лущик В.Г., Макарова М.С. Численное исследование влияния числа Прандтля на коэффициенты восстановления температуры и аналогии Рейнольдса в пограничном слое на пластине // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 401.
- 92. *Hartnett J.P.* Handbook of Heat Transfer. N.Y.: G-M, 1973. 940 P.
- 93. *Leontiev A.I.* Heat and Mass Transfer Problems for Film Cooling // J. Heat Transfer. 1999. V. 121. № 8. P. 509.
- 94. *Hartnett J.P., Eckert E.R.G.* Mass-transfer Cooling in a Laminar Boundary Layer with Constant Fluid Properties // Trans. ASME. 1957. V. 79. № 2. P. 247.
- 95. Rubesin M.W., Pappas C.C., Okuno A.F. The Effect of Fluid Injection on the Compressible Turbulent Boundary Layer – Preliminary Tests on Transpiration Cooling of a Flat Plate at M = 2.7 with Air as the Injected Gas. Washington, NACA RM A55II9, 1955. 37 p.
- 96. *Leadon B.M., Scott C.J.* Transpiration Cooling Experiments in a Turbulent Boundary Layer at M = 3 // Journal of the Aeronautical Sciences. 1956. № 4. P. 798.
- 97. Bartle E.R., Leadon B.M. Experimental Evaluation of Heat Transfer with Transpiration Cooling in a Turbulent Boundary Layer at M = 3.2 // Journal of the Aerospace Sciences. 1960. No 1. P. 78.
- 98. Барышев Ю.В., Виноградов Ю.А., Леонтьев А.И., Рождественский В.И. Коэффициенты восстановления на проницаемой поверхности и в области газовой завесы в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 131.
- 99. Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Леонтьев А.И. Коэффициент восстановления и эффективность газовой завесы при вдуве газа через пористый диск // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 1005.
- 100. Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Леонтьев А.И. Теплообмен в турбулентном пограничном слое сжимаемого газа на проницаемой поверхности при чередующемся вдуве-отсосе // ТВТ. 1999. Т. 37. № 2. С. 340.
- 101. 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.
- 102. 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.
- 103. 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.

- 104. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С. Коэффициент восстановления температуры в пограничном слое на проницаемой пластине // ТВТ. 2017. Т. 55. № 2. С. 255.
- 105. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С.* Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в потоке сжимаемого газа // Докл. АН. 2018. Т. 482. № 1. С. 38.
- 106. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S. Distinctive Features of Heat Transfer on a Permeable Surface in a Laminar Compressible Gas Flow at Prandtl Number Pr < 1 // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 147. № 118959. P. 1.
- 107. Лущик В.Г., Макарова М.С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом потоке при вдуве инородного газа // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 61.
- 108. Leontiev A.I., Saveliev A., Kichatov B., Kiverin A.D., Korshunov A., Sudakov V. Effect of Gaseous Coolant Temperature on the Transpiration Cooling for Porous Wall in the Supersonic Flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 142. 118433.
- 109. Leontiev A., Kichatov B., Korshunov A., Gubernov V., Kiverin A. Effect of the Flow Rate of Injected Air on the Temperature of Porous Wall in the Supersonic Flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. V. 175. 121382.
- 110. Алексин В.А. Применимость двухпараметрических моделей турбулентности при моделировании взаимодействия пристенных течений с вдувом и отсосом на проницаемых поверхностях // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 6. С. 60.
- 111. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40.
- 112. Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Сверхзвуковой пограничный слой на пластине. Сравнение расчета с экспериментом // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 6. С. 64.
- 113. Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Трение и теплообмен в пограничном слое на проницаемой поверхности при вдуве инородного газа // ТВТ. 2005. Т. 43. № 6. С. 880.
- 114. Landis R.B., Mills A.F. The Calculation of the Turbulent Boundary Layers with Foreign Gas Injection // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. V. 15. № 10. P. 1905.
- 115. Volchkov E.P., Makarov M.S., Makarova S.N. Heat and Mass Diffusion Fluxes on a Permeable Wall with Foreign-gas Blowing // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. № 7–8. P. 1881.
- 116. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Yakubenko A.E. A Heatinsulated Permeable Wall with Suction in a Compressible Gas Flow // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 4001.
- 117. 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.
- 118. Здитовец А.Г., Леонтьев А.И., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Попович С.С. Устройство температурной стратификации газа. Патент на полезную модель РФ № 2672457. 14.11.2018.
- 119. Здитовец А.Г., Леонтьев А.И., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Попович С.С. Способ температур-

ной стратификации газа. Патент на изобретение РФ № 181270. 09.07.2018.

- 120. 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.
- 121. Gnedin M., Knight D., Zheltovodov A., Maksimov A., Shevchenko A., Vorontsov S. 3-D Crossing Shock Wave-turbulent Boundary Layer Interaction // AIAA Paper 96-2001. 1996.
- 122. *Mee D.J., Chiu H.S., Ireland P.T.* Technique for Detailed Heat Transfer Measurements in Cold Supersonic Blowdown Tunnels Using Thermochromic Liquid Crystals // Int. J. Heat Mass Transfer. 2002. V. 45. P. 3287.
- 123. 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.
- 124. *Eckert E.R.G.* Energy Separation in Fluid Streams // Int. Comm. Heat Mass Transfer. 1986. V. 13. P. 127.
- 125. *Ryan L.F.* Experiments on Aerodynamic Cooling. Ph. D. Thesis, Eidgen. Tech. Hockschule, Zurich, 1951.
- 126. *Thomann H.* Measurements of the Recovery Temperature in the Wake of a Circular Cylinder and of a Wedge at Mach Numbers between 0.5 and 3. The Aeronautical Research Institute of Sweden, FFA Report 84. 1959.
- 127. Kurosaka M., Gertz J.B., Graham J.E., Goodman J.R., Sundaram P., Riner W.C., Kuroda H., Hankey W.L. Energy Separation in a Vortex Street // J. Fluid Mech. 1987. V. 178. P. 1.
- 128. *Goldstein R.J., Boyong He.* Energy Separation and Acoustic Interaction in Flow Across a Circular Cylinder // Trans. ASME. 2001. V. 123. P. 682.
- 129. *Sanitjia S., Goldstein R.J.* Forced Convection Heat Transfer from a Circular Cylinder in Crossflow to Air and Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. R 4795.
- 130. Aleksyuk A.I., Osiptsov A.N. Direct Numerical Simulation of Energy Separation Effect in the near Wake Behind a Circular Cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 119. P. 665.
- Aleksyuk A.I. Influence of Vortex Street Structure on the Efficiency of Energy Separation // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 135. P. 284.
- 132. *Aleksyuk A.I.* The Eckert–Weise Effect and Energy Separation under the Flow Interference Behind Side-by-side Cylinders // J. Fluid Mech. 2021. V. 915. P. A95.
- 133. *Goodwin G., Creager M.O., Winkler E.L.* Ivestigation of Local Heat-transfer and Pressure Drag Characteristics of a Yawed Circular Cylinder at Supersonic Speeds. NACA RM A55H31, 1956.
- 134. Walter L.W., Lange A.H. Surface Temperature and Pressure Distribution on a Circular Cylinder in Supersonic Cross-flow. NAVORD Rep. 2854 (Aeroballistic Res. Rep. 180) U.S. Naval Ordnance Lab., 1953.
- 135. Popovich S.S., Kiselev N.A., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A. Experimental Study of the Adiabatic Wall Temperature of a Cylinder in a Supersonic Cross Flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2088. 012056.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 60 № 3 2022

- 136. *Бурцев С.А.* Исследование путей повышения эффективности газодинамического энергоразделения // ТВТ. 2014. Т. 52. № 1. С. 14.
- 137. Попович С.С. Экспериментальное исследование влияния ударных волн на эффект безмашинного энергоразделения газовых потоков // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2016. № 3. С. 64.
- 138. Popovich S.S., Leontiev A.I., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A. Energy Separation in Smooth and Ribbed Supersonic Channel Flows // Proc. 15th Int. Conf. Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT). Amsterdam, 2021. P. 777.
- 139. Leontiev A.I., Dilevskaya E.V., Vinogradov Yu.A., Yermolaev I.K., Strongin M.M., Bednov S.M., Golikov A.N. 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. V. 26. № 5. P. 487.
- 140. Титов А.А. Экспериментальное исследование влияния поверхностных углублений на теплообмен и сопротивление в потоке сжимаемого газа Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2010. 136 с.
- 141. *Brinich P.F.* A Study of Boundary-layer Transition Surface Temperature Distributions at Mach 3.12. NACA TN 3509. Washington, 1955. 39 p.
- 142. *Brinich P.F.* Recovery Temperatures and Heat Transfer near Two-dimensional Roughness Elements at Mach 3.1. NACA TN4213, 1958.
- 143. *Чжен П*. Отрывные течения. М.: Мир, 1973. Т. 3. 335 с.
- 144. Попович С.С. Аэродинамическое охлаждение стенки при течении сверхзвукового потока в следе за обратным уступом // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т. 20. № 1. С. 1.
- 145. *Gadd G.E., Cope W.F., Attridge J.L.* Heat-transfer and Skin-friction Measurements at a Mach Number of 2.44 for a Turbulent Boundary Layer on a Flat Surface and in Regions of Separated Flow // R. & M. № 3148. A.R.C. Technical Report. London, 1960. 42 p.
- 146. *Bernstein H., Brunk W.E.* Exploratory Investigation of Flow in the Separated Region Ahead of Two Blunt Bodies at Mach Number 2. NACA RM. E55D07b, TIB/4590, 1955.
- 147. Thomann H. Measurements of Heat Transfer and Recovery Temperature in Regions of Separated Flow at a Mach Number of 1.8. Flygtekniska Försökanstalten. Stockholm. Rept. 82. 1959.
- 148. *Garland B.J., Hall J.R.* Measurement of Aerodynamic Heat Transfer in Turbulent Separated Regions at a Mach Number of 1.8. NACA RM L57L09, 1958. 16 p.
- 149. Gates D.F., Allen R.W. Experimental Measurements of Upstream History Effects in Turbulent Supersonic Flow // Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. 1974. P. 330.
- 150. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Методы и средства измерения температуры торможения газового пото-

ка в сложных условиях течения // Ученые запис-ки ЦАГИ. 2008. № 4. С. 60.

- 151. Goldstein R.J., Seol W.S. Energy Separation in a Jet Row // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1997. V. 119. № 1. P. 74.
- 152. *Goldstein R.J., Boyong He.* Energy Separation and Acoustic Interaction in Flow Across a Circular Cylinder // Trans. ASME. 2001. V. 123. P. 682.
- 153. *Sanitjia S., Goldstein R.J.* Forced Convection Heat Transfer from a Circular Cylinder in Crossflow to Air and Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. R 4795.
- 154. *Kulkarni K.S., Madanan U., Goldstein R.J.* Effect of Freestream Turbulence on Recovery Factor of a Thermocouple Probe and Its Consequences // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 152. 119498.
- 155. *Stinson M., Goldstein R.J.* Effect of Freestream Turbulence on Recovery Factor of a Cylindrical Temperature Probe // First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference, 2016. P. 945.
- 156. Вараксин А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками (обзор) // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
- 157. Жуковский В.С., Мадиевский В.А., Резникович К.И. О собственной температуре стенки в потоке перенасыщенного пара // ТВТ. 1966. Т. 4. № 3. С. 399.
- Игнатьевская Л.А. Исследование двухфазного пограничного слоя на плоской стенке. Дис. ... канд. техн. наук, 1971. 155 с.
- 159. Дейч М.Е., Игнатьевская Л.А. Особенности движения капли в двухфазном пограничном слое на плоской пластине // ТВТ. 1971. Т. 9. № 2. С. 335.
- 160. *Ковальногов Н.Н.* Численный анализ коэффициентов восстановления температуры и теплоотдачи в турбулентном дисперсном потоке // Изв. вузов. Авиационная техника. 2008. № 2. С. 32.
- 161. Леонтьев А.И., Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д. Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // ТВТ. 2015. Т. 53. № 6. С. 910.
- 162. Азанов Г.М., Осипцов А.Н. Влияние мелких испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 4. С. 62.
- 163. Голубкина И.В., Осипцов А.Н. Влияние примеси неиспаряющихся капель на структуру течения и температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 58.
- 164. Zditovets A.G., Popovich S.S., Kiselev N.A., Vinogradov Y.A., Strongin M.M. Measurement of the Adiabatic Wall Temperature in a Supersonic Air-drop Flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. 012039.
- 165. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Киселев Н.А., Медвецкая Н.В., Попович С.С. Измерение адиабатной температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 130.