

УДК 532.529

## ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ С ТВЕРДЫМИ ЧАСТИЦАМИ, КАПЛЯМИ И ПУЗЫРЯМИ: ПРОБЛЕМЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ (обзор)

© 2020 г. А. Ю. Вараксин<sup>1, 2, \*</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

\*E-mail: varaksin\_a@mail.ru

Поступил в редакцию 05.03.2020 г.

После доработки 10.03.2020 г.

Принят к публикации 10.03.2020 г.

Проведен обзор расчетно-теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению различных видов двухфазных потоков, рассмотрены проблемы двухфазных потоков и особенности их изучения. Приведены основные характеристики двухфазных течений и методы их моделирования. Описаны и проанализированы результаты исследований двухфазных потоков с твердыми частицами, каплями и пузырями.

DOI: 10.31857/S004036442004016X

### ОГЛАВЛЕНИЕ

- Введение
- 1. Проблемы и особенности изучения двухфазных потоков
  - 1.1. Многомасштабность
  - 1.2. Множество силовых факторов
  - 1.3. Многочисленность моделируемых параметров
  - 1.4. Наличие различных столкновительных процессов
  - 1.5. Наличие фазовых и химических превращений
  - 1.6. Многочисленность безразмерных параметров
- 2. Современные методы моделирования двухфазных потоков
  - 2.1. Описание движения дисперсной фазы: лагранжев и эйлеров подходы
  - 2.2. Методы прямого численного моделирования (DNS, LES)
  - 2.3. Методы моделирования течений с подвижными границами
  - 2.4. Методы физического моделирования
- 3. Двухфазные потоки с частицами
- 4. Двухфазные потоки с каплями
- 5. Двухфазные потоки с пузырями
- Заключение
- Список литературы

### ВВЕДЕНИЕ

Потоки сплошной среды, несущие дисперсную примесь в виде твердых частиц, капель или пузырей, имеют место в целом ряде природных явлений: воздушные смерчи [1], песчаные бури, извержения вулканов, лесные пожары, выпадение осадков в виде града, снега, дождя, разные виды туманов, выделение газов в морях и океанах и т.п. Примерами технических устройств, в которых используются двухфазные течения являются: камеры сгорания тепловых двигателей, тракты твердотопливных и жидкостных реактивных двигателей, устройства термоподготовки угля в схемах энерготехнологического использования топлива, парогенераторы, системы пожаротушения, теплообменники с двухфазными рабочими телами, устройства песко- и дробеструйной обработки различных поверхностей, пневмотранспортеры сыпучих материалов, пылеуловители различных типов и многие другие.

Основными видами двухфазных (гетерогенных) систем являются газ–твердые частицы, газ–капли, жидкость–твердые частицы, жидкость–пузыри.

В последние десятилетия можно наблюдать устойчивый рост интереса многочисленных групп исследователей во всем мире к изучению двухфазных (многофазных, гетерогенных) течений.

За 60 лет существования ОИВТ РАН его сотрудниками были опубликованы сотни оригинальных и пионерских работ, посвященных тем или иным аспектам гидрогазодинамики и теплофизики многофазных потоков. Многие из них опубликованы в журнале “Теплофизика высоких

температур”. Поэтому в настоящем обзоре, посвященном описанию важнейших достижений в изучении двухфазных течений, совершенно заслуженно делается акцент на опубликованных в последние годы именно в нашем журнале работах сотрудников ОИВТ РАН, а также их коллег из других организаций.

## 1. ПРОБЛЕМЫ И ОСОБЕННОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Исследования двухфазных (гетерогенных) течений преследуют решение двух основных классов задач [2].

Первая (или прямая) задача заключается в изучении поведения взвешенной в потоке несущей среды (газа, жидкости) дисперсной примеси (частицы, капли, пузыри). Решение данной задачи предполагает нахождение характеристик дисперсных включений, а именно их размеров (в случае полидисперсного течения или наличия фазовых и/или химических превращений), полей их осредненных и пульсационных (средних квадратичных) скоростей и температур, концентраций и т.п.

Вторая (или обратная) задача заключается в изучении влияния дисперсной фазы на характеристики несущего ее потока сплошной среды. Решение этой задачи предполагает нахождение характеристик газа (жидкости) в присутствии частиц (капель, пузырей), т.е. полей осредненных и пульсационных (средних квадратичных) скоростей и температур, а также коэффициентов трения, теплоотдачи и т.п.

Исключительная сложность изучения двухфазных (многофазных) течений, вероятно, связана с двумя обстоятельствами. С одной стороны, это вызвано тем, что теория однофазных потоков (особенно турбулентных) находится в стадии своего развития. С другой — добавление в турбулентный поток дисперсной примеси в виде частиц (капель, пузырей) сильно осложняет картину течения. Это связано с большим разнообразием свойств (прежде всего, инерционности) и концентрации дисперсных включений, что приводит к реализации многочисленных режимов (классов) двухфазных течений.

В подтверждение вышесказанного ниже приводятся некоторые особенности изучения двухфазных потоков.

**1.1. Многомасштабность.** Инерционность (определяемая, прежде всего, размером и плотностью) дисперсной фазы может изменяться в колоссальном диапазоне (много порядков). Однофазные течения характеризуются целым рядом пространственно-временных масштабов, определяемых величиной свойственной им скорости потока, режимом течения (ламинарный, переходный, тур-

булентный), геометрией течения и др. [2]. Для корректного моделирования движения дисперсной фазы необходим учет ее взаимодействия на разных масштабах, определяемых: 1) осредненным движением, 2) крупномасштабным пульсационным движением, 3) мелкомасштабным пульсационным движением, 4) различными неустойчивостями (например, Толлмина-Шлихтинга в пограничных слоях, Тейлора–Гертлера в трубах, Кельвина–Гельмгольца в слоях чистого сдвига) и т.д.

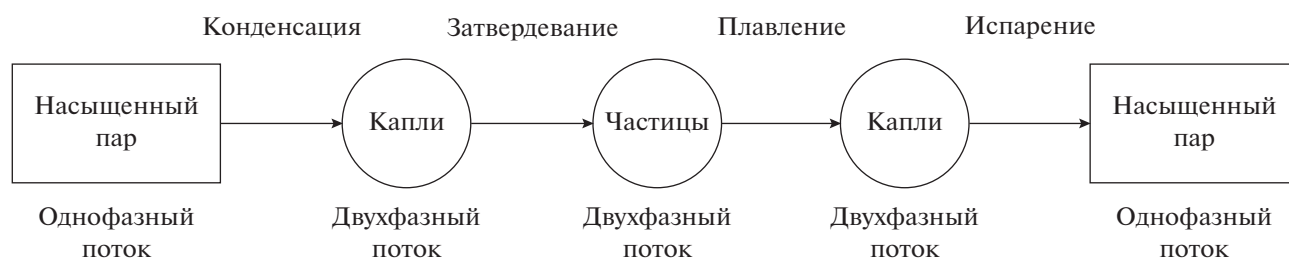
**1.2. Множество силовых факторов.** Для корректного интегрирования уравнений движения дисперсной фазы (частицы, капли, пузыри) необходимо учитывать большое количество силовых факторов (сил). Перечислим здесь основные: 1) сила аэродинамического сопротивления, 2) силы тяжести (Архимеда), 3) сила Сэфмена, 4) сила Магнуса, 5) сила термофореза, 6) сила турбофореза, 7) сила диффузиофореза, 8) центробежная сила, 9) электростатическая сила, 10) пристеночная сила.

Необходимо отметить, что многие из указанных сил в том или ином виде содержат скорость несущей фазы, которая в турбулентном потоке является случайной величиной. Поэтому часто возникает вопрос о применимости полученного теоретическим или эмпирическим путем для других условий конкретного выражения для расчета силы, (например, для ламинарного потока или в отсутствие сдвига скорости).

**1.3. Многочисленность моделируемых параметров.** Математическое или физическое моделирование однофазных течений предполагает расчет или измерение достаточно большого количества параметров (и их распределений в пространстве).

В случае неизотермического стационарного турбулентного однофазного потока основными такими параметрами являются: 1) три компоненты осредненной скорости, 2) три компоненты пульсационной (средней квадратической) скорости, 3) осредненная температура, 4) пульсационная (средняя квадратическая) температура, 5) двойные корреляции различных компонент пульсационных скоростей (компоненты тензора рейнольдсовых напряжений), 6) двойные корреляции пульсационной скорости и пульсационной температуры и др.

В случае математического и физического моделирования двухфазных течений, содержащих частицы, капли или пузыри, количество необходимых параметров возрастает многократно. Это объясняется тем, что к указанным выше параметрам добавляются аналогичные параметры для дисперсной фазы (например, осредненные и пульсационные скорости и температуры частиц и т.д.), включая ее размер, распределение по размерам, осредненную и пульсационную концен-



**Рис. 1.** Иллюстрация роли фазовых превращений при переходе системы из однофазного состояния в двухфазное и обратно.

трацию (газосодержание), а также параметры для несущей фазы (уже в присутствии дисперсных включений), теплоты фазовых переходов и многие другие.

**1.4. Наличие различных столкновительных процессов.** В двухфазных (многофазных) потоках могут иметь место различные столкновительные процессы [3]. К ним относятся: взаимодействие дисперсных включений между собой (частица—частица, капля—капля, пузырь—пузырь), взаимодействие дисперсных включений с твердым телом, обтекаемым двухфазным потоком (частица—тело, капля—тело, пузырь—тело), а также взаимодействие дисперсной примеси со стенками, ограничивающими двухфазное течение (частица—стенка, капля—стенка, пузырь—стенка). Первый из перечисленных процессов имеет место в случае соударений дисперсных включений, имеющих размеры одного порядка, второе — в случае, когда размеры твердого тела на много порядков больше, а третье — для случая, когда размер (радиус кривизны) обтекаемого тела стремится к бесконечности, т.е. оно “вырождается” в плоскую стенку.

Перечислим здесь основные причины, способствующие возникновению столкновений дисперсной фазы (частиц, капель, пузырьков) между собой: 1) полидисперсность (примесь разных размеров), приводящая к появлению разных осредненных скоростей; 2) влияние градиента осредненной скорости несущей фазы; 3) влияние силы тяжести (Архимеда); 4) турбулентный транспортный эффект, ведущий к появлению относительной скорости между соседними частицами; 5) эффект кластеризации, т.е. роста концентрации (газосодержания) дисперсной фазы в локальных областях пространства; 6) электростатическое взаимодействие; 7) броуновское движение.

Столкновительные взаимодействия могут приводить к процессам коагуляции и дробления, оказывающим значительное влияние на дисперсный состав примеси, а также на формирование пленок и ручейков на обтекаемых поверхностях. Можно сделать вывод, что все вышеупомянутые столкновительные процессы играют существенную роль в формировании статистических харак-

теристик движения частиц (капель, пузырей) и, следовательно, оказывают влияние на характеристики несущего их потока сплошной среды. Вследствие этого исследование роли контактных взаимодействий в контексте решения двух основных задач изучения двухфазных потоков представляется чрезвычайно актуальным.

**1.5. Наличие фазовых и химических превращений.** Необходимо отдельно отметить особую роль различных фазовых превращений в гидрогазодинамике и теплофизике двухфазных (многофазных) течений. Основные фазовые превращения хорошо известны: 1) конденсация, 2) затвердевание, 3) плавление, 4) испарение (кипение), 5) сублимация.

Наличие фазовых превращений зачастую способствует “превращению” изначально однофазного течения в двухфазное и наоборот (см. рис. 1), а также приводит к переходу двухфазного течения из одного вида в другой. Приведем некоторые примеры.

Образование пузырей в изначально однофазной жидкости происходит в процессе кипения, тогда как схлопывание (исчезновение) пузырей вследствие конденсации находящегося в них пара возвращает систему в однофазное состояние.

Плавление частиц в потоке газа приводит к переходу двухфазного потока “газ—твердые частицы” в течение “газ—капли”. Последующий процесс кристаллизации (затвердевания) капель может стать причиной “возврата” течения в начальное состояние.

Процессы конденсации водяного пара на каплях ведут к изменению их размера и инерционности, что может являться причиной качественной перестройки структуры двухфазного потока. Испарение с поверхности движущихся капель также оказывает существенное влияние на характеристики движения как дисперсной фазы, так и всего двухфазного течения в целом.

Среди химических превращений особое место занимает горение. Колоссальное значение в самых различных технических применениях имеют процессы горения жидких капель и твердых ча-

стиц топлива. Некоторые другие примеры химического реагирования, приводящие к переводу системы из однофазного состояния в двухфазное и наоборот: 1) выделение пузырьков газа в жидкостях вследствие химической реакции, 2) выпадение твердых частиц в жидкостях в виде осадка, 3) растворение твердых частиц в жидкостях.

**1.6. Многочисленность безразмерных параметров.** Сложность и множественность физических явлений и процессов, протекающих в двухфазных потоках, предопределяет появление большого количества дополнительных (по сравнению с однофазными течениями) безразмерных параметров (критериев), отвечающих за наличие и интенсивность того или иного процесса. Перечислим лишь основные: 1) числа Рейнольдса частицы, капли и пузыря ( $Re_p$ ,  $Re_d$ ,  $Re_b$ ), построенные по диаметру дисперсной фазы и разнице скоростей (динамическому скольжению) между фазами; 2) числа Стокса в осредненном, крупномасштабном пульсационном и мелкомасштабном пульсационном движениях ( $Stk_f$ ,  $Stk_L$ ,  $Stk_K$ ); 3) столкновительные числа Стокса ( $Stk_c$ ,  $Stk_{cw}$ ), характеризующие инерционность дисперсной фазы по отношению к межчастичным столкновениям и столкновениям со стенкой канала; 4) число Вебера  $We$  и многие другие.

Отметим, что при рассмотрении неизотермических двухфазных потоков необходимо введение соответствующих безразмерных параметров, характеризующих разницу температур (тепловое скольжение) между фазами и тепловую инерционность дисперсной фазы по отношению к соответствующим характерным временным масштабам изменения температуры несущей среды.

## 2. СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

В изучении процессов движения дисперсной примеси в виде твердых частиц (капель, пузырей) и ее обратного влияния на характеристики несущей сплошной среды (газа, жидкости) большую роль играют методы математического моделирования. Многочисленные режимы течения двухфазных сред, попытка классификации которых приведена в [4], привели к созданию значительного количества математических моделей такого рода потоков.

Все многообразие разработанных к настоящему времени математических моделей можно условно разбить на два больших класса (типа). Модели первого класса (эйлерово-лагранжевы, траекторные, стохастические) предполагают решение уравнений движения несущей фазы в обычной эйлеровой постановке, в то время как движение частиц (капель, пузырей) описывается

лагранжевыми уравнениями, которые интегрируются вдоль их траекторий. Модели второго класса (эйлерово-эйлеровы, континуальные, двухжидкостные) описывают движение несущей фазы и движение множества дисперсных включений, основываясь на эйлеровом континуальном представлении.

Рассмотрим вкратце преимущества и ограничения эйлерово-лагранжевых и эйлерово-эйлеровых моделей описания движения потоков сплошных сред с твердыми частицами, каплями и пузырями [5].

Преимуществом эйлерово-лагранжевых (траекторных, стохастических) моделей является получение детальной статистической информации о движении отдельных частиц (капель, пузырей) в результате интегрирования уравнений движения (теплообмена) дисперсной фазы в известном (предварительно рассчитанном) поле осредненных скоростей (температур) несущей фазы. Что касается учета случайного (пульсационного) движения дисперсных включений, обусловленного их взаимодействием с турбулентными вихрями несущего газа, то в этом случае необходимо интегрирование стохастических уравнений типа Ланжевена вдоль траекторий отдельных частиц (капель) с последующим осреднением решений по ансамблю начальных данных. Это ведет к существенному увеличению объема вычислений, так как для получения статистически достоверной информации необходимо использовать достаточно представительный ансамбль реализаций. С уменьшением размера дисперсных включений использование траекторных методов для расчета их движения также осложняется. Это связано с тем, что для получения корректной информации об осредненных характеристиках дисперсной фазы необходим учет взаимодействия частиц (капель, пузырей) с турбулентными вихрями несущей фазы все меньших и меньших размеров. Отмеченное обстоятельство также сильно осложняет процесс вычислений.

Траекторное лагранжево описание движения и теплообмена дисперсной фазы в турбулентном потоке на основе решения уравнений только для осредненных величин (без учета ее взаимодействия со случайными полями пульсаций скорости и температуры газа) будет корректным в случае инерционных частиц. Такие частицы (капли) не вовлекаются в пульсационное движение несущей фазы, так как время их релаксации намного больше интегрального масштаба турбулентности. Это описание будет оправданным в случае реализации течения с крупными частицами или каплями.

Необходимо отметить, что с увеличением концентрации дисперсной фазы также возникают сложности в использовании эйлерово-лагранжевых моделей. Можно выделить два обстоятель-

ства. Во-первых, рост концентрации приводит к обратному влиянию дисперсных включений на параметры несущей фазы и расчеты приходится выполнять в несколько итераций, что усложняет вычислительную процедуру. Во-вторых, с увеличением концентрации возрастает вероятность столкновений частиц (капель) между собой, что ведет к запутанности их траекторий.

Преимуществом эйлерово-эйлеровых (континуальных, двухжидкостных) моделей является использование уравнений одного типа для описания движения сплошной и дисперсной фаз в рамках механики взаимопроникающих сред [5]. Это позволяет использовать большой опыт моделирования однофазных турбулентных течений и применять одни и те же численные методы решения всей системы уравнений. Описание движения предельно малоинерционных частиц при реализации равновесного течения не вызывает принципиальных трудностей. При стремлении массы частицы (капли) к нулю осуществляется предельный переход к задаче о турбулентной диффузии пассивной (безынерционной) примеси. Отметим, что учет столкновений между частицами (каплями) в рамках двухжидкостных моделей не приводит к такому значительному росту вычислений, как при траекторном моделировании.

К недостаткам эйлерово-эйлеровых моделей можно отнести некоторую “потерю” информации о движении отдельных частиц (капель, пузырей), необходимости корректного описания межфазного обмена массой, импульсом и теплотой, а также сложности в постановке граничных условий для дисперсной фазы на ограничивающих течение поверхностях [5].

Попытка объединения преимуществ лагранжева и эйлерова методов описания дисперсной фазы предпринята, например, в работе [6], в которой развит гибридный лагранжево-эйлеров метод.

С ростом концентрации и инерционности дисперсной фазы выбор между двумя типами моделей двухфазных потоков становится непростой задачей. Общая тенденция такова: с ростом концентрации примеси и уменьшением ее инерционности использование континуального эйлерова представления для описания динамики дисперсной фазы оказывается предпочтительным.

**2.1. Описание движения дисперсной фазы: лагранжев и эйлеров подходы.** Движение одиночной сферической частицы (капли, пузыря) произвольной плотности в жидкой (газовой) среде описывается уравнением [7]

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}}{d\tau} = & \frac{3\rho}{4\rho_p d_p} C_D |\mathbf{u} - \mathbf{v}| (\mathbf{u} - \mathbf{v}) + \mathbf{g} + \\ & + \frac{\rho}{\rho_p} \left( \frac{D\mathbf{u}}{D\tau} - \mathbf{g} \right) + C_A \frac{\rho}{\rho_p} \left( \frac{D\mathbf{u}}{D\tau} - \frac{d\mathbf{v}}{d\tau} \right) + \\ & + C_L \frac{\rho}{\rho_p} (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \times \text{rot} \mathbf{u}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\tau$  – время,  $\mathbf{v}$  – скорость частицы (капли, пузыря),  $\mathbf{u}$  – скорость несущего потока газа (жидкости),  $\rho$  и  $\rho_p$  – плотности несущего газа (жидкости) и частицы,  $d_p$  – диаметр частицы (капли, пузыря),  $\mathbf{g}$  – ускорение силы тяжести.

Члены в правой части уравнения (1) описывают соответственно силы аэродинамического сопротивления, тяжести (Архимеда), эффект присоединенной массы и подъемную силу вследствие сдвига скорости несущего газа (жидкости). Необходимо отметить, что сила присоединенной массы записана для случая движения частицы в невязкой жидкости, используемой в большинстве теоретических работ, посвященных моделированию движения частиц (капель, пузырей) в турбулентных потоках. Коэффициенты (поправочные функции)  $C_D$  и  $C_L$  в силе сопротивления и подъемной силе могут зависеть от числа Рейнольдса обтекания частицы (капли, пузыря), параметра сдвига скорости и других параметров.

Поскольку скорость жидкости  $\mathbf{u}$  и ее ускорение  $D\mathbf{u}/D\tau$  в турбулентном потоке являются случайными величинами, то уравнение (1) представляет собой стохастическое уравнение типа Ланжевена. В работе [8] вводится функция плотности вероятности (ФПВ) распределения частиц в турбулентном потоке с целью перехода от динамического стохастического описания движения отдельных частиц (капель, пузырей) к континуальному моделированию ансамбля частиц (капель, пузырей). Далее из кинетического уравнения для ФПВ может быть получена система уравнений, необходимая для моделирования движения дисперсной фазы (частиц, капель, пузырей) в континуальном эйлеровом представлении.

Необходимо отметить, что статистический подход на основе функций распределения в фазовом пространстве является проверенным инструментом построения теоретических моделей в различных областях физики. Примерами могут служить уравнение Больцмана и цепочка уравнений Боголюбова–Борна–Грина–Кирквуда в молекулярно-кинетической теории газов и жидкостей, уравнение Фоккера–Планка для описания движения броуновских частиц, кинетическое уравнение Власова в физике плазмы, уравнение Смолуховского–Мюллера в теории коагуляции и т.п. Впервые статистический подход для описания

псевдотурбулентного течения дисперсной среды был применен в [9].

**2.2. Методы прямого численного моделирования (DNS, LES).** Метод прямого численного моделирования DNS (Direct Numerical Simulation) есть решение нестационарных уравнений Навье–Стокса для мгновенных величин без привлечения дополнительных замыкающих соотношений или уравнений, т.е., по сути, без моделирования турбулентности. На основе применения метода DNS для несущей сплошной среды в сочетании с лагранжевым стохастическим подходом для дисперсной фазы может быть получена наиболее детальная информация о структуре турбулентного двухфазного потока. При использовании метода DNS описывается весь спектр турбулентных вихрей, включая мелкомасштабные, ответственные за диссипацию энергии турбулентности. Известным ограничением метода является невозможность его использования при умеренных и больших числах Рейнольдса, так как метод DNS требует больших затрат времени даже при привлечении наиболее быстродействующих компьютеров.

Разновидностью данного подхода является метод моделирования крупных вихрей LES (Large Eddy Simulation). При реализации данного метода ограничиваются прямым моделированием только крупных энергонесущих вихрей [10], пространственный масштаб которых превышает размер численной сетки, а мелкомасштабные (подсеточные) моды оказываются вне пределов разрешимости и описываются полуэмпирическим путем. Таким образом, делается попытка избежать отмеченного выше недостатка и расширить область использования метода. Необходимо отметить, что метод LES применим для моделирования поведения частиц (капель), время релаксации которых много больше временного масштаба турбулентности [11]. Это ограничение вытекает из требования, при котором вклад подсеточных флуктуаций (мелкомасштабной турбулентности) в статистику дисперсной фазы был пренебрежимо мал.

В подавляющем большинстве ранних исследований двухфазных течений с частицами (каплями) два этих метода использовались для моделирования движения одиночных частиц, для чего производилось вычисление траекторий большого ансамбля частиц (капель), вводимых в турбулентный поток, и последующее осреднение полученных пространственных характеристик движения частиц. В более поздних исследованиях методы прямого численного моделирования успешно использовались для расчетов слабозапыленных течений с обратным влиянием частиц на характеристики течения несущей фазы.

**2.3. Методы моделирования течений с подвижными границами.** На сегодняшний день развито

множество подходов к расчету течений жидкости с подвижными границами. Наибольшее распространение получила классификация алгоритмов разрешения контактной границы по типу используемой сетки – лагранжевы методы, эйлеровы методы и бессеточные методы. В лагранжевых алгоритмах расчетные узлы и ячейки движутся вместе со сплошной средой, в эйлеровых узлы и ячейки покоятся, а сплошная среда движется сквозь эйлерову сетку. В бессеточных методах либо расчетная сетка вообще не используется, либо используется только поверхностная сетка, либо сетка применяется только для подготовки данных к расчету и анализу результатов.

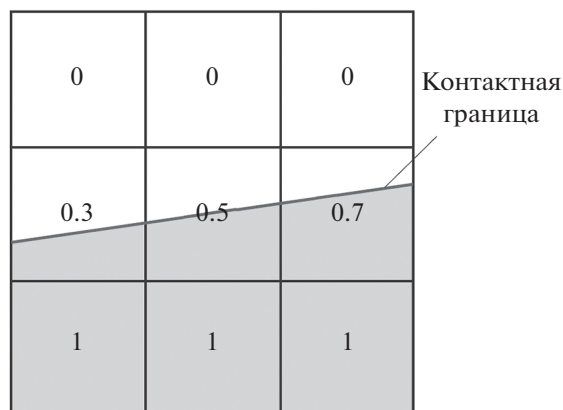
К лагранжевым методам относятся метод LINC (Lagrangian Method for Incompressible Flow) [12], позволяющий рассчитывать нестационарные течения несжимаемой жидкости со слабой деформацией подвижных границ, и ALE-метод (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) [13], являющийся комбинированным эйлерово-лагранжевым методом. По способу отслеживания контактной границы эйлеровы методы делятся на три вида: алгоритмы дискретных точечных маркеров (Point Tracking Methods), алгоритмы дискретных или непрерывных поверхностных маркеров (Interface Tracking Methods) и алгоритмы непрерывных объемных маркеров (Interface Capturing Methods).

В алгоритмах непрерывных объемных маркеров, к которым относится метод крупных частиц [14] и метод жидкости в ячейках [15] VOF (Volume-of-Fluid Method), идентификация границы раздела осуществляется по значениям специальных функций маркеров, сохраняющихся вдоль лагранжевых траекторий и подчиняющихся эйлерову уравнению переноса.

В заключение отметим, что в настоящее время крайне распространенным является метод VOF (например, [16]), в котором в качестве маркера-функции используется объемная доля жидкости в ячейке расчетной сетки  $\alpha$ : при  $\alpha = 1$  ячейка заполнена жидкостью, при  $\alpha = 0$  ячейка пуста. Межфазной границе соответствует изоповерхность  $\alpha = 0.5$  (рис. 2).

**2.4. Методы физического моделирования.** В механике однофазных и многофазных потоков используется целый ряд различных методов диагностики течений – от одноточечных контактных методов до широкого класса бесконтактных. Класс бесконтактных методов, прежде всего оптических, в свою очередь подразделяется на одноточечные (например, ЛДА) и различные модификации “полевых” методов, в частности, основанных на стробоскопической трассерной визуализации потоков.

Стробоскопическая визуализация потоков имеет в своей основе регистрацию смещения образцов трассеров – частиц, помещенных в поток,



**Рис. 2.** Схематическое представление контактной границы с помощью непрерывного маркера-функции в методе VOF [16].

при их двух- или многократном импульсном освещении и вычислении на этой основе мгновенного поля скорости в освещаемой области. История развития экспериментальных методов, основанных на этом принципе, насчитывает уже несколько десятилетий (в частности, в 60–70-е годы метод стробоскопической визуализации был развит в Институте теплофизики СО РАН для высокоточных измерений в пограничном слое и для диагностики поля скорости в тонких пленках жидкости [17]). Первые реализации измерительных систем предполагали использование стандартных стробоскопов в качестве источников освещения и фото- или киноплёнки в качестве регистрирующего носителя. Применяемая ручная обработка данных с использованием измерительных микроскопов была чрезвычайно трудоёмкой, и это не позволяло получать необходимое при решении физических задач количество и качество информации.

Развитие электроники, цифровой и вычислительной техники в последние два десятилетия обусловило существенный прогресс в области регистрации и обработки изображений: в качестве источников света сейчас используются мощные импульсные лазеры, в качестве регистрирующих приборов – цифровые камеры с высокой разрешающей способностью, мгновенные поля скорости рассчитываются при помощи современных корреляционных алгоритмов.

Несмотря на то что основы описываемого метода диагностики наиболее интенсивно развивались в СССР, первые коммерческие разработки PIV (Particle Image Velocimetry – международное общепринятое название подобных измерительных систем) по известным причинам появились за рубежом в конце 80-х годов прошлого столетия. Идеология развития PIV-систем была заложена работами профессора Адриана (см., напри-

мер, [18]). Наиболее подробно метод PIV описан в монографии [19].

Возможности использования различных модификаций PIV-метода (Stereo PIV, Tomo PIV [20, 21]) для изучения тонкой структуры однофазных и двухфазных потоков убедительно продемонстрированы в целом ряде исследований [22–26], выполненных сотрудниками Института теплофизики СО РАН.

Детальные исследования характеристик движения дисперсной фазы (твёрдых частиц) в турбулентном потоке воздуха в трубе и их обратного влияния на параметры несущей фазы с использованием ЛДА проведены в Объединённом институте высоких температур РАН [27–33].

Среди других многочисленных методов и средств диагностики двухфазных потоков необходимо выделить метод теневой фотографии, широко используемый для визуализации и последующего измерения размеров и концентрации пузырей (капель, частиц), а также метод панорамной лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF) для измерения полей температуры [34, 35].

### 3. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ С ЧАСТИЦАМИ

В этом разделе описаны некоторые результаты исследований тепловой защиты высокоскоростных летательных аппаратов, подверженных воздействию запыленных потоков; численного моделирования газодинамического взаимодействия одиночной высокоинерционной частицы с ударным слоем обтекаемого тела; электризации частиц, являющихся продуктами сгорания углеводородного горючего или образованных вследствие эрозийного разрушения элементов конструкции проточного тракта реактивных двигателей; горения и распространения детонационных волн в многофазных потоках; проблемы удаления взвешенных в воздухе мелкодисперсных частиц промышленного происхождения акустическими волнами и др.

Разрушение тепловой защиты при полете гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) в плотных слоях атмосферы (в том числе запыленной) определяется целым комплексом экстремальных термо-газодинамических и тепловых факторов, воздействующих на тепловую защиту [36–40]. В результате такого воздействия в объеме тепловой защиты реализуется ряд внутренних процессов, возникающих как реакция на указанные факторы воздействия. Интенсивное эрозийное разрушение поверхностного слоя тепловой защиты является сдерживающим обстоятельством на пути дальнейшего развития ГЛА (рис. 3). При разрушении теплозащиты возникает унос частиц с поверхности ГЛА, что осложняет процессы моделирования.

В работе [41] описаны результаты экспериментального исследования механизмов разрушения углеродных теплозащитных материалов (полиграфиты и углеродные композиты) с учетом шероховатости их поверхности при обтекании сверхзвуковым высокотемпературным воздушным потоком. Проведен анализ особенностей газовой динамики на шероховатой поверхности (потеря устойчивости ламинарного течения, образование вихревых зон) углерод-углеродных композиционных материалов. Показано, что образование в результате аэродинамического нагрева на поверхности углеродных теплозащитных материалов выступов и впадин существенно изменяет структуру пограничного слоя.

Среди работ последних лет, посвященных совершенствованию стойкости теплозащитных материалов, необходимо отметить [42–46]. Анализ и обобщение результатов теоретических и экспериментальных исследований поведения теплозащиты из резиноподобных материалов (высоконаполненные эластомеры), содержащих порошковые и волокнистые наполнители, выполнен в [42]. Особенности деструкции резиноподобных теплозащитных материалов под слоем конденсированной фазы изучены в [43]. Предложен метод уточнения глубин термической деструкции теплозащитного покрытия с учетом дополнительного коксования и термического расширения остаточной толщины покрытия. В [44, 45] изучена стойкость карбидкремниевых материалов к условиям высокоскоростного обтекания. Трехмерная задача сопряженного теплообмена при движении затупленного по сфере конуса под различными углами атаки по заданной траектории решена в работе [46]. Проведен анализ выбора теплозащитных материалов, в качестве которых используются высокотеплопроводные углеродные материалы, традиционные углепластиковые покрытия и перспективные неразрушающиеся керамические материалы, обеспечивающие сохранение исходной геометрии тела.

Наряду с непосредственным (ударным) воздействием частиц на обтекаемую поверхность во многих случаях существенными оказываются эффекты, связанные с влиянием частиц на течение в ударном слое и интенсивность теплообмена. Среди этих эффектов можно отметить радиационный теплообмен между дисперсной фазой и обтекаемой поверхностью. В [47, 48] установлено, что указанный эффект наиболее выражен, когда находящиеся в потоке частицы блокируют собственное тепловое излучение нагретой поверхности, что может приводить к существенному повышению температуры стенки.

Важным фактором является возможность интенсификации теплообмена между двухфазным потоком и обтекаемым телом. Отметим, что меха-

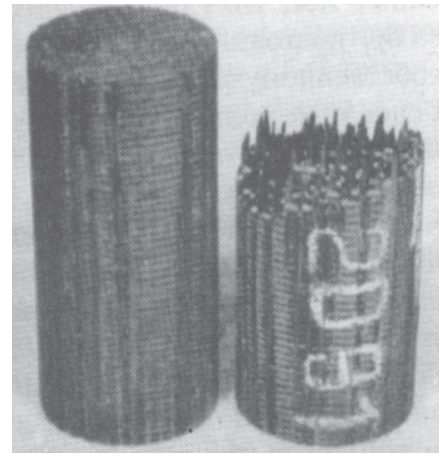


Рис. 3. Образец углерод-углеродного композиционного материала до и после испытаний в сверхзвуковом потоке [38].

низмы этого воздействия и его величина в значительной степени зависят от размера частиц. Для мелкодисперсных (малоинерционных) частиц характерно интенсивное торможение и нагрев в ударном слое. При осаждении на поверхность с малыми скоростями присутствие частиц приводит к усилению конвективной составляющей теплового потока. Для частиц средних размеров определяющую роль играет ударная составляющая теплового потока вследствие передачи частиц кинетической энергии при неупругих столкновениях с поверхностью. Наибольшие вопросы вызывает интенсификация теплообмена при обтекании тел двухфазными потоками с частицами крупных размеров, которые практически не тормозятся в ударном слое. В [49, 50] представлены результаты численного моделирования газодинамического взаимодействия одиночной высокоинерционной частицы с ударным слоем. Детальным образом проанализирована эволюция ударно-волнового и вихревых течений, возникающих при переходе отраженной от обтекаемой поверхности частицы через головную ударную волну (рис. 4). Обнаружено, что существенную роль в формировании волновой структуры играет торoidalный вихрь, обтекание которого обуславливает отрыв приосевого набегающего потока, что создает условия для интенсификации конвективного теплообмена.

Несколько слов об еще одной важной проблеме. Началу разрушения газодинамического тракта ракетного двигателя предшествует появление в газовом потоке продуктов сгорания множества микрочастиц [51]. Установлено, что они обладают электрическим зарядом, генерируют электрическое поле и могут быть зарегистрированы. Имеющиеся на сегодняшний день результаты легли в основу бесконтактной электростатиче-



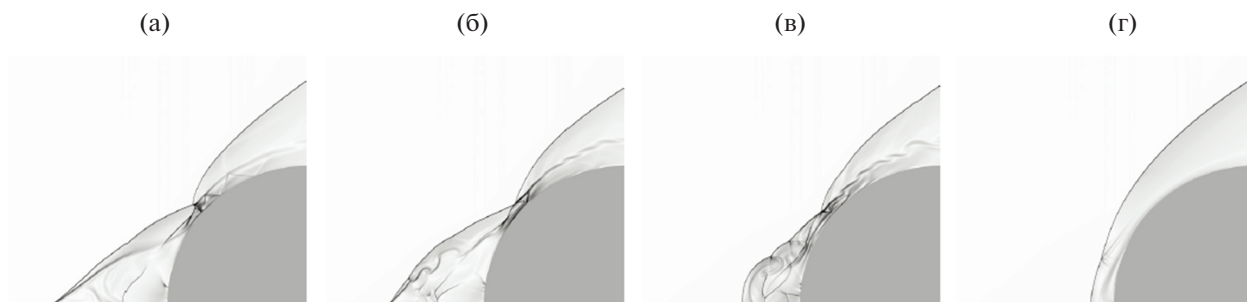


Рис. 4. Шлирен-картины течения в различные моменты времени [49]: (а)  $\tau = 2.88 \times 10^{-4}$  с, (б)  $7.54 \times 10^{-4}$ , (в)  $8.68 \times 10^{-4}$ , (г)  $1.1 \times 10^{-4}$ .

ской диагностики двигателей. Однако проведенные исследования ограничивались низкими температурами газового потока ( $\sim 1200$  К). Применение имеющихся данных в случае высоких температур в камере сгорания (2500–3500 К) может быть некорректным вследствие неучета термоэлектронной эмиссии с поверхности конденсированных частиц, являющихся продуктами сгорания углеводородного горючего или образующихся вследствие эрозионного разрушения элементов конструкции проточного тракта. В [52] построена математическая модель и рассчитаны электрофизические характеристики продуктов сгорания в проточном тракте жидкостного ракетного двигателя с учетом электризации и твердых частиц металла, образующихся в результате разгорания элементов конструкции двигателя. Получены траектории частиц металла, их скорости, температуры и суммарный электрический заряд, накапливаемый частицами из-за взаимодействия с электронами, присутствующими в продуктах сгорания. В частности, определено, что металлические частицы с диаметрами  $d_p = 20\text{--}100$  мкм приобретают в высокоэнтальпийном потоке электрический заряд  $q_p \approx 10^{-14}$  К.

Исследование особенностей движения дисперсной фазы (капель, частиц, осколков) в торнадоподобных вихрях представляет значительный интерес вследствие нескольких причин. Во-первых, наличие дисперсной фазы визуализирует атмосферные вихри [53–57]. Во-вторых, измеряя скорость взвешенных дисперсных включений, можно получать необходимую информацию о динамике (полях скоростей) воздушного вихря [58]. В-третьих, скрытые теплоты фазовых превращений (прежде всего, конденсации и испарения) при образовании (исчезновении) капель оказывают значительное влияние на процесс генерации, динамику и устойчивость торнадоподобных вихрей [59]. В-четвертых, при определенных концентрациях дисперсная фаза может оказывать существенное влияние на характеристики атмосферного вихря и его поведение (вплоть до распа-

да) [60–63]. В-пятых, присутствие осколков и других дисперсных включений может вносить решающий вклад в негативные последствия (разрушения и жертвы) торнадо.

Задачи образования и распространения волн горения и детонации в многофазных средах [64–67], состоящих из частиц горючего и газообразного окислителя, вызывают большой интерес у специалистов (см. также раздел 4). Особый интерес среди них представляют задачи горения и детонации воздушных смесей с углеводородами [68, 69] и частицами металлов (алюминий, магний и бор). Процессы горения углеводородов и металлизированных топлив имеют как много общих закономерностей, так и ряд принципиальных отличий [70]. Горение капель углеводородного топлива происходит в газовой фазе, так как горят продукты испарения. При этом температура самих капель значительно ниже температуры продуктов сгорания. Горение металлических частиц сопровождается протеканием поверхностных и газофазных химических реакций, образованием конденсированных продуктов на поверхности частицы и в продуктах сгорания. При этом температура частиц может превышать температуру окружающих газов.

В работе [71] разработана физико-математическая модель, позволяющая описывать процессы самовоспламенения, горения и детонации горючих металлогазовых смесей (взвесей алюминия, магния и бора). Дисперсные частицы считаются многокомпонентными, учитываются процессы нагрева, плавления, испарения материала частиц, а также поверхностные реакции, в которых участвуют как жидкие, так и газообразные компоненты. Исследовано влияние массового расхода частиц металлов на минимальную скорость стационарной детонации. Установлено, что параметры стационарной детонационной волны асимптотически стремятся к равновесным значениям: точке на равновесной детонационной адиабате.

Проблема удаления взвешенных в воздухе мелкодисперсных частиц промышленного про-

исхождения является актуальной. Такие частицы образуются при сжигании или измельчении твердых тел, при переработке различного сырья и обработке металлов, при процессах кислотного и щелочного травления [72–74]. Современные устройства для очистки не могут улавливать дисперсные частицы микронных размеров. Воздействие акустической волны в ограниченных объемах вблизи резонансных частот способствует не только интенсификации осаждения частиц на стенках, но и их укрупнению вследствие соударений между собой [75–77].

В [75] изучены особенности отражения и преломления акустической волны, проходящей через границу двух многофракционных газозвесей под прямым углом. Получены зависимости модулей коэффициентов отражения и преломления от безразмерной частоты  $\omega\tau_p$  ( $\omega$  – частота возмущения,  $\tau_p$  – время динамической релаксации частиц) при разных массовых концентрациях частиц. Показано, что если несущими средами является один и тот же газ, то имеет место монотонная зависимость указанных коэффициентов от массовой концентрации частиц для двух случаев: 1) при падении акустической волны на границу раздела чистого газа и многофракционной газозвеси, 2) при падении акустической волны на границу раздела монодисперсной смеси газа с твердыми частицами и многофракционной газозвеси. Если же несущими средами являются газы с разными теплофизическими свойствами, то монотонный характер зависимости коэффициентов отражения и преломления от массовой концентрации пропадает.

В работе [76] изучено распространение звука в многофракционных газозвесах с полидисперсными включениями. В качестве фракций были рассмотрены частицы песка ( $d_p = 50\text{--}100$  мкм), частицы алюминия ( $d_p = 5\text{--}10$  мкм) и капли воды ( $d_d = 500\text{--}1000$  мкм). Массовая концентрация всех трех фракций была одинаковой ( $M = 0.3$ ). Обнаружено, что наличие трех фракций с разными размерами включений приводит к трем характерным перегибам в зависимости относительной скорости звука от безразмерной частоты возмущений. Установлены три локальных максимума в зависимости декремента затухания на длине волны  $\sigma$  от безразмерной частоты (рис. 5), связанные с различными радиусами и теплофизическими свойствами включений разных фракций.

В [77] исследовано распространение плоских, сферических и цилиндрических волн в многофракционных смесях газа с полидисперсными включениями. Построена замкнутая система уравнений для указанных смесей и получено единое дисперсионное соотношение. В расчетах учитывалось наличие у фракций различных тепло-

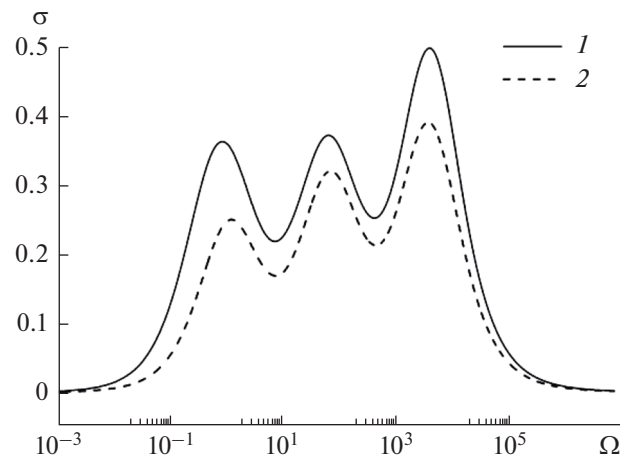


Рис. 5. Зависимость декремента затухания от безразмерной частоты возмущения с учетом (1) и без учета (2) теплообмена [76].

физических свойств, размеров включений и функций распределения включений по размерам. Рассчитаны эволюции импульсного возмущения давления в рассматриваемых смесях. Показано, что учет наличия фракций в смеси, так же как и теплообмена, приводит к более сильному затуханию волн.

Многие технологические процессы в химической, нефтехимической, пищевой и других отраслях промышленности требуют высокой степени очистки высоковязких сред с целью получения качественной продукции, снижения износа оборудования и предотвращения аварий. Для разделения таких сред используются устройства комбинированного действия, сочетающие в себе как фильтрование для обеспечения требуемой тонкости очистки, так и очистку в силовых полях с целью уменьшения энергетических затрат и увеличения ресурса оборудования. В работе [78] численно исследована зависимость эффективности сепарации твердых частиц и устойчивость спирального течения вязкой жидкости в конфузоре с внутренней вращающейся проницаемой цилиндрической перегородкой. Анализ результатов показал, что в конфузоре течения могут возникать вихри, негативным образом влияющие на сепарацию частиц.

Металлические дисперсные порошки широко применяются на практике. Один из часто используемых методов получения металлических порошков основан на испарении металла или сплава с последующей конденсацией и затвердеванием [79]. Изучению процессов конденсации металлических наночастиц посвящено значительное число работ. Экспериментальные данные по функциям распределения наночастиц по размерам показали их отличие от классических представлений о при-

соединении атома к кластеру [80], так как на некоторых стадиях конденсации наблюдается коагуляция из-за столкновений малых частиц [81]. Для корректного моделирования коагуляции необходимо определить частоту столкновений кластеров между собой, для чего необходимо знание их скоростей, концентраций и значения ядер взаимодействия [82].

В [83] выполнено молекулярно-динамическое (МД) исследование зависимости радиусов малых металлических кластеров в процессе газовой конденсации меди от количества атомов в них. Частота столкновений между кластерами определялась с использованием формул молекулярно-кинетической теории. Установлено, что зависимость радиусов кластеров от числа частиц имеет вид, близкий к классическому ( $r_c \sim n^{1/3}$ ), однако, средние радиусы кластеров оказываются примерно на 40% больше, чем в случае, когда кластер считается каплей массивной жидкости.

В работе [84] проведен статистический анализ результатов МД-моделирования конденсации паров металла (Cu или Ti) в среде инертного газа, в роли которого выступал аргон (Ar). Конденсация протекает с образованием малых частиц, состоящих из атомов металла. В качестве ключевой характеристики, позволяющей предсказывать длительность существования кластера от образования до распада (т.е. способность кластера к росту), выбрана его внутренняя энергия. Внутренняя энергия включает в себя кинетическую энергию атомов в системе центра масс кластера и их потенциальную энергию. Показано, что, кроме традиционной эволюции кластеров в пространстве размеров, необходимо дополнительно рассматривать эволюцию кластеров в пространстве энергий.

#### 4. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ С КАПЛЯМИ

В этом разделе описаны некоторые результаты исследований эффективности впрыска воды в газотурбинные установки (ГТУ); динамики фрагментов жидкости (капель, пленки, ручейков), движущихся по твердому телу; отрывных газокпельных потоков; влияния впрыска воды на структуру детонационной волны; акустической коагуляции аэрозолей; образования жидких частиц при абляции металлов; поверхностного натяжения границы раздела пар–жидкость; возможностей разделения устойчивых водонефтяных эмульсий.

Организация эффективного впрыска воды в газотурбинные установки, работающие по различным газопаровым циклам, требует необходимости изучения совместного воздействия различных механизмов на движение капель и их осаждение на элементы проточной части. Смысл

влажного сжатия состоит в снижении температуры компримируемого воздуха в результате испарения капель воды, впрыскиваемых в воздушный поток. Учитывая, что удельная скорость испарения (на единицу объема) дисперсной фазы обратно пропорциональна квадрату размера капель, эффективность влажного сжатия становится максимальной в случае высокодисперсного впрыска перегретой воды.

Необходимо отметить, что процесс осаждения капель оказывает определяющее влияние на эрозию лопаток, имеющую место при длительной (до 20000 ч) работе ГТУ с впрыском воды, что ведет к снижению рабочих характеристик.

В работах [85–87] описаны результаты экспериментальных исследований характеристик распыла газокпельной струи и особенностей осаждения дисперсной фазы на поверхности обтекаемых профилей. В экспериментах варьировались угол атаки лопаточных профилей, степень перегрева воды перед форсунками (определяет размер получаемых капель) и концентрация капель. Корректный учет двух основных механизмов осаждения (инерционного и турбофореза), проведенный на основе известных расчетных методик, позволил получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по интенсивности осаждения капель и толщинам пленок воды, образующихся на обтекаемых двухфазным потоком поверхностях.

В [88, 89] выполнены оригинальные исследования импульсных “спреев”. Убедительно продемонстрирована возможность существенного повышения эффективности охлаждения при организации импульсного распыла, что открывает большие возможности его применения в целом ряде практических приложений.

Динамика фрагментов жидкости (капель, пленки, ручейков), движущихся по твердому телу, изучается в течение последних десятилетий применительно к проблемам энергетики, пищевой и химической промышленности, а также безопасности полетов [90–92]. Достаточно хорошо исследован случай капель, находящихся на вертикальной или наклонной плоскостях в неподвижном газе. Однако при высоких скоростях (характерных для авиации) изучение динамики капли осложняется наличием пограничного слоя, толщина которого соизмерима с размером капли и изменяется вниз по потоку. Отметим, что этот пограничный слой изобилует трехмерными и нестационарными структурами. Изучение гидродинамики капли с учетом ее охлаждения до температуры замерзания и ниже необходимо с целью корректного предсказания области возникновения барьерного льда, представляющего большую угрозу для летательного аппарата [93].

В [94] проведены эксперименты на примере модельного профиля прямоугольного крыла. Предельный гистерезис угла смачивания, зависящий от свойств поверхности, был измерен методом наклонной плоскости. Также была развита физико-математическая модель динамики капли на плоской поверхности в газовом потоке. В уравнении движения капли учтены силы, увлекающие каплю, а также силы адгезии и диссипативная сила внутреннего трения. Получены значения скорости потока, при которой начинается движение капли. Выявлены важные зависимости скорости капли от ее характерного размера и скорости воздуха. Развитый в работе экспериментально-теоретический алгоритм может быть использован при проведении экспериментов для намного более широкого диапазона определяющих параметров (размер капли, коэффициент поверхностного натяжения жидкости, скорость потока газа, предельный угол смачивания).

Однофазные закрученные (вихревые) потоки характеризуются большими локальными градиентами осредненных и пульсационных скоростей, определяемых сложными гидродинамическими явлениями вследствие действия центробежной силы, радиального градиента давления и силы Кориолиса [95–97]. Вихревые двухфазные течения в условиях внезапного расширения трубы или канала широко используются для стабилизации процесса горения в промышленных горелочных устройствах и сепараторах. Формирующееся рециркуляционное течение, вызванное внезапным расширением или принудительной закруткой, оказывает определяющее влияние на интенсивность процессов переноса теплоты и распространение дисперсной фазы.

В [98] выполнено численное моделирование влияния параметра закрутки на теплообмен в газокапельном потоке за внезапным расширением трубы на основе эйлера подхода с использованием системы 3D RANS уравнений. Показано, что в случае отсутствия закрутки за внезапным расширением трубы имеет место быстрая дисперсия каплей по сечению трубы. В случае закрутки наблюдался рост концентрации мелких частиц на оси трубы за счет их накопления в зоне обратных токов вследствие силы турбофореза. Выявлено, что крупные частицы располагаются в пристенной области канала в результате действия центробежных сил. Расчеты показали, что в закрученном потоке происходит значительное сокращение длины (до двух раз) отрывной области. Присутствие в потоке частиц приводило к значительному росту теплоотдачи (более 2.5 раз) в сравнении с однофазным закрученным течением (рис. 6).

Задачи образования и распространения волн горения и детонации в многофазных средах вы-

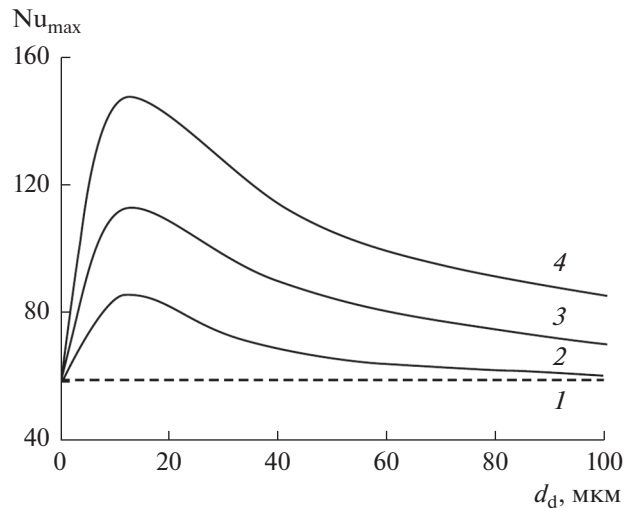


Рис. 6. Влияние добавления испаряющихся капель на максимальное значение числа Нуссельта в закрученном двухфазном потоке при параметре закрутки  $S = 0.5$  [98]: 1 – однофазное течение; 2 – начальная массовая концентрация каплей 0.02, 3 – 0.05, 4 – 0.1.

зывают большой интерес у специалистов (см. также раздел 3). Особенную актуальность имеет проблема подавления детонации и дефлаграции с помощью капель воды, распыленных в зоне распространения детонационных волн в горючих газовых смесях. Основные результаты исследований горения и детонации газовых и газокапельных смесей отражены в известных монографиях [99–102].

В [103] выполнено численное исследование влияния впрыска воды на структуру детонационной волны, а также изучены условия существования режима детонации Чепмена–Жуге в газокапельной горючей смеси. Определено влияние впрыска капель воды на структуру и минимальную скорость распространения стационарной детонационной волны. Найдены значения массовой концентрации и начального диаметра капель воды, приводящие к затуханию детонации в водородо-воздушной горючей смеси.

Нелинейные эффекты, возникающие при акустических колебаниях в неоднородных средах, привлекают большое внимание вследствие возможности их практического применения. Особый интерес представляет акустическая коагуляция, которая может использоваться при осаждении аэрозолей в промышленных выбросах (например, пары воды в градирнях и другие жидкости в теплотехнических установках) или очистке жидкостей в пищевой и химической промышленности. Изучение распространения акустических волн в аэрозолях осложняется необходимостью учета многофазности и полидисперсности аэрозолей, а также нестационарности и неравновес-

ности процессов межфазного взаимодействия [104–107].

В [104] экспериментально исследована динамика аэрозоля в открытой трубе под действием акустических волн различной интенсивности вблизи первой собственной частоты в переходном режиме (ударные волны не образуются). Найдено, что форма эпюр волн давления аэрозоля во времени становится несколько отличной от гармонической только на резонансе. Определено время просветления аэрозоля для различных частот и амплитуд смещения поршня. Обнаружен минимум времени просветления аэрозоля на первой собственной частоте. Сделан вывод, что просветление аэрозоля в переходном режиме происходит в 1.5 раза быстрее, чем в безударно-волновом режиме при равных амплитудах смещения поршня.

В [105] построена замкнутая система линейных дифференциальных уравнений движения для многофракционной смеси газа с паром, каплями жидкости и твердыми частицами разных размеров и теплофизических свойств. Получено дисперсионное соотношение, определяющее распространение возмущений малой амплитуды различной геометрии (плоские, сферические и цилиндрические). Найдены низко- и высокочастотные асимптотики линейного коэффициента затухания, а также равновесная и замороженная скорости звука. Выполнен анализ влияния параметров дисперсной фазы на диссипацию и дисперсию звуковых волн. Сделан важный вывод о существенном влиянии загрязняющих примесей (твердых частиц) на динамику слабых волн в парогазокапельных смесях.

В работе [106] изучено влияние дробления дисперсной фазы на процесс развития ударной волны, распространяющейся из чистого газа в аэрозоль.

В [107] построена численная модель гидро- и термодинамики полидисперсной парокапельной смеси в коаксиальном цилиндрическом канале, учитывающая процессы испарения, коагуляции, дробления капель и конденсации пара при наличии скоростного и температурного скольжения фаз. Сделаны интересные выводы: 1) большая концентрация фракции-донора, образовавшаяся при конденсации пара, приводит к интенсификации процесса коагуляции и быстрому росту капель всех неравновесных по скорости фракций; 2) дальнейший рост капель различных фракций влечет появление режимов течения с достижением критического числа Вебера и сменой процесса коагуляции капель на процесс их дробления; 3) в результате конкуренции механизмов коагуляции и дробления в окрестности критического числа Вебера происходит перестройка от полидисперсной многоскоростной смеси к двухско-

ростной с двумя преобладающими размерами капель. В качестве примера в [107] выполнен расчет течения парокапельной смеси в коаксиальном канале тепловоспринимающего элемента нагревателя-регазификатора сжиженного природного газа.

Образование жидких частиц происходит при процессах абляции металлов. При воздействии фемтосекундных лазерных импульсов умеренной интенсивности  $10^{12}$ – $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> на металлы происходит изохорический нагрев электронов проводимости с последующей передачей энергии в решетку посредством электрон-фононного теплообмена и ее быстрым плавлением (в течение  $10^{-12}$ – $10^{-11}$  с). Удаление поверхностного нанослоя материала происходит в результате мощных растягивающих напряжений вследствие изохорического нагрева. Различают два режима абляции: откольный и фрагментационный.

Первый режим разрушения металла обусловлен кавитационным процессом образования и роста зародышей паровой фазы в расплаве в волне разряжения и абляцией части расплава в виде тонкой откольной пластины в жидкой фазе. После затвердевания расплава происходит формирование на поверхности металла ячеистых наноструктур.

Фрагментационная абляция возникает при более высоких интенсивностях и связана с взрывным удалением вещества при гидродинамическом расширении закритического флюида в виде парокапельной смеси.

В [108] методом оптической интерференционной микроскопии проведены исследования фемтосекундной лазерной абляции тантала. Обнаружено, что глубина откольного кратера примерно в три раза превышает глубину фрагментационного. Проведенные исследования структуры факела выявили выброс вещества в виде конденсированного слоя при откольной абляции и в виде парокапельной смеси – при фрагментационной.

В работе [109] проведены аналогичные исследования по абляции титановой мишени при однократном воздействии лазерных импульсов длительностью 40 фс. Результаты исследования морфологии и нанорельефа поверхности кратеров свидетельствуют об откольном характере разрушения поверхностного слоя металла в конденсированном состоянии.

В [110] приведено сравнение термомеханической абляции металлов (золото и никель), значительно различающихся по теплофизическим свойствам. Изучено изменение отражательной способности мишеней в зависимости от плотности энергии фемтосекундного лазерного импульса. Определены величины порогов абляции по поглощенной плотности энергии, которые состав-

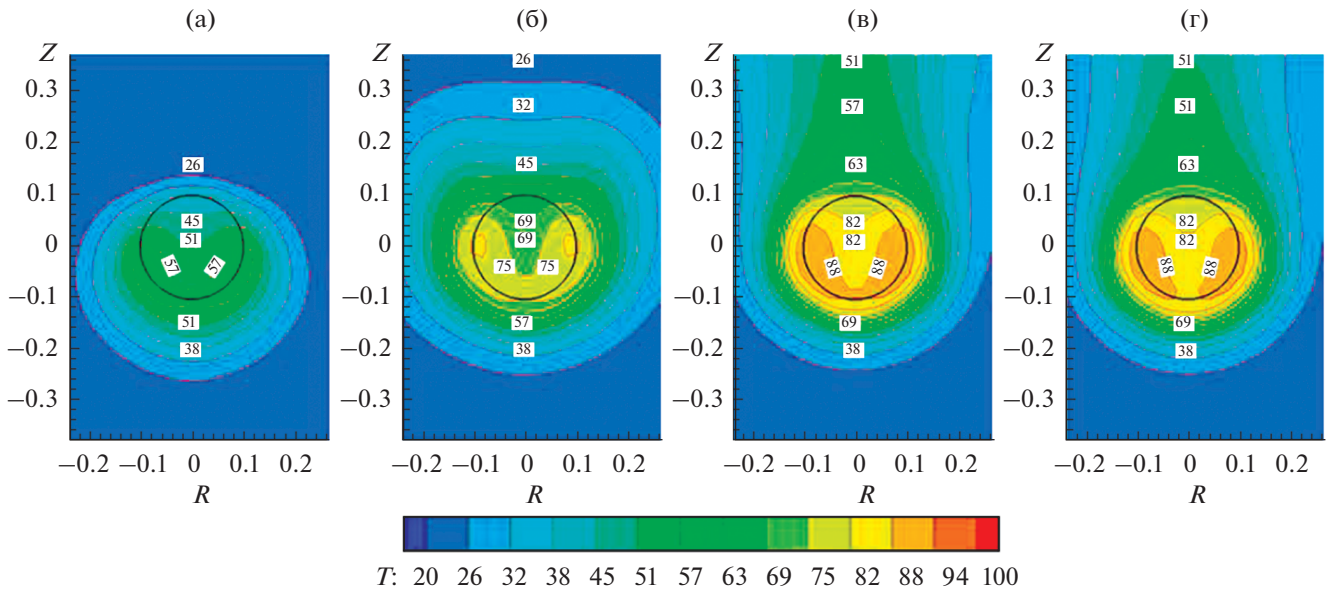


Рис. 7. Температурное поле в капле и окружающей жидкости при СВЧ-нагреве в разные моменты времени [120]: (а) 5 с, (б) 15, (в) 25, (г) 35.

вили 0.14 и 0.11 Дж/см<sup>2</sup> для золота и никеля соответственно.

Величина поверхностного натяжения многокомпонентных капель имеет существенное значение для многих физико-химических процессов. Исследования в области термодинамики микрогетерогенных систем в 1950-х годах отчетливо показали ошибочность отождествления свойств зародыша новой фазы со свойствами макроскопической фазы [111] и необходимость перехода к кинетическим методам описания формирования капель с разным числом компонентов [112].

В [113] для описания поверхностного натяжения границ раздела пар–жидкость одно- и двухкомпонентных простых жидкостей использована молекулярная теория на базе модели решеточного газа. Расчет поверхностного натяжения смесей проводился в квазихимическом приближении учета межмолекулярных взаимодействий ближайших соседей. Найденные ранее по экспериментальным данным об объемных поверхностных натяжениях параметры модели позволили рассчитать поверхностные натяжения границ раздела пар–жидкость одно- и двухкомпонентных капель разного размера как функцию их радиуса. Проведены оценки минимального размера термодинамически устойчивых малых капель со свойствами однородной фазы внутри.

Разделение устойчивых водонефтяных эмульсий является одной из важнейших задач нефтяной отрасли. В случае высоковязкой нефти, формирующей прочные защитные оболочки вокруг капель воды, разрушение таких систем сопряжено с определенными проблемами. Указанная осо-

бенность приводит к тому, что осаждение и слияние водонефтяных эмульсий затруднено даже в поле центробежных сил. Эффективным способом разогрева реологически сложных жидкостей является воздействие электромагнитного поля. Интенсивность разогрева и динамика разрушения эмульсий будет зависеть от физических параметров системы и характеристик приложенного поля. Применение СВЧ-полей для разделения устойчивых водонефтяных эмульсий является одной из наиболее перспективных технологий. Проведенные эксперименты показали как положительный эффект [114–117] воздействия СВЧ-излучения на водонефтяную эмульсию (объединение глобул воды и разделение эмульсии), так и возможный негативный эффект [118, 119] (разрыв капель и образование более мелкой мелкодисперсной фазы).

В [120] выполнено численное моделирование нагрева эмульсионной капли типа “вода в масле” электромагнитным СВЧ-излучением в поле сил тяжести с учетом зависимости вязкости окружающей каплю жидкости от температуры (рис. 7). Рассмотренная система уравнений тепловой конвекции в хорошо известном приближении Буссинеска решалась с использованием метода VOF. Найдено, что нагрев капли происходит преимущественно вблизи ее поверхности вследствие возникающих конвективных структур, что является фактором, способствующим локальному нагреву бронирующей оболочки и образованию мелкодисперсной фазы. Весь процесс СВЧ электромагнитного воздействия на эмульсионную каплю можно разделить на три последовательных

этапа: статический (рис. 7а, 7б), динамический (рис. 7в) и квазистационарный (рис. 7г). Выявлено существование оптимального диапазона мощности СВЧ-поля, приводящего к интенсивному осаждению капель воды и разрушению водонесущей эмульсии.

### 5. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ С ПУЗЫРЯМИ

В этом разделе описаны некоторые результаты исследований характеристик процесса кипения недогретой до температуры насыщения воды; локального теплообмена в окрестности контактной линии под паровыми пузырями при кипении жидкостей; образования пористого слоя наночастиц при кипении наножидкости; структуры отрывного турбулентного пузырькового течения и течения в пузырьковой импактной струе; особенностей отражения и прохождения акустических волн на границе “чистой” и пузырьковой жидкостей; детонационных волн в пузырьковых средах; эффективности пузырькового метода очистки воды и др.

Образование пузырей в изначально однофазной жидкости происходит в процессе кипения. Кипение жидкости, недогретой до температуры насыщения, широко применяется в технологических процессах, связанных с отводом высоких, в том числе экстремальных, тепловых потоков. Такое поверхностное кипение используется в ракетно-космической технике, пучковых технологиях, металлургии, импульсных МГД-установках. Реализуемые коэффициенты теплоотдачи для воды могут достигать сотен кВт/(м<sup>2</sup> К) и значительно превышать аналогичные характеристики, достигаемые другими методами теплообмена. Так, рекордная плотность критических тепловых потоков на недогретой до температуры насыщения воде, составляет 276 МВт/м<sup>2</sup> [121].

Необходимо отметить, что при кипении воды, недогретой до температуры насыщения, речь идет о кипении дегазированной (деаэрированной) жидкости. Иначе выделение большого количества растворенного в ней газа и его накопление в отдельных областях пространства при повышении температуры (снижении недогрева воды) могут приводить к аварийным ситуациям [122] (рис. 8).

Одним из известных способов интенсификации процесса кипения насыщенной жидкости является модификация поверхности с использованием микро- и наноструктур разного типа [123]. Это приводит к увеличению поверхности теплообмена, росту числа активных центров парообразования, повышению устойчивости “работы” действующих центров, изменению размеров пузырей и частоты их образования, а также к стимулированию эвакуации пузырей от поверхности нагрева.

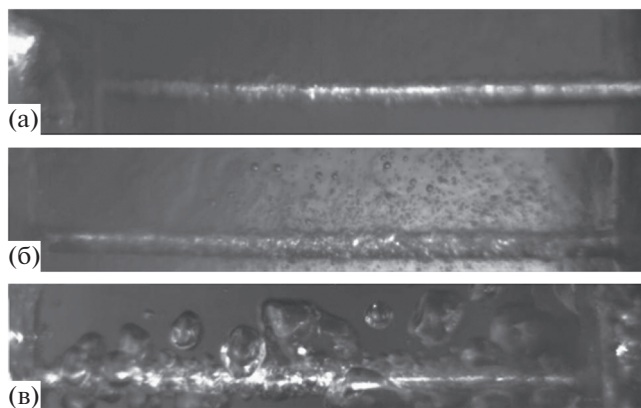


Рис. 8. Кадры видеосъемки кипения воды в большом объеме на капилляре,  $d_{\text{кап}} = 1$  мм [122]: (а) дегазированная вода; (б) недегазированная вода; (в) вода, насыщенная углекислым газом.

В работе [124] приводятся экспериментальные данные по кипению недогретой воды в условиях вынужденного течения на поверхностях, сформированных методом микродугового оксидирования и осаждением наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  из кипящей наножидкости. Большой недогрев кипящей жидкости и ее глубокая деаэрация полностью деактивируют действующие центры парообразования после конденсации (схлопывания парового пузыря). На рис. 9 показаны кадры киносъемки последнего этапа такого схлопывания. Хорошо видно, что оно происходит не только сверху и с боковой поверхности, но захватывает и область в донной части пузыря, где после его коллапса на греющей поверхности не остается ни паровой фазы, ни пузырька воздуха, которые в условиях развитого кипения насыщенной жидкости служат зародышами новой паровой фазы. Выявлено, что сильный недогрев жидкости (30–76°C) и хорошая смачиваемость структурированной поверхности обеспечивают интенсивную деактивацию и приводят к хаотическому распределению центров парообразования во времени. Характерный размер паровых пузырей составил около 200–250 мкм, продолжительность жизни пузырей – 200–500 мкс. Применение покрытия, образованного методом микродугового оксидирования, увеличивало теплоотдачу на 20–30%.

Режим пузырькового кипения жидкости является одним из наиболее эффективных способов отвода тепла. В [125] впервые проведена высокоскоростная термографическая макросъемка, позволившая исследовать динамику распределения температурного поля нагревателя под отдельными паровыми пузырями с высоким пространственным разрешением при кипении этилового спирта и воды. Показано, что плотность теплового потока, отводимого от поверхности при испарении микрослоя, может весьма значительно



**Рис. 9.** Схлопывание парового пузыря (вид сбоку) [124]: интервал между кадрами – 100 мкс, плотность теплового потока –  $1.5 \text{ МВт/м}^2$ , величина недогрева –  $76^\circ\text{C}$ , неподвижная вода, поверхность – алюминиевая пластина с покрытием из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

(до 15–20 раз) превышать значения средней по теплоотдающей поверхности плотности теплового потока.

Пленочное кипение насыщенной (или слабо недогретой) жидкости объективно относится к наиболее простым для изучения режимам кипения. Температура обогреваемой поверхности в этом режиме превышает температуру предельного перегрева жидкости, что исключает возможность ее прямого контакта со стенкой. Вследствие сказанного теплообмен определяется теплопроводностью через паровую пленку, что обуславливает его малую интенсивность.

В работе [126] представлены результаты экспериментального исследования режимов теплообмена при охлаждении в воде нагретых до высокой температуры стальных шаров с технически гладкой и модифицированной поверхностью (тонкодисперсное углеродистое покрытие). Обнаружено, что при охлаждении в недогретой до насыщения воде на обоих образцах возникает режим интенсивного теплообмена при пленочном кипении с тепловыми потоками на поверхности  $6 \text{ МВт/м}^2$ . Наличие углеродистого покрытия приводит к интенсификации теплообмена и снижению времени охлаждения.

В [127] разработана модель образования пористого слоя наночастиц (нанослоя) на поверхности нагревателя в процессе кипения наножидкости. Одно из примечательных свойств наножидкостей – способность значительно (до двух и более раз) увеличивать значение критического теплового потока при пренебрежимо малых концентрациях (0.001–0.1 об. %). На рис. 10 приведены изображения поверхности нанослоя, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа, после экспериментов с кипением

наножидкостей на базе воды с частицами  $\text{ZrO}_2$  средним размером около 100 нм. Модификация поверхности нагрева в энергетическом оборудовании с образованием на ней пористого слоя более перспективна, чем использование наножидкости в качестве теплоносителя. Исследование образования нанослоя в ходе кипения даст возможность получить представление о его свойствах и влиянии на теплообмен при кипении, а также кризис кипения.

Пузырьковые потоки широко распространены в химической технологии, энергетике и других областях техники. Как правило, они являются турбулентными, со значительным межфазным взаимодействием между жидкостью и пузырьками. Они могут быть осложнены отрывом потока на острых кромках, полидисперсностью, дроблением и коалесценцией пузырьков, а также межфазным теплообменом. Хорошо известно [128, 129], что рециркуляционное течение, образующееся при отрыве течения на острой кромке, в значительной степени определяет структуру турбулентного потока и оказывает влияние на интенсивность процессов переноса импульса, массы и теплоты. Корректное моделирование распределения пузырьков по сечению канала имеет большое значение для безопасной эксплуатации и прогнозирования различных сценариев аварийных ситуаций в теплогенераторах ТЭС и АЭС.

В работе [130] представлены результаты численного моделирования структуры полидисперсного неизотермического пузырькового турбулентного течения и теплообмена за внезапным расширением трубы с учетом процессов дробления и коалесценции. Развита математическая модель основана на использовании эйлерова описания с учетом обратного влияния пузырьков на осредненные и пульсационные характери-



ки несущей фазы. Турбулентность несущей фазы рассчитывалась с применением уравнений переноса рейнольдсовых напряжений. Динамика пузырьков описана с учетом изменения среднего объема пузырьков за счет расширения при изменении их плотности, дробления и коалесценции. Расчеты выполнены при изменении начального диаметра воздушных пузырьков  $d_{b0} = 1\text{--}3$  мм и их объемном расходе газосодержания  $\beta = 0\text{--}10\%$ . Установлено, что мелкие пузырьки присутствуют практически по всему сечению трубы, тогда как крупные проходят в основном только через ядро течения и сдвиговый слой смешения. Пузырьки за сечением отрыва имеют меньший, чем исходный, размер в результате дробления при увеличении интенсивности турбулентности в отрывном потоке. Увеличение размера дисперсной фазы вызывает рост турбулентных пульсаций в жидкой фазе при отрывном обтекании жидкостью крупных пузырьков. Показано, что добавление воздушных пузырьков приводит к значительному уменьшению длины отрывной зоны (до 1.5 раз) и возрастанию интенсивности теплообмена (до двух раз), причем эти эффекты усиливаются с ростом размера пузырьков и их концентрации.

В [131] выполнено численное моделирование теплообмена в пузырьковой затопленной импульсной круглой струе. Исследовано влияние изменения частоты подачи импульсов и объемного расхода газосодержания на теплоперенос в газожидкостной импульсной струе. Наложение импульсов на импульсную пузырьковую струю вызывает как подавление теплообмена в окрестности точки торможения (до 20–25%) в области малых частот, так и его интенсификацию (до 15–20%) в сравнении со стационарной импульсной пузырьковой струей при том же самом осредненном по времени массовом расходе двухфазной струи.

В морской воде вследствие снижения ее плотности или скорости звука по разным причинам на некоторых глубинах может возникнуть слой, в котором возможно сверхдальнее распространение звука. Этот слой называется подводным звуковым каналом. Обычно слой, где величина скорости звука минимальна, находится на глубине нескольких сотен метров. Выше этого слоя она увеличивается за счет роста температуры воды, а ниже — вследствие повышения давления. Описанное явление было открыто независимо американскими учеными М. Ирвингом и Дж. Ворцелем [132] и советскими учеными Л.М. Бреховских и Л.Д. Розенбергом [133, 134]. Подводные звуковые каналы могут возникать за счет изменения солености воды, наличия нанопузырьков, из-за жизнедеятельности микроорганизмов, миграции пузырьков со дна и т.д.

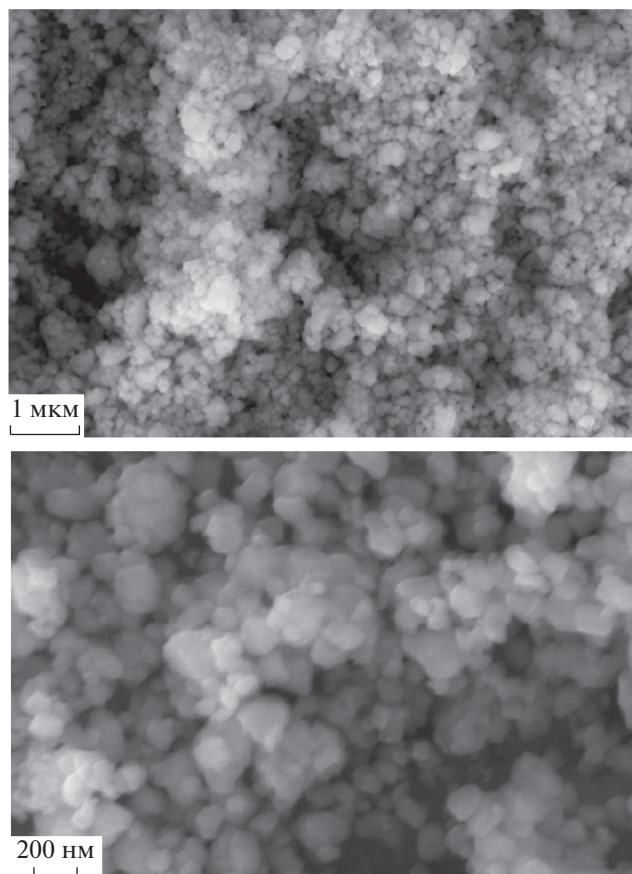


Рис. 10. Зерна (наночастицы), составляющие покрытие на поверхности после кипения наножидкости [127].

В работе [135] рассмотрено распространение волнового импульса в жидкости, содержащей пузырьки. Установлены критерии гашения пузырьковым экраном волнового импульса в зависимости от начальных параметров системы. Показано, что пузырьковый слой с достаточно небольшим начальным объемным содержанием пузырьков способен полностью погасить волновой сигнал.

В работах [136, 137] изучены особенности отражения и преломления гармонических волн на границе раздела “чистой” жидкости и жидкости с пузырьками с парогазовой смесью при прямом [136] и “косом” [137] их падении. Проведен численный анализ влияния изменения равновесной температуры в диапазоне от 300 до 373 К (точка кипения) для двух начальных размеров пузырьков  $d_b = 10^{-6}$  и  $10^{-3}$  м. Массовое паросодержание в пузырьках варьировалось в диапазонах  $k_0 = 0.023\text{--}0.996$  и  $k_0 = 0.001\text{--}0.347$  для крупнодисперсной и мелкодисперсной систем соответственно. Изучено влияние частот возмущений на коэффициенты отражения и преломления звука. Показано, что при падении волны со стороны пузырьковой жидкости на границу в определенной

полосе частот, лежащей выше  $\omega_b$  ( $\omega_b$  – собственная частота пузырьков), может реализоваться условие полного внутреннего отражения.

В [138] изучена динамика слабых гармонических возмущений в перегретой водо-воздушной пузырьковой среде, когда в пузырьках помимо водяного пара присутствует инертный газ, который не участвует в фазовых переходах. Выполнен детальный анализ карт зон устойчивости рассмотренных систем в зависимости от степени перегрева жидкости на плоскости объемное содержание–радиус пузырьков с повышением равновесного давления от 0.1 до 10 МПа. Установлено влияние начального перегрева (от сотых долей до одного градуса) и повышения давления на дисперсию гармонических волн, а также зависимость инкремента от радиуса пузырьков для неустойчивых систем.

Впервые схлопывание сферической полости в несжимаемой жидкости исследовано Релеем в 1917 г. [139]. В частности, разработана математическая модель для расчета радиуса пузырька в процессе его сжатия. Задачей о схлопывании сферической полости в сжимаемой и несжимаемой жидкости занимались Я.Б. Зельдович [140], К. Хантер [141], Е.И. Забабахин [142], К.В. Брушлинский [143], А.Н. Крайко [144] и многие другие (например, [145, 146]).

Детонация – явление универсальное. Детонационные волны существуют в разнообразных гомогенных и гетерогенных средах. Отметим, что детонация в пузырьковых средах – уникальное явление, так как волны пузырьковой детонации способны существовать в системах с чрезвычайно низким энергосодержанием. Обладая общими для всех волн детонации признаками (это самоподдерживающийся автоволновой стационарный процесс), волна пузырьковой детонации имеет ряд особенностей, проявляющихся в структуре, свойствах и механизме распространения [147–150].

Детонационный процесс является результатом коллективного взаимодействия пузырьков газа, равномерно распределенных в жидкости. Воспламенившиеся в волне детонации пузырьки газа излучают в окружающую жидкость ударные волны, которые сжимают и воспаляют пузырьки, находящиеся перед детонационной волной. Характеристики детонационных волн не зависят от условий инициирования и определяются параметрами и физико-химическими свойствами пузырьковых сред [151–154], поэтому детонация – это автоволновой процесс.

В работе [155] выполнено численное моделирование динамики детонационных волн в химически активной пузырьковой жидкости с учетом относительного движения фаз. В этом исследовании в качестве газовой фазы принимается ацети-

лено-кислородная стехиометрическая смесь  $C_2H_2 + 2.5O_2$ , а в качестве жидкости – смесь глицерина с водой с объемной концентрацией глицерина 50%. Воспламенение газа внутри пузырьков происходит при достижении некоторой критической температуры  $T_*$ . В результате мгновенной химической реакции температура газа изменяется также на некоторую величину  $\Delta T$  (соответствует теплотворной способности газа), вследствие чего давление в газе и жидкости повышается. Описанный процесс соответствует тому, что время протекания химических реакций значительно меньше характерного времени пульсации пузырьков. Расчеты показали, что учет двухскоростных эффектов приводит к более быстрому снижению температуры газа в пузырьках и давления в жидкости за детонационной волной практически до начальных значений.

Важной особенностью динамики парогазовых пузырьков является возможность достижения в них очень высоких температур, плотностей и давлений. В [156] проведено сравнение особенностей ударного сжатия паровых пузырьков диаметром 1 мм и роста их несферичности в ходе коллапса в углеводородных жидкостях: ацетоне, бензоле и тетрадекане. В начале сжатия пар находится в состоянии насыщения при давлении 1.03 МПа, а коллапс пузырька вызывается давлением в жидкости 5 МПа. Установлено, что при коллапсе такого пузырька в ацетоне в его полости возникают только слабые волны сжатия, а в пузырьках в бензоле и тетрадекане, имеющих существенно больший молекулярный вес и соответственно меньшую скорость звука в паре, образуются интенсивные радиально сходящиеся волны сжатия, трансформирующиеся в ударные.

Очистка воды от различных примесей является актуальной проблемой. Если примесные молекулы не растворяются в воде, самоочищение воды естественным образом [157] происходит при перемещении примеси из объема воды на ее поверхность. Можно ускорить процесс перемещения примесных молекул на поверхность воды, основываясь на характере их взаимодействия в воде и приблизив к ним поверхность раздела. Один из предлагаемых для этого способов – введение в объем воды пузырьков. В этом случае поверхность пузырьков является границей раздела между водой и находящимся внутри пузырька воздухом и процесс прилипания примесной молекулы к поверхности пузырька может быть энергетически выгодным [158].

В [159] рассмотрен метод очистки воды от примесных молекул пузырьками воздуха, которые образуются на дне сосуда и, всплывая, захватывают молекулы примеси, перенося их на поверхность потока воды, в котором находится примесь. Затем примесные молекулы удаляются с поверх-

ности или уничтожаются на ней под действием поверхностного электрического разряда. Теоретический и экспериментальный анализы демонстрируют реальность данного метода очистки воды. Сделан вывод о неприменимости метода для массовой очистки воды в силу большого числа молекул воздуха, используемых для удаления одной примесной молекулы, однако он может быть удобен при очистке воды от, например, биологически опасных примесей.

Подводный старт ракет сопровождается процессами интенсивного истечения горячих продуктов сгорания топлива в воду и интенсивным теплообменом горячего газа с жидкостью, происходящими при запуске маршевого двигателя в затопленной водой шахте, при запуске твердотопливного газогенератора в воду, а также в процессах, сопутствующих старту [160]. В результате возникает сложная, существенно нестационарная картина взаимодействия горячих струй газа с водой, приводящая к образованию двухфазного течения с пузырями. Отметим, что истечение газа создает интенсивную циркуляцию жидкости, которая в свою очередь действует на всплывающие пузыри и газожидкостные структуры.

В работе [16] разработана физическая модель, позволяющая осуществлять математическое моделирование межфазного взаимодействия на поверхности раздела фаз горячий газ–вода. Проведены расчеты тепловых и газодинамических процессов при подводном старте ракет.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены проблемы и особенности изучения течений сплошных сред, содержащих дисперсную примесь в виде твердых частиц, капель или пузырей. Описаны некоторые результаты последних исследований двухфазных потоков и возможности их использования для решения широкого круга прикладных задач.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-08-01382).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Varaksin A. Yu., Romash M. E., Kopeitsev V. N.* Tornado. N.Y.: Begell House, 2015. 394 p.
2. *Varaksin A. Y.* Turbulent Particle-Laden Gas Flows. Springer–Verlag, 2007. 210 p.
3. *Varaksin A. Yu.* Collisions in Particle-Laden Gas Flows. N.Y.: Begell House, 2013. 370 p.
4. *Вараксин А.Ю.* Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (обзор) // ТВТ. 2013. Т. 51. № 3. С. 421.
5. *Зайчик Л.И., Першуков В.А.* Проблемы моделирования газодисперсных турбулентных течений с горением или фазовыми переходами (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 5. С. 3.
6. *Pialat X., Simonin O., Villedieu P.* Direct Coupling between Lagrangian and Eulerian Approaches in Turbulent Gas-Particle Flows // Proc. ASME Fluids Eng. Summer Conf. FEDS2005-77078. Houston, USA, 2005.
7. *Зайчик Л.И., Скибин А.П., Соловьев С.Л.* Моделирование распределения пузырьков в турбулентной жидкости на основе диффузионно-инерционной модели // ТВТ. 2004. Т. 42. № 1. С. 111.
8. *Алипченков В.М., Зайчик Л.И.* Моделирование движения частиц произвольной плотности на основе кинетического уравнения для функции плотности вероятности // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2000. № 6. С. 106.
9. *Buyevich Y.A.* Statistical Hydrodynamics of Disperse Systems. Part 1. Physical Background and General Equations // J. Fluid Mech. 1971. V. 49. P. 489.
10. *Lesieur M., Metais O.* New Trends in Large-Eddy Simulations of Turbulence // Ann. Rev. Fluid Mech. 1996. V. 28. P. 45.
11. *Kuerten J.G.M., Vreman A.W.* Can Turbophoresis be Predicted by Large-Eddy Simulation // Phys. Fluids. 2005. V. 17. Paper 011701.
12. *Peskin C.* The Immersed Boundary Method // Acta Numerica. 2002. V. 11. P. 1.
13. *Amsden A.A., Harlow F.H.* The SMAC Method: Numerical Technique for Calculating Incompressible Fluid Flows // Los Alamos Sci. Lab. 1970. Tech. Report LA-4370.
14. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Нестационарный метод крупных частиц для решения задач внешней аэродинамики. М.: ВЦ АН СССР, 1970. 70 с.
15. *Hirt C.W., Nichols B.D.* Volume of Fluid (VOF). Methods for the Dynamics of Free Boundaries // J. Comput. Phys. 1981. № 39. P. 201.
16. *Дегтярь В.Г., Пегов В.И., Мошкин И.Ю., Чешко А.Д.* Математическое моделирование процессов теплообмена горячих газовых струй с жидкостью при подводном старте ракет // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 742.
17. *Хабашнашева Е.М., Перепелица Б.В.* Поля скоростей и турбулентных пульсаций при малых добавках к воде высокомолекулярных веществ // ИФЖ. 1968. Т. 14. № 4. С. 598.
18. *Adrian R.J.* Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics // Ann. Rev. Fluid Mech. 1991. V. 23. P. 261.
19. *Raffel M., Willert C., Kompenhans J., Werely S.* Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. 2nd ed. Berlin: Springer, 2007.
20. *Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.W.* Tomographic Particle Image Velocimetry // Exp. Fluids. 2006. V. 41. P. 933.
21. *Scarano F.* Tomographic PIV: Principles and Practice // Meas. Sci. Tech. 2013. V. 24. P. 012001.
22. *Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.S., Markovich D.M.* Effect of Axisymmetric Forcing on the

- Structure of a Swirling Turbulent Jet // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2008. V. 29. P. 1699.
23. *Alekseenko S.V., Antipin V.A., Cherdantsev A.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M.* Two-Wave Structure of Liquid Film and Waves Interrelation in Annular Gas-Liquid Flow with and without Entrainment // *Phys. Fluids*. 2009. V. 21. P. 061701.
  24. *Shestakov M.V., Tokarev M.P., Markovich D.M.* Application of Time-Resolved Tomographic PIV Technique for the Investigation of Processes Forming of Vortex Structure in Quasi Two-Dimensional Turbulent Jet // *Scientific Visualization*. 2015. V. 7. № 3. P. 1.
  25. *Alekseenko S.V., Dulin V.M., Tokarev M.P., Markovich D.M.* A Swirling Jet with Vortex Breakdown: Three-Dimensional Coherent Structures // *Thermophys. and Aeromech*. 2016. V. 23. № 2. P. 301.
  26. *Alekseenko S.V., Abdurakipov S.S., Hrebtov M.Y., Tokarev M.P., Dulin V.M., Markovich D.M.* Coherent Structures in the Near-Field of Swirling Turbulent Jets: A Tomographic PIV Study // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2018. V. 70. P. 363.
  27. *Вараксин А.Ю., Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Поляков А.Ф.* Измерения полей скоростей газа и твердых частиц в пограничном слое турбулированного гетерогенного потока // *ТВТ*. 1995. Т. 33. № 6. С. 915.
  28. *Вараксин А.Ю., Полежаев Ю.В., Поляков А.Ф.* Экспериментальное исследование влияния твердых частиц на турбулентное течение воздуха в трубе // *ТВТ*. 1998. Т. 36. № 5. С. 767.
  29. *Varaksin A.Yu., Polezhaev Yu.V., Polyakov A.F.* Effect of Particle Concentration on Fluctuating Velocity of the Disperse Phase for Turbulent Pipe Flow // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2000. V. 21. № 5. P. 562.
  30. *Вараксин А.Ю., Иванов Т.Ф.* Псевдоламинарный пограничный слой на затупленном теле, обтекаемом гетерогенным потоком // *ТВТ*. 2004. Т. 42. № 1. С. 77.
  31. *Pakhomov M.A., Protasov M.V., Terekhov V.I., Varaksin A.Yu.* Experimental and Numerical Investigation of Downward Gas-Dispersed Turbulent Pipe Flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2007. V. 50. P. 2107.
  32. *Вараксин А.Ю.* Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // *ТВТ*. 2015. Т. 53. № 3. С. 441.
  33. *Вараксин А.Ю.* Столкновения частиц и капель в турбулентных двухфазных потоках // *ТВТ*. 2019. Т. 57. № 4. С. 588.
  34. *Akhmetbekov Y.K., Alekseenko S.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S.* Planar Fluorescence of Round Bubble Imaging and Its Application for the Study of an Axisymmetric Two-Phase Jet // *Exp. Fluids*. 2010. V. 48. P. 615.
  35. *Alekseenko S., Cherdantsev A., Cherdantsev M., Isaenkov S., Kharlamov S., Markovich D.* Application of a High-Speed Laser-Induced Fluorescence Technique for Studying Three-Dimensional Structure of Annular Gas-Liquid Flows // *Exp. Fluids*. 2012. V. 53. № 1. P. 77.
  36. *Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б.* Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 250 с.
  37. *Полежаев Ю.В., Шишков А.А.* Газодинамические испытания тепловой защиты. Спр. М.: Промедэк, 1992. 250 с.
  38. *Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л.* Теплообмен и разрушение тел в сверхзвуковом гетерогенном потоке. М.: ЯНУС-К, 2007. 392 с.
  39. *Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л.* Теплообмен. Термохимическое и термоэрозийное разрушение тепловой защиты. М.: ЯНУС-К, 2011. 520 с.
  40. *Никитин П.В.* Тепловая защита. Учеб. высш. школы. М.: МАИ, 2006. 510 с.
  41. *Афанасьев В.А., Никитин П.В., Тушавина О.В.* Особенности механизма термосилового разрушения углеродных материалов при обтекании сверхзвуковым высокотемпературным воздушным потоком // *ТВТ*. 2019. Т. 57. № 4. С. 572.
  42. *Страхов В.Л., Кузьмин И.А., Бакулин В.Н.* Комплексное математическое моделирование теплозащиты из высоконаполненных эластомеров // *ТВТ*. 2019. Т. 57. № 2. С. 278.
  43. *Миронов В.В., Толкач М.А.* Термическая деструкция резиноподобных теплозащитных материалов под слоем конденсированной фазы // *ТВТ*. 2019. Т. 57. № 2. С. 269.
  44. *Astapov A.N., Lifanov I.P., Rabinskii L.N.* Perspective Heat-Resistant Coating for Protection of C<sub>v</sub>/SiC Composites in Air Plasma Hypersonic Flow // *High Temp*. 2019. V. 57. № 5. P. 744.
  45. *Жестков Б.Е., Ваганова М.Л., Лебедева Ю.Е., Сорокин О.Ю., Медведев П.Н.* Влияние воздействия высокоскоростного потока азота на структуру и химический состав высокотемпературного покрытия на композиционном SiC-материале // *ТВТ*. 2018. Т. 56. № 3. С. 395.
  46. *Зинченко В.И., Гольдин В.Д., Зверев В.Г.* Численное моделирование влияния материалов тепловой защиты на характеристики сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленных тел // *ТВТ*. 2018. Т. 56. № 5. С. 747.
  47. *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.
  48. *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.
  49. *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.
  50. *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. 280.
  51. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А.* Электродинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
  52. *Рудинский А.В., Ягодников Д.А.* Математическое моделирование электризации частиц конденса-

- рованной фазы в высокотемпературном потоке продуктов сгорания ракетного двигателя // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 777.
53. Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Копейцев В.Н. О возможностях визуализации при моделировании воздушных смерчей // ТВТ. 2010. Т. 48. № 4. С. 617.
  54. Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N. Tornado-Like Gas-Solid Flow // The 6th Int. Symp. on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion. AIP Conf. Proc. 2010. V. 1207. P. 342.
  55. Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N., Gorbachev M.A. Experimental Study of Wall-Free Non-Stationary Vortices Generation due to Air Unstable Stratification // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. P. 6567.
  56. Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Копейцев В.Н., Горбачев М.А. Физическое моделирование воздушных смерчей: некоторые безразмерные параметры // ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 317.
  57. Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Копейцев В.Н., Горбачев М.А. Моделирование свободных тепловых вихрей: генерация, устойчивость, управление // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 965.
  58. Вараксин А.Ю., Протасов М.В., Теплицкий Ю.С. К выбору параметров частиц для визуализации и диагностики свободных концентрированных воздушных вихрей // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 581.
  59. Вараксин А.Ю. Воздушные торнадоподобные вихри: математическое моделирование // ТВТ. 2017. Т. 55. № 2. С. 291.
  60. Вараксин А.Ю., Зайчик Л.И. Влияние мелкодисперсной примеси на интенсивность турбулентности несущего потока в трубе // ТВТ. 1998. Т. 36. № 6. С. 1004.
  61. Зайчик Л.И., Вараксин А.Ю. Влияние следа за крупными частицами на интенсивность турбулентности несущего потока // ТВТ. 1999. Т. 37. № 4. С. 683.
  62. Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Копейцев В.Н. К вопросу управления поведением воздушных смерчей // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 870.
  63. Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Копейцев В.Н. О возможности воздействия на вихревые атмосферные образования // ТВТ. 2010. Т. 48. № 3. С. 433.
  64. Похил П.Ф., Беляев А.Ф., Фролов Ю.В., Логачев В.С., Коротков А.И. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972. 294 с.
  65. Митрофанов В.В. Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2003. 200 с.
  66. Федоров А.В., Фомин В.М., Хмель Т.А. Волновые процессы в газовзвесах частиц металлов: монография. Новосибирск: Параллель, 2015. 300 с.
  67. Федоров А.В., Хмель Т.А. Проблемы замыкания моделей при описании детонации ультрадисперсных газовзвесей алюминия (обзор) // Физика горения и взрыва. 2019. Т. 55. № 1. С. 3.
  68. Ленкевич Д.А., Головастов С.В., Голуб В.В., Бочарников В.М., Бивол Г.Ю. Параметрическое исследование распространения детонации в узких каналах, заполненных смесью пропан–бутан–кислород // ТВТ. 2014. Т. 52. № 6. С. 916.
  69. Бивол Г.Ю., Головастов С.В., Голуб В.В. Формирование пересжатой волны детонации в потоке метано-кислородных смесей в канале переменного сечения // ТВТ. 2017. Т. 55. № 4. С. 576.
  70. Мирова О.А., Баженова Т.В., Голуб В.В. Влияние экрана из гранулированного материала на многократное отражение плоской ударной волны внутри замкнутого объема // ТВТ. 2020. Т. 58. № 1. С. 144.
  71. Гидаснов В.Ю., Северина Н.С. Моделирование детонации металлогазовых горючих смесей в высокоскоростном потоке за ударной волной // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 560.
  72. Медников Е.П. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 263 с.
  73. Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р. Динамика табачного дыма при резонансных колебаниях в закрытой трубе // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 312.
  74. Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р. Осаждение дыма при нелинейных колебаниях в открытой трубе вблизи резонанса // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 793.
  75. Губайдуллин Д.А., Терезулова Е.А., Губайдуллина Д.Д. Отражение акустических волн, падающих под прямым углом на границу раздела двух многофракционных газовзвесей // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 453.
  76. Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Р. Акустические волны в многофракционных газовзвесах с полидисперсными включениями // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 475.
  77. Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Р. Распространение сферических и цилиндрических волн в многофракционных полидисперсных газовзвесах // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 638.
  78. Девисилов В.А., Шарай Е.Ю. Сепарация частиц в кольцевом конфузном канале с внутренней вращающейся проницаемой перегородкой // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 597.
  79. Фришберг И.В., Кватер Л.И., Кузьмин Б.П., Грибовский С.В. Газофазный метод получения порошков. М.: Наука, 1978. 223 с.
  80. Woehl T.J., Park C., Evans J.E., Arslan I., Ristenpart W.D., Browning N.D. Direct Observation of Aggregative Nanoparticle Growth: Kinetic Modeling of the Size Distribution and Growth Rate // Nano Lett. 2014. V. 14. С. 373.
  81. Вараксин А.Ю. Кластеризация частиц в турбулентных и вихревых потоках // ТВТ. 2014. Т. 52. № 5. С. 777.
  82. Смирнов Б.М. Процессы с участием кластеров и малых частиц в буферном газе // УФН. 2011. Т. 181. С. 713.
  83. Коренченко А.Е., Воронцов А.Г., Гельчинский Б.Р., Жукова А.А. Определение радиусов малых кластеров меди на основе моделирования процесса газофазной конденсации // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 304.
  84. Воронцов А.Г., Коренченко А.Е., Гельчинский Б.Р. Анализ стабильности малых металлических кла-

- стеров при конденсации паров металла // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 404.
85. *Zalkind V.I., Zeigarnik Yu.A., Nizovskiy V.L., Nizovskiy L.V., Shchigel' S.S.* Superheated Water Atomization: A Possibility of Obtaining Sprays of Droplets of Micron Diameters // High Temp. 2018. V. 56. № 1. P. 153.
  86. *Alekseev V.B., Zalkind V.I., Ivanov P.P., Nizovskiy V.L., Schigel S.S.* Peculiarities of Thermophysical Processes of "Wet Compression" in Power Units with Highly Atomized Water Injection and Their Influence on Power Units Operation // High Temp. 2019. V. 57. № 4. P. 547.
  87. *Алексеев В.Б., Залкин В.И., Низовский В.Л., Низовский Л.В., Хямяляйнен Л.Т., Шигель С.С.* Исследование осаждения мелкодисперсных капель воды из двухфазного потока при обтекании коротких плоских профилей в условиях впрысков перегретой воды // ТВТ. 2018. Т. 56. № 3. С. 439.
  88. *Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И.* Структура импульсной распыленной струи при изменении ее частотных характеристик // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 116.
  89. *Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И.* Влияние спутного газового потока в импульсном аэрозоле на процесс испарительного охлаждения // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 605.
  90. *Дейч М.Е., Филиппов Г.А.* Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. 472 с.
  91. *Chen K.S., Hicker M.A., Noble D.R.* Simplified Models for Predicting the Onset of Liquid Water Droplet Instability at the Gas Diffusion Layer/Gas Flow Channel Interface // Int. J. Energy Res. 2005. V. 29. P. 1113.
  92. *Theodorakakos A., Ous T., Gavaises M., Nouri J.M., Nikolopoulos N., Yanagihara H.* Dynamics of Droplets Detached from Porous Surfaces of Relevance to PEV Fuel Sells // J. Colloid Interface Sci. 2006. V. 300. P. 673.
  93. *Вараксин А.Ю.* Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
  94. *Грицац Э.С., Жбанов В.А., Кашеваров А.В., Миллер А.Б., Потапов Ю.Ф., Стасенко А.Л.* Динамика капли на поверхности тела в потоке газа // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 246.
  95. *Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И.* Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1987. 282 с.
  96. *Гупта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
  97. *Халатов А.А.* Теория и практика закрученных потоков. Киев: Наукова думка, 1989. 192 с.
  98. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Влияние закрутки потока на теплоперенос в газочапельном потоке за внезапным расширением трубы // ТВТ. 2018. Т. 56. № 3. С. 431.
  99. *Зельдович Я.Б.* Теория горения и детонации газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944. 71 с.
  100. *Черный Г.Г.* Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
  101. *Митрофанов В.В.* Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2003. 200 с.
  102. *Пурмов У.Г.* Математическое моделирование в проблемах охраны воздушного бассейна. М.: Изд-во МАИ, 2001. 340 с.
  103. *Гидаспов В.Ю., Москаленко О.А., Северина Н.С.* Численное исследование влияния капель воды на структуру детонационной волны в водородо-воздушной горючей смеси // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 782.
  104. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р.* Динамика аэрозоля в открытой трубе при колебаниях различной интенсивности вблизи резонанса // ТВТ. 2018. Т. 56. № 1. С. 145.
  105. *Губайдуллин Д.А., Терегулова Е.А.* Акустические волны в многофракционных газозвесах при наличии фазовых превращений // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 789.
  106. *Губайдуллин Д.А., Тукмаков Д.А.* Численное исследование влияния дробления дисперсной фазы на процесс распространения ударной волны из чистого газа в аэрозоль // ТВТ. 2019. Т. 57. № 6. С. 908.
  107. *Тукмаков А.Л., Тукмакова Н.А.* Динамика полидисперсной парочапельной смеси с учетом дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 437.
  108. *Струлева Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И.* Особенности абляции тантала при фемтосекундном лазерном воздействии // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 672.
  109. *Струлева Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И.* Термомеханическая абляция титана при фемтосекундном лазерном воздействии // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 529.
  110. *Струлева Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И.* Сравнение фемтосекундной лазерной абляции золота и никеля // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 689.
  111. *Русанов А.И.* Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967.
  112. *Лушников А.А.* Некоторые точно решаемые модели стохастической теории коагуляции // ДАН СССР. 1977. Т. 234. С. 97.
  113. *Товбин Ю.К., Зайцева Е.С.* Расчет поверхностного натяжения капель бинарных растворов простых флюидов и определение их минимального размера // ТВТ. 2018. Т. 56. № 3. С. 381.
  114. *Kovaleva L.A., Minnigalimov R.Z., Zinnatullin R.R.* Destruction of Water-in-Oil Emulsions in Radio-Frequency and Microwave Electromagnetic Fields // Energy Fuels. 2011. V. 25. № 8. P. 3731.
  115. *Ковалева Л.А., Миннигалимов Р.З., Зиннатуллин Р.Р.* К исследованию диэлектрических и реологических характеристик водонефтяных эмульсий // ТВТ. 2008. Т. 46. № 5. С. 792.
  116. *Fang C.S., Lai M.C.* Microwave Enhanced Separation of Water-in-Oil Emulsions // Proc. 14th National Industrial Energy Technology Conf. Houston, Texas, USA, 1992. P. 125.

117. *Abdurahman H.N., Rosli M.Y., Azhary H.N.* Demulsification of Water-in-Oil Emulsions by Microwave Heating Technology // World Academy of Science, Engineering and Technology. 2010. V. 62. P. 188.
118. *Ковалева Л.А., Зиннатуллин Р.Р., Муллаянов А.И., Мавлетов М.В., Благодичнов В.Н.* Эволюция микроструктуры водонефтяных эмульсий в высокочастотных и сверхвысокочастотных электромагнитных полях // ТВТ. 2013. Т. 51. № 6. С. 952.
119. *Ковалева Л.А., Зиннатуллин Р.Р., Миннигалимов Р.З., Благодичнов В.Н., Муллаянов А.И.* Обезвоживание водонефтяных эмульсий и нефтешламов комплексным воздействием СВЧ электромагнитного поля в центробежном поле сил // Нефтепромышленное дело. 2013. № 6. С. 45.
120. *Ковалева Л.А., Мусин А.А., Фатхуллина Ю.И.* Нагрев эмульсионной капли сверхвысокочастотным электромагнитным полем // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 247.
121. *Mudawar I., Bowers H.B.* Parametric Study of Ultra-High CHF in Highly Subcooled Water Inside Small Diameter Tubes // Convective Flow Boiling / Ed. Chen J.C. Taylor & Francis, 1995. P. 117.
122. *Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Федюленков В.М.* О природе “газового” кризиса кипения // ТВТ. 2015. Т. 53. № 6. С. 881.
123. *Kim D.E., Yu D.I., Jerng D.W., Kim M.H., Ahn H.S.* Review of Boiling Heat Transfer Enhancement on Micro/Nanostructure/Surfaces // Exp. Therm. Fluid Sci. 2015. V. 66. P. 173.
124. *Васильев Н.В., Вараксин А.Ю., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Эпельфельд А.В.* Характеристики кипения воды, недогретой до температуры насыщения, на структурированных поверхностях // ТВТ. 2017. Т. 55. № 6. С. 712.
125. *Сердюков В.С., Суртаев А.С., Павленко А.Н., Чернявский А.Н.* Исследование локального теплообмена в окрестности контактной линии под паровыми пузырями при кипении жидкостей // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 563.
126. *Дедов А.В., Забиров А.Р., Слива А.П., Федорович С.Д., Ягов В.В.* Влияние углеродистого покрытия поверхности на теплообмен при нестационарном пленочном кипении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 1. С. 72.
127. *Сироткина А.Л., Федорович Е.Д., Сергеев В.В.* Образование пористого слоя наночастиц на поверхности нагревателя при кипении наножидкости // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 761.
128. *Ota T.* A Survey of Heat Transfer in Separated and Reattached Flows // Appl. Mech. Rev. 2000. V. 53. P. 219.
129. *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. P. 4535.
130. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Моделирование влияния пузырьков на турбулентные структуру течения и теплоперенос в турбулентном полидисперсном восходящем двухфазном потоке за внезапным расширением трубы // ТВТ. 2018. Т. 56. № 1. С. 50.
131. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Численное исследование теплопереноса в импактной пузырьковой импульсной струе // ТВТ. 2019. Т. 57. № 1. С. 101.
132. *Ирвинг М., Ворцель Д.* Распространение звуков взрыва в мелкой воде // Распространение звука в океане. Сб. ст. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. 157 с.
133. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1975. 343 с.
134. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 264 с.
135. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Галимзянов М.Н.* Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьковые зоны // Докл. РАН. 2001. Т. 378. № 6. С. 763.
136. *Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Вдовенко И.И.* Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе “чистой” и пузырьковой жидкостей при прямом их падении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 284.
137. *Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Вдовенко И.И.* Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе “чистой” и пузырьковой жидкостей при “косом” их падении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 464.
138. *Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Вдовенко И.И.* Особенности устойчивости и акустических свойств перегретой жидкости с газовыми зародышами при повышении давления // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 748.
139. *Rayleigh L.* On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity // Phil. Mag. 1917. V. 34. № 200. P. 94.
140. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
141. *Hunter C.* On the Collapse of an Empty Cavity in Water // J. Fluid Mech. 1960. V. 8. № 2. P. 241.
142. *Забабихин Е.И., Забабихин И.Е.* Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988. 171 с.
143. *Брушлинский К.В., Каждан Я.М.* Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики // Успехи мат. наук. 1963. Т. 18. Вып. 2. С. 3.
144. *Крайко А.Н.* Быстрое цилиндрически и сферически симметричное сильное сжатие идеального газа // ПММ. 2007. Т. 71. Вып. 5. С. 744.
145. *Ильмов Д.Н., Черкасов С.Г.* Теплофизические процессы при сжатии парового пузырька в жидком углеводороде на основе гомобарической модели // ТВТ. 2012. Т. 50. № 5. С. 676.
146. *Моренко И.В.* Численное моделирование имплозионного процесса в цилиндрическом резервуаре // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 755.
147. *Сычев А.И.* Воспламенение систем жидкость–пузырьки газа ударной волной // ФГВ. 1985. Т. 21. № 2. С. 130.
148. *Сычев А.И.* Волна детонации в системе жидкость–пузырьки газа // ФГВ. 1985. Т. 21. № 3. С. 103.
149. *Кузнецов Н.М., Копотев В.А.* Структура волны и условие Чепмена–Жуге при гетерогенной детона-

- ции в жидкостях с пузырьками газа // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304. № 4. С. 850.
150. *Ждан С.А.* О стационарной детонации в пузырьковой среде // ФГВ. 2002. Т. 38. № 3. С. 85.
151. *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.
152. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р.* Распространение детонационных волн вдоль трубчатого пузырькового кластера, находящегося в жидкости // Докл. РАН. 2005. Т. 403. № 4. С. 478.
153. *Сычев А.И.* Влияние начального давления полидисперсных пузырьковых сред на характеристики волн детонации // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 4. С. 504.
154. *Сычев А.И.* Управляемая пузырьковая детонация // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 291.
155. *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.
156. *Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю.* Экстремальная фокусировка энергии при ударном сжатии парового пузырька в углеводородных жидкостях // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 253.
157. *Bennet R.J.* Self-purification in Natural Waters. In: *Water and Water Pollution Handbook* / Ed. Ciaccio L.L. N.Y.: Dekker, 1971. P. 261.
158. *Бабаева Н.Ю., Berry R.S., Найдис Г.В., Смирнов Б.М., Сон Э.Е., Терешонок Д.В.* Кинетические и электрические явления в газожидкостных системах // ТВТ. 2016. Т. 54. № 5. С. 792.
159. *Смирнов Б.М., Бабаева Н.Ю., Найдис Г.В., Панов В.А., Сон Э.Е., Терешонок Д.В.* Пузырьковый метод очистки воды // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 316.
160. *Дегтярь В.Г., Пегов В.И.* Гидродинамика подводного старта ракет. М.: Машиностроение, 2009. 448 с.