

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ ИМ. А.Ю. ИШЛИНСКОГО
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Сиваков Никита Сергеевич

**МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
РАСПЛАВОВ С ВОДОЙ**

Специальность 1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН
Якуш Сергей Евгеньевич

Москва — 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Современное состояние исследований взаимодействия расплавов с водой	14
1.1 Общие представления о паровом взрыве	15
1.2 Взаимодействие объемов воды с бассейном высокотемпературного расплава	19
1.3 Паровой взрыв одиночных капель расплава	23
1.4 Численные исследования взаимодействия высокотемпературных расплавов с водой	26
1.5 Выводы по главе 1	31
Глава 2. Математическая модель	33
2.1 Метод VOF: основные принципы и уравнения	33
2.2 Модель фазового перехода	37
2.3 Граничные условия	40
2.4 Численная реализация	41
2.5 Верификация математической модели	45
2.5.1 Задача Стефана	45
2.5.2 Пленочное кипение на горизонтальной пластине	46
2.6 Выводы по главе 2	50
Глава 3. Паровой взрыв одиночной капли расплава в воде	52
3.1 Геометрия и параметры расчетов	52
3.2 Фрагментация неподвижной капли расплава	57
3.2.1 Начальные условия	57
3.2.2 Механизм фрагментации	58
3.2.3 Характеристики взаимодействия	60
3.2.4 Сопоставление размеров парового пузыря с экспериментом	66
3.3 Фрагментация движущейся капли	69
3.3.1 Начальные условия	69

3.3.2	Фрагментация капли за счет удара кумулятивных микроструй	70
3.3.3	Характеристики взаимодействия	76
3.4	Роль асимметрии парового пузыря	79
3.4.1	Начальные условия	79
3.4.2	Механизм фрагментации	81
3.5	Выводы по главе 3	84
Глава 4.	Взаимодействие водяной струи с расплавом	86
4.1	Взаимодействие импульсной струи воды с расплавом металла	86
4.1.1	Геометрия и параметры расчетов	86
4.1.2	Стадии взаимодействия импульсной струи воды с расплавом	89
4.1.3	Валидация на экспериментальных данных	91
4.1.4	Параметрический анализ	93
4.1.5	Изменение импульса	96
4.2	Непрерывная струя	99
4.2.1	Геометрия и параметры расчетов	99
4.2.2	Развитие пароводяной каверны	101
4.2.3	Влияние разрешающей способности сетки	107
4.2.4	Оценка влияния вскипания воды	111
4.2.5	Кросс-верификация результатов	119
4.3	Выводы по главе 4	122
Заключение		124
Список литературы		126

Введение

Актуальность

Работа посвящена изучению процессов теплофизического и гидродинамического взаимодействия высокотемпературных расплавов с водой, применительно к проблеме паровых взрывов. Важность изучения явлений такого типа особенно высока в связи с проблемой обеспечения безопасности ядерных реакторов в атомной энергетике. Опасность парового взрыва связана с возникновением ударных волн вследствие быстрого вскипания теплоносителя (вода, жидкий натрий) при контакте с расплавом активной зоны, имеющим температуру порядка 3000 К. Резкое выделение пара в процессе взаимодействия и связанное с этим расширение среды приводят к распространению по двухфазной смеси взрывных волн, которые могут нарушить целостность корпуса реактора и герметичность оболочки, повредить окружающие конструкции. В конечном итоге столь серьезные воздействия, не предусмотренные при проектировании энергетических реакторов, потенциально могут повлечь за собой непоправимые последствия, такие как выход радиоактивности в окружающую среду.

Для широко эксплуатируемых и проектируемых в России АЭС с реакторной установкой ВВЭР (водо-водяной энергетический реактор) на настоящий момент целесообразно рассматривать паровые взрывы, возникающие при поступлении расплава активной зоны в теплоноситель в области напорной камеры реактора (внутрикорпусной взрыв). В этом случае взаимодействие кориума с водой происходит в ограниченном объеме и может сопровождаться интенсивным парообразованием, фрагментацией расплава и формированием динамических нагрузок на внутрикорпусные конструкции. Актуальными задачи работы являются для разрабатываемых в настоящее время «ловушек» расплава активной зоны, в которых может иметься слой воды, предназначенной для охлаждения кориума, подаваемой как до выхода расплава, так и после его растекания по днищу ловушки. В таких условиях характер перемешивания воды, пара и расплава определяет интенсивность теплообмена и возможность перехода взаимодействия во взрывной режим.

Близкие по тематике проблемы возникают и для инновационных реакторов на быстрых нейтронах с тяжелометаллическим теплоносителем. В 2021 г. в России началось строительство атомного энергоблока мощностью 300 МВт с инновационным реактором на быстрых нейтронах БРЕСТ-ОД-300 со свинцовым теплоносителем. Одним из характерных аварийных сценариев для такой установки является разрыв теплообменной трубки парогенератора, при котором вода, находящаяся под давлением 20–25 МПа, истекает в объем, заполненный расплавленным свинцом при значительно более низком давлении, порядка 1 МПа. В таких условиях резкий перепад давления может приводить к быстрому вскипанию воды, образованию паровой области и последующему истечению пароводяной смеси в расплавленный свинец. Развитие межфазных неустойчивостей способствует дроблению струи и формированию многофазной зоны, содержащей свинец, пар и диспергированную воду. В этой области потенциально возможно развитие парового взрыва, причем такой режим иногда рассматривается как обратный паровой взрыв, поскольку охладитель оказывается диспергированным внутри высокотемпературного расплава.

В России исследования многофазного взаимодействия высокотемпературных расплавов с жидкостями, быстрых фазовых переходов и теплогидравлики жидкометаллических теплоносителей ведутся в научных организациях Росатома, институтах РАН и профильных вузах. Значительный объем фундаментальных исследований в области механики многофазных сред проводится в ИПМех РАН, включая задачи фазовых переходов, пленочного кипения и взаимодействия высокотемпературных тел с жидкостью. Широкий комплекс экспериментальных и расчетных работ выполняется в ГНЦ РФ–ФЭИ, располагающем развитой стендовой базой для исследования натриевых, свинцовых и свинцово-висмутовых теплоносителей. В ИБРАЭ РАН развиваются системные теплогидравлические модели и программные комплексы для анализа переходных и аварийных процессов в реакторных установках с жидкометаллическими теплоносителями. Исследования теплогидравлики и безопасности быстрых реакторов ведутся также в НИКИЭТ и ОКБМ им. И. И. Африкантова. Фундаментальные и расчетно-экспериментальные исследования многофазных процессов, гидродинамики и теплообмена в жидкометаллических системах проводятся в ИТ СО РАН, ОИВТ РАН и НИУ МЭИ.

За рубежом широкий комплекс исследований взаимодействия расплава с теплоносителем и паровых взрывов выполняется во Франции (CEA, ASNR), Италии (ENEA), Швеции (KTH), Словении (JSI), Республике Корея (KAERI), Японии (JAEA), Китае и США (национальные лаборатории ANL, SNL, INL, ORNL, и университеты University of Wisconsin–Madison, UC Berkeley, Oregon State University, MIT). Исследуются процессы предварительного перемешивания, фрагментации расплава, разрушения паровой пленки, быстрых фазовых переходов и формирования ударных нагрузок. Наряду с экспериментальными исследованиями активно развиваются численные методы для анализа аварийных сценариев и детального моделирования локальной структуры многофазного течения.

Несмотря на значительный объем экспериментальных исследований возникающих при взаимодействии высокотемпературных расплавов с водой многофазных течений, их проведение является сложным и дорогостоящим, а многие характеристики протекающих процессов не поддаются прямому измерению в опытах. Поэтому высокую **актуальность**, а также важнейшее фундаментальное и прикладное значение имеет развитие и применение методов численного моделирования таких взаимодействий, составляющее основное содержание данной работы.

Целью диссертационной работы является развитие и применение методов численного моделирования для исследования многофазных течений при взаимодействии высокотемпературных расплавов с водой, сопровождающихся фазовыми переходами, развитием межфазных неустойчивостей, деформацией и фрагментацией границ раздела фаз.

Для достижения поставленной цели решены следующие **задачи**:

1. Анализ современных экспериментальных и численных исследований, посвященных изучению как локальных механизмов, так и крупномасштабных интегральных характеристик взаимодействия высокотемпературных расплавов с водой.
2. Разработка и реализация математической модели многофазного взаимодействия с учетом фазовых переходов и сжимаемости сред для описания тепловых и гидродинамических процессов взаимодействия расплава с охладителем.
3. Проведение трехмерных численных расчетов локализованного высокоинтенсивного межфазного взаимодействия при паровом взрыве

одиноким каплей расплава, инициированного внешним импульсом давления.

4. Исследование крупномасштабной динамики многофазных течений путем проведения трехмерных численных расчетов взаимодействия импульсной и непрерывной струй воды с расплавом.
5. Анализ роли фазового перехода, межфазных неустойчивостей и фрагментации границ раздела в формировании и развитии сложной структуры многофазного течения.
6. Валидация полученных результатов на известных экспериментальных данных, включающая качественное сопоставление структуры течения и количественное сравнение основных интегральных характеристик взаимодействия.

Научная новизна:

1. Разработана и реализована математическая модель многофазного взаимодействия при течениях с наличием фазового перехода для сжимаемых жидкостей, отсутствующая в стандартном наборе моделей OpenFOAM.
2. Впервые рассмотрены трехмерные постановки ключевых задач о взаимодействии расплавов с водой, для задач такой постановки впервые используются многоуровневые адаптивные расчетные сетки.
3. В задачах с паровым взрывом одиночных капель расплава впервые рассмотрен процесс фрагментации неподвижной и движущейся каплей расплава в недогретой воде под действием импульса давления.
4. Впервые в расчетах установлено образование кумулятивных водяных микроструй, ранее не рассматриваемых при анализе механизмов взрывной фрагментации капель расплава в воде.
5. Для задач с истечением воды в расплав при различных условиях получены новые данные о формировании многофазной смеси «вода — пар — расплав» и установлены количественные характеристики трехфазной области для последующего исследования возможной взрывной стадии.
6. Впервые использован подход, основанный на совместном применении трехмерного VOF-моделирования, адаптивной расчетной сетки и модели вскипания, позволивший получить наиболее достоверные

результаты моделирования задачи взаимодействия струи воды с расплавом.

Практическая значимость. Представленные результаты исследования многофазных течений при взаимодействии расплавов с водой формируют научную основу для дальнейшего развития моделей многофазного взаимодействия и их применения в задачах безопасности ядерно-энергетических установок. Полученные результаты смогут найти практическое применение в атомной энергетике при создании систем безопасности атомных станций, позволяющих устранить или свести к минимуму опасности тяжелых запроектных аварий с плавлением активной зоны. Развитые подходы и вычислительные модели могут найти практическое применение для анализа других явлений техногенного и природного типа (аварии в металлургической промышленности, подводные извержения вулканов, технологии струйной печати).

Научные исследования, вошедшие в диссертационную работу, выполнялись в рамках проектов РНФ №18-19-00289 и №21-19-00709, а также в рамках Госзадания ИПМех РАН № 124012500440-9.

Методология и методы исследования. Численные расчеты гидродинамических и тепловых явлений, сопровождающих взаимодействие воды с расплавом, проведены при помощи программного пакета с открытым кодом OpenFOAM. Для описания трехфазных систем «вода — пар — расплав» используется модель VOF (Volume of Fluid), в которой вводится эффективная жидкость, свойства которой зависят от объемных долей фаз. Выбор метода обусловлен его широким использованием применительно к проблемам многофазных взаимодействий, в том числе и высокотемпературных расплавов с водой. Используется авторский расчетный модуль fciFoam, в котором реализована модель сжимаемой среды с фазовыми переходами, отсутствующая в стандартном наборе моделей OpenFOAM. Разработанная модель верифицирована на тестовых задачах.

При решении рассматриваемых задач широко использовалась возможность OpenFOAM выполнять расчеты на многопроцессорных высокопроизводительных вычислительных системах с распределенной памятью. Применялось многоуровневое адаптивное измельчение сетки, обеспечивающее локальное повышение пространственного разрешения в областях интенсивного межфазного взаимодействия, для более детального описания

мелкомасштабных элементов течения, включая капли, пузырьки и деформирующиеся межфазные границы.

Валидация результатов расчетов включала качественное сопоставление выявленных закономерностей с экспериментальными наблюдениями и количественное сравнение ключевых параметров, определяющих характер многофазного взаимодействия.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Математическая модель для расчета многофазных течений с наличием фазового перехода для сжимаемых жидкостей.
2. Результаты трехмерных расчетов взаимодействия капель расплава с водой, валидированные на экспериментальных данных.
3. Механизмы фрагментации капель расплава в воде, их отличия для случаев симметричного схлопывания паровой пленки и асимметричного коллапса парового пузыря.
4. Результаты моделирования взаимодействия импульсной струйки воды с расплавом, воспроизводящие основные стадии процесса, подтвержденные экспериментальными данными.
5. Закономерности эволюции многофазного течения, полученные при моделировании взаимодействия непрерывной струи воды с расплавом тяжелого металла, согласующиеся с экспериментами.

Достоверность результатов диссертации подтверждается физической обоснованностью постановок задач, применением современных теоретических подходов и математических моделей в области многофазных течений, верификацией используемых численных методов на стандартных тестовых задачах, валидацией полученных качественных и количественных результатов на известных экспериментальных данных, сопоставлением результатов с данными, полученными при помощи других численных кодов, апробацией основных положений работы на многочисленных конференциях.

Апробация работы. Результаты настоящей работы докладывались лично автором и обсуждались на профильных всероссийских и международных конференциях:

1. Всероссийская научно-техническая конференция «Студенческая научная весна» (Москва, 1–30 апреля 2020 г.),

2. VI Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Севастополь, 22–29 августа 2021 г.),
3. 12-я Международная конференция–школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 1–3 декабря 2021 г.),
4. Всероссийская научно-техническая конференция «Студенческая научная весна» (Москва, 1–30 апреля 2022 г.),
5. XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» им. А. П. Сухорукова («Волны-2022») (Красновидово, Московская область, 5–10 июня 2022 г.),
6. Всероссийская конференция с международным участием и элементами научной школы для молодых ученых «XXXVIII Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, 29–31 августа 2022 г.),
7. 13-я Международная конференция–школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 30 ноября–2 декабря 2022 г.),
8. XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике (Санкт-Петербург, 21–25 августа 2023 г.),
9. 14-я Международная конференция–школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 28 ноября–1 декабря 2023 г.),
10. 51-я школа-конференция «Актуальные проблемы механики» (Великий Новгород, 19–21 июня 2024 г.),
11. IX Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Сочи, 8–15 сентября 2024 г.),
12. II Всероссийский конгресс с международным участием «Русский инженер» (Москва, 30 октября–1 ноября 2024 г.),
13. Всероссийская конференция с международным участием «XLI Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, 7–10 октября 2025 г.),
14. 16-я Международная конференция–школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 2–5 декабря 2025 г.).

Результаты работы отмечены наградами на научных конкурсах:

1. Победитель конкурса лучших научных работ молодых ученых ИПМех РАН – поощрительная премия. Москва, 2022 год.

2. Победитель VIII Всероссийского конкурса научно-исследовательских работ студентов и аспирантов – III место. Орел, 2023 год.
3. Победитель конкурса лучших научных работ молодых ученых ИПМех РАН – III место. Москва, 2023 год.
4. Победитель секции на Всероссийской конференции с международным участием «XLI Сибирский теплофизический семинар», конкурс среди молодых ученых без степени – II место. Новосибирск, 2025 год.

В 2024 году соискатель удостоен стипендии Президента Российской Федерации для аспирантов и адъюнктов, проводящих научные исследования в рамках реализации приоритетов научно-технологического развития Российской Федерации.

Личный вклад. Автор внес существенный вклад в разработку математической модели многофазных течений с наличием фазового перехода для сжимаемых жидкостей и реализацию модели в виде расчетного модуля в программном пакете OpenFOAM, осуществлял отладку и тестирование модуля, проводил верификационные и валидационные расчеты. Постановка задач исследования выполнена при непосредственном участии автора на основе выполненного им анализа научной литературы. Соискателем лично проведены все вошедшие в диссертацию трехмерные расчеты поставленных задач, исследованы локализованные высокоинтенсивные процессы межфазного взаимодействия, закономерности формирования и развития крупномасштабных структур многофазных течений, проведена визуализация результатов. Автором произведено сравнение качественных и количественных результатов взаимодействия с известными экспериментальными данными. Кроме этого, автор внес существенный вклад в анализ результатов, подготовку и представление публикаций и докладов.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 17 печатных изданиях, из них 4 статьи в рецензируемых научных изданиях, входящих в перечень ВАК и имеющих категорию K1 [1–4], 4 — в международных научных журналах, индексируемых Scopus [5–8], 9 — в сборниках трудов конференций [9–17].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, и заключения. Полный объем диссертации составляет 143 страницы, включая 52 рисунка и 7 таблиц. Список литературы содержит 167 наименований.

Список обозначений

Аббревиатуры

AMR	–	Adaptive Mesh Refinement
CSF	–	Continuum Surface Force
FCI	–	Fuel–Coolant Interaction
PISO	–	Pressure-Implicit with Splitting of Operators
SDSE	–	Single Droplet Steam Explosion
SGTR	–	Steam Generator Tube Rupture
VOF	–	Volume of Fluid

Математические символы

c_p	–	удельная теплоемкость при постоянном давлении, [Дж/(кг·К)]
Co	–	число Куранта
D_j	–	диаметр струи, [м]
D_b	–	диаметр парового пузыря, [м]
F_s	–	сила поверхностного натяжения, [Н/м ³]
g	–	ускорение свободного падения, [м/с ²]
h	–	удельная энтальпия, [Дж/кг]
H_c	–	глубина каверны, [м]
H_m	–	глубина бассейна расплава, [м]
H_v	–	высота паровой области, [м]
L	–	геометрический размер расчетной области, [м]
p	–	давление, [Па]
P_0	–	характерное давление, [Па]
P_a	–	атмосферное давление, [Па]
q	–	плотность теплового потока, [Вт/м ²]
R	–	радиус, [м]
R_m	–	радиус капли расплава, [м]
S_m	–	площадь поверхности расплава, [м ²]
t	–	время, [с]
t_0	–	характерное время спада давления, [с]
t^*	–	безразмерное время

T	–	температура, [К]
U	–	вектор скорости, [м/с]
v_j	–	скорость струи, [м/с]
V_v	–	объем парового пузыря, [м ³]
W	–	ширина расчетной области, [м]
W_c	–	ширина каверны, [м]
x, y, z	–	декартовы координаты, [м]

Греческие символы

α	–	объемная доля
Γ	–	объемная интенсивность фазового перехода, [кг/(м ³ ·с)]
δ_v	–	толщина паровой пленки, [м]
ΔH_{ev}	–	удельная теплота испарения, [Дж/кг]
Δx	–	размер расчетной ячейки, [м]
κ	–	кривизна межфазной поверхности, [м ⁻¹]
λ	–	коэффициент теплопроводности, [Вт/(м·К)]
μ	–	динамическая вязкость, [Па·с]
ρ	–	плотность, [кг/м ³]
σ	–	коэффициент поверхностного натяжения, [Н/м]
τ	–	тензор вязких напряжений, [Па]

Нижние индексы

i	–	фаза
in	–	входная граница
l	–	жидкая фаза
m	–	расплав
n	–	нормальная составляющая
out	–	выходная граница
r	–	радиальное направление
sat	–	состояние насыщения
τ	–	тангенциальная составляющая
v	–	пар
w	–	вода

Глава 1. Современное состояние исследований взаимодействия расплавов с водой

Многофазные течения охватывают широкий круг гидродинамических явлений, в которых одновременно присутствуют две или более движущиеся фазы, разделенные межфазными границами и взаимодействующие посредством обмена массой, импульсом и энергией [18—20]. Структура и динамика многофазного течения определяются не только полями скорости, давления и температуры, но также пространственным распределением фаз, свойствами межфазных поверхностей и характером взаимодействия между ними. Существенное влияние на течение оказывают силы поверхностного натяжения, различие плотностей и вязкостей фаз, силы плавучести, а при наличии фазовых переходов — интенсивный межфазный тепло- и массообмен [20—22].

В зависимости от условий течения многофазная система может существовать в различных структурных формах: в виде струй, пленок, капельных или пузырьковых сред, или же представлять собой стратифицированную конфигурацию. Переходы между такими режимами сопровождаются деформацией и разрушением межфазных поверхностей, развитием гидродинамических неустойчивостей, фрагментацией и последующим слиянием дисперсных включений [18; 23; 24]. Для газо- и парожидкостных систем существенную роль также играют волновые процессы и межфазный тепло- и массообмен [20; 25—27].

Одной из характерных конфигураций многофазных течений является взаимодействие объемов одной жидкости с другой жидкой средой. В зависимости от условий такое взаимодействие может происходить между стратифицированными слоями или реализовываться в форме струй жидкости и отдельных капель.

В частности, истечение струи в покоящуюся жидкую среду представляет собой одну из классических задач теории затопленных струй [28—30]. При этом постановка задачи, в которой рассматривается течение двух несмешивающихся жидкостей, контактирующих на межфазной поверхности и различающихся по физическим и термодинамическим свойствам, а также фазовому состоянию, относится как раз к области механики многофазных те-

чений [18; 22]. Для такой задачи течение определяется не только развитием сдвигового слоя и турбулентным перемешиванием, но и динамикой межфазной поверхности, развитием неустойчивостей, фрагментацией струи [24; 31]. Разрушение струи приводит к формированию дисперсной структуры, состоящей из капель различного размера, дальнейшая деформация и дробление которых определяются соотношением инерционных сил и сил поверхностного натяжения [32; 33].

Если струя воды инжектируется в высокотемпературную жидкость большой плотности, задача приобретает трехфазный характер с фазовыми переходами. В таком случае, наряду с инерцией струи и плавучестью, необходимо учитывать тепломассообмен, прежде всего – парообразование на межфазной поверхности [20—22].

Таким образом, взаимодействие высокотемпературного расплава с водой может протекать как на масштабе струй и крупных объемов жидкости, так и на масштабе отдельных капель.

1.1 Общие представления о паровом взрыве

Взаимодействие жидкостей с сильно различающимися температурами может протекать в различных режимах. Если температура горячей жидкости существенно превышает температуру кипения холодной жидкости, то их сосуществование при прямом контакте является термодинамически невозможным. При смешении таких жидкостей возникает пленка пара более летучей жидкости (воды), разделяющая две жидкие фазы и ограничивающая тепловой поток между ними. Это явление аналогично эффекту Лейденфроста [34], при котором жидкость, находящаяся в контакте с твердой поверхностью, значительно более горячей, чем точка кипения этой жидкости, образует теплоизолирующую прослойку пара между поверхностью и жидкостью, замедляющую быстрое выкипание. В современной теплофизике это явление называют кризисом кипения, оно может быть продемонстрировано при брызгании воды на раскаленную сковородку, когда вода собирается в капли, «бегающие» по поверхности и существующие достаточно долгое время.

Однако взаимодействие горячей и холодной жидкостей при определенных условиях может протекать и другим, взрывным образом, с ростом давления до сотен и тысяч атмосфер [35—37]. Это происходит, если паровая пленка, ограничивающая скорость теплопередачи, теряет устойчивость и перестает выполнять свою теплоизолирующую роль. Именно этот режим взаимодействия горячей и холодной жидкостей принято называть паровым взрывом [38; 39]. Паровой взрыв — чрезвычайно сложное и многообразное физическое явление, он может протекать не только с высокотемпературными материалами, но и реализовываться, например, если вода вступает в контакт со сжиженным газом. Однако для большинства практически интересных задач в качестве жидкостей, контакт которых способен вызвать паровой взрыв, обычно рассматриваются сочетания жидких металлов или других расплавов, включая кориум, с водой [40; 41].

Явление парового взрыва вызывает интерес ученых всего мира в силу своей значимости при анализе запроектных аварий на атомных энергетических реакторах (включая АЭС). Опасность парового взрыва связана с возникновением ударных волн вследствие быстрого вскипания теплоносителя (вода, жидкий натрий) при контакте с расплавом активной зоны, имеющим температуру порядка 3000 К. Резкое выделение пара в процессе взаимодействия и связанное с этим расширение среды приводят к распространению по двухфазной смеси взрывных волн, которые могут нарушить целостность корпуса реактора, повредить окружающие конструкции, нарушить герметичность оболочки (контейнмента) [35; 36; 39]. В конечном итоге столь серьезные воздействия, не предусмотренные при проектировании энергетических реакторов, потенциально могут повлечь за собой непоправимые последствия, такие как выход радиоактивности в окружающую среду. Необходимо отметить, что и в естественных условиях, например при извержении подводных вулканов, также возможно возникновение интенсивного взаимодействия горячей и холодной жидкостей.

Исследования паровых взрывов ведутся с середины прошлого века, однако максимально полной теории этого многогранного явления до сих пор не создано. Причиной тому является сложность связанных между собой неравновесных нелинейных процессов, которые к тому же являются многофазными и обладают целым спектром внутренних масштабов. В настоящее время во многих научных организациях мира проводятся теоретические

и экспериментальные исследования явления парового взрыва. Поскольку полномасштабные исследования взрывов на реакторных установках чрезвычайно дорогостоящи и практически неосуществимы, на современном этапе изучаются отдельные физические явления с целью выяснения эффекта каждого из значимых физических параметров на протекание процесса. Конечной целью исследований является создание теории явления, подтверждение ее экспериментально, и в конечном итоге — разработка компьютерных программ (расчетных кодов), способных моделировать данное явление с учетом воздействия на окружающие конструкции АЭС.

На сегодняшний день является общепринятым, что крупномасштабный паровой взрыв, когда в охладитель поступают десятки и сотни килограммов расплава, состоит из четырех основных стадий: предварительного перемешивания, инициирования, распространения взрывного взаимодействия и расширения продуктов взрыва [35; 36; 38; 42].

Первая стадия — предварительное перемешивание расплава с охладителем с образованием взрывоопасной смеси крупных капель расплава, окруженных пленкой пара. Способы перемешивания могут быть различными, но наиболее вероятными считаются вливание струи расплава в охладитель с ее последующим дроблением вплоть до полного распада, а также проникновение расплава в охладитель в форме крупных капель [35; 43—45]. Отдельные аспекты пленочного кипения и формирования паровой пленки на поверхности высокотемпературного тела рассмотрены в работе [46].

Вторая стадия — инициирование парового взрыва. Крупнодисперсная смесь расплав–охладитель способна прореагировать взрывным образом, если в некоторой локальной области повышается давление и формируется интенсивное возмущение. Это может происходить как вследствие внешнего воздействия, так и в результате спонтанной фрагментации одной или нескольких капель расплава с резким увеличением площади межфазной поверхности и интенсивности теплообмена [36; 47].

Третья стадия — распространение фронта термического взрывного взаимодействия из образовавшейся области повышенного давления. Данная стадия является определяющей при паровом взрыве: дробление крупных капель расплава волной давления приводит к резкому увеличению поверхности теплопередачи от расплава к охладителю и интенсивному

парообразованию, обеспечивающему дальнейшее распространение процесса [48; 49].

Четвертая стадия — расширение продуктов взрыва в окружающее пространство и формирование соответствующих механических нагрузок [35; 36]. Ударно-волновые и энергетические аспекты подобных процессов рассматривались в работах [50; 51].

От характера предварительного перемешивания расплава с водой в значительной степени зависит последующее развитие и энергетика парового взрыва, поэтому именно первая стадия стала одним из основных объектов экспериментальных и расчетных исследований.

Крупномасштабные эксперименты, проведенные в рамках программ FARO, KROTOS и TROI [43—45], однозначно подтвердили характерную последовательность стадий развития парового взрыва. Установлено, что энергетика взрыва в значительной степени определяется материалом расплава. Наиболее высокие коэффициенты конверсии тепловой энергии в механическую (порядка 3–5 %) наблюдались для модельных расплавов $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Fe}$ и Al_2O_3 , в то время как для расплавов, содержащих материалы активной зоны (UO_2 , ZrO_2 , Zr, сталь), коэффициент конверсии составлял порядка 0.1–0.7 %, при этом сама интенсивность взрывного взаимодействия оказывалась значительно ниже. Важной особенностью результатов стали данные о зависимости взрывного взаимодействия от давления окружающей среды. При увеличении давления самопроизвольный взрыв менее вероятен, однако использование внешнего триггера позволило получить взрыв в условиях, при которых спонтанные взрывы ранее не наблюдались.

Другой сценарий возможного взрывного взаимодействия наблюдается при истечении струи расплава в объем с водой, когда глубина слоя воды мала для существенной фрагментации расплава. При этом расплав достигает дна бассейна и растекается по нему под слоем воды, формируя стратифицированную конфигурацию [52]. Продолжительное время считалось, что при таком расположении фаз паровой взрыв маловероятен и не способен приводить к серьезным последствиям. Однако результаты недавних экспериментов со стратифицированными паровыми взрывами [53; 54] показали их существенную опасность. При этом для данной постановки ключевым вопросом являются механизмы, управляющие предварительным перемешиванием в стратифицированной конфигурации [55; 56].

Дальнейший обзор посвящен исследованиям так называемого «обратного парового взрыва» (когда струя воды подается в бассейн расплава) и парового взрыва одиночных капель расплава. Эти задачи позволяют детально рассмотреть процессы, характерные для стадии предварительного перемешивания расплава с водой. Интерес к таким постановкам обусловлен возможностью более детально исследовать локальные механизмы взаимодействия расплава с водой, которые невозможно отследить в крупномасштабных экспериментах. В частности, они позволяют анализировать формирование и разрушение паровой пленки, развитие межфазных неустойчивостей, локальное перемешивание и мелкодисперсную фрагментацию расплава. Эти процессы во многом определяют переход от стадии предварительного перемешивания к развитию взрывного взаимодействия. Анализ приведенных ниже работ и выявленных в них механизмов взаимодействия расплава с водой послужил основой для постановки задач настоящего исследования.

1.2 Взаимодействие объемов воды с бассейном высокотемпературного расплава

Важным практическим сценарием, связанным с взаимодействием струи воды с расплавом, является авария с разрывом трубки парогенератора в быстрых реакторах с тяжелым жидкометаллическим теплоносителем [57]. В парогенераторе вода в теплообменных трубках течет под высоким давлением (18–20 МПа), тогда как расплавленный теплоноситель в межтрубном пространстве находится при температуре 750–840 К и относительно низком давлении 0.5–1.0 МПа. При такой большой разнице давлений возможна авария с разрывом трубки парогенератора (steam generator tube rupture — SGTR) с последующим истечением воды высокого давления в горячий расплавленный свинец, вскипанием воды и резким повышением давления в системе.

Процессы нестационарного истечения вскипающей воды и двухфазной смеси в среду с высокой плотностью исследовались в работах [58; 59]. В частности, показано формирование ударно-волновых и вихревых структур при

истечении вскипающей воды и установлено существенное влияние межфазного трения на характеристики истечения двухфазной смеси.

Экспериментальные испытания взаимодействия струи вскипающей жидкости с расплавленным металлом часто проводились со свинцово-висмутовой эвтектикой (LBE), имеющей свойства, аналогичные свойствам расплавленного свинца, но обладающей более низкой температурой плавления. Экспериментальные и расчетные исследования теплогидравлики свинцово-висмутового теплоносителя, в том числе режимов естественной циркуляции в замкнутых контурах, проводились в работе [60].

С начала 2000-х годов проводятся экспериментальные исследования на установке LIFUS5 (ENEA, Италия), имитирующие сценарий разрыва трубки парогенератора. На сегодняшний день выполнено более 40 экспериментов. Основная цель работ состояла в получении высококачественных опытных данных для последующей валидации расчетных кодов, предназначенных для моделирования аварии с разрывом трубки парогенератора [61].

В ранней серии экспериментов на установке LIFUS5 были проведены четыре испытания по взаимодействию Pb–17Li с водой [62] и шесть испытаний по взаимодействию LBE с водой [63; 64]. В экспериментах с LBE в сосуд, заполненный свинцово-висмутовой эвтектикой, разогретой примерно до 400 °С и находящейся при атмосферном давлении, через сопло диаметром 4 мм инжектировалась недогретая вода под высоким давлением (до 20 МПа). Изменения давления и температуры исследовались в широком диапазоне условий. Особое внимание уделялось интегральным характеристикам системы, локальным значениям давления и температуры, а также парообразованию, определяющему рост давления и возникающие динамические нагрузки на стенки сосуда. В работах [63; 64] установлен быстрый рост давления в системе вследствие интенсивного парообразования; в отдельных испытаниях максимальное давление в сосуде превышало давление инжектируемой воды.

На модернизированной установке LIFUS5/Mod2 было выполнено восемь испытаний [65–67]. Измеренные временные зависимости давления и температуры показали более быстрый рост давления при подаче более холодной воды и более низкое давление при увеличении объема защитного газа по сравнению с базовым испытанием. В отдельной серии выполнены три испытания, в которых регистрировались временные зависимости

давления, температуры, уровня воды и массового расхода [68]. Испытания показали быстрый рост давления после подачи воды и уменьшение деформации труб по мере удаления от области инъекции.

В настоящее время экспериментальная программа продолжается на установке LIFUS5/Mod3, где исследуется взаимодействие воды высокого давления со свинцово-литиевым сплавом в рамках задач, связанных с термоядерными установками [69—71].

Результаты исследований на установках семейства LIFUS5 составили подробную валидационную базу для оценки способности численных моделей воспроизводить интегральные характеристики системы при взаимодействии воды с тяжелым жидким металлом.

В Китае введена в эксплуатацию установка LEST, имеющая параметры, аналогичные параметрам LIFUS5. Основной целью LEST является измерение давления, изучение распространения волны давления и динамики паровой полости в закрытом реакционном сосуде. В экспериментах оценивались начальный пик давления, последующий рост давления и эволюция паровой каверны в реакционном сосуде [72].

Самая крупная из имеющихся установок CIRCE, предназначенная для исследований SGTR, эксплуатируется также в Италии. Установка включает отдельные контуры воды и LBE, что позволяет воспроизводить условия разрыва трубки парогенератора, близкие к реакторным. В результате экспериментов представлены временные диаграммы давления, температуры, массового расхода и измерений тензодатчиков со стороны воды и LBE, наблюдалось повышение давления в сосуде и распространение пара через трубный пучок, при этом разрушения соседних труб не произошло [73—76].

Оригинальный подход к экспериментальному исследованию взаимодействия объема воды с расплавом был реализован в работах [77—79]. Воду помещали в стеклянную колбу, которую опускали в бассейн расплава. На дне сосуда колба разрушалась специальным конусом, после чего вода непосредственно контактировала с расплавом. Оценивались характеристики взаимодействия, включая рост давления, выделение механической энергии и эффективность преобразования энергии.

Наряду с интегральными экспериментами необходимы исследования, направленные на изучение отдельных механизмов развития возникающих многофазных течений. Они позволяют отслеживать эволюцию водяной

струи и межфазной поверхности, анализировать характеристики возникающей пароводяной каверны. Эксперименты [80; 81] посвящены удару отдельных капель и импульсных струек воды по поверхности жидкого легкоплавкого сплава при различных скоростях и параметрах впрыска. Методом высокоскоростной видеосъемки исследованы образование и схлопывание полости, всплеск расплава с формированием кумулятивной струи и разбрызгиванием капель.

В работе [82] проведена серия испытаний, в ходе которых недогретая струя воды инжектировалась в сосуд плоской геометрии со скругленными нижними углами, заполненный расплавом LBE. Визуализация формы расплава и воды в ходе их взаимодействия осуществлялась методом нейтронной радиографии, на сегодняшний день это единственная работа подобного рода в данной области. Варьировались следующие параметры системы: скорость струи воды (4.7–7.5 м/с), начальная температура расплава (503–823 К), степень недогрева воды. Такая постановка позволяет исследовать влияние как инерции самой струи, так и теплового состояния системы на формирование и развитие пароводяной каверны. В результате экспериментов получены пространственно-временные данные о локальной межфазной структуре течения при погружении водяной струи в расплав, выявлены ключевые этапы многофазного взаимодействия. Затем на этой же установке были проведены аналогичные эксперименты по истечению струи недогретой воды в бассейн расплава, но с использованием различных приборов для одновременного и высокоскоростного измерения локальной температуры и фазы в потоке [83; 84].

Для обеспечения непосредственной оптической визуализации взаимодействия в работах [85–89] использовались прозрачные модельные жидкости, например, водяная струя инжектировалась в бассейн с диэлектрической жидкостью (плотность 1855 кг/м³). В этом случае визуализация осуществляется с помощью высокоскоростной видеокамеры.

В одной из работ были проведены две серии испытаний — без кипения и с кипением [85]. Наблюдения показали, что вскипание первоначально возникало в нижней части струи, после чего распространяется вверх в очень узкой области вокруг нее. В других экспериментах [87] газ вводился в воду для имитации впрыска пара в расплав металла; визуализация позволила зарегистрировать режимы проникновения струи и динамику развития каверны,

а на основе экспериментальных данных была модифицирована полуэмпирическая корреляция для глубины проникновения. Проводилась серия экспериментов по наблюдению разрушения струи в режиме без кипения [86; 88]. Кипение выделено как ключевой фактор, влияющий на глубину проникновения струи [89].

1.3 Паровой взрыв одиночных капель расплава

Другим направлением исследований является детальное изучение отдельных эффектов взаимодействия капли расплава с теплоносителем — так называемого парового взрыва одиночной капли (single-droplet steam explosion, SDSE). Данные работы направлены на выявление особенностей схлопывания паровой пленки и мелкодисперсной фрагментации капли расплава. Такие эксперименты на протяжении многих лет проводятся в различных странах [90—97]. В ранних исследованиях определялись условия самопроизвольного и внешнего инициирования парового взрыва и влияние температуры расплава и охладителя [90; 92—94]. В последующих экспериментах на установке MISTEE исследовалось влияние состава и теплового состояния расплава на инициирование и интенсивность фрагментации [95—98]. С течением времени для проведения экспериментов используются все более совершенные методы и техники. Например, одновременная регистрация процесса взаимодействия в видимом диапазоне и с помощью рентгеновского излучения (как в работе [91], а также на установке MISTEE [95—97]) позволяет восстановить комплексную картину взаимодействия, включая мгновенную форму капли расплава и окружающего ее парового пузыря. В настоящее время установлено, что сильное возмущение паровой пленки инициирующим импульсом давления вызывает несколько осцилляций парового пузыря, после чего происходит тонкая фрагментация капли расплава.

Отдельное направление современных экспериментов связано с влиянием массы и температуры капли, состава расплава, солёности и различных добавок в охладителе на интенсивность и характер парового взрыва [99—102]. Установлено, что увеличение массы и температуры капли, а также солёности

охладителя в целом повышает вероятность возникновения парового взрыва. При этом изменение состава расплава и добавок в охладителе может как усиливать, так и подавлять взрывное взаимодействие.

Фрагментация расплава имеет определяющее значение при паровом взрыве. Характерный размер капель расплава, формирующихся на стадии предварительного перемешивания, составляет несколько миллиметров (так называемая грубая фрагментация). Последующее разрушение капель расплава на фрагменты субмиллиметрового размера (мелкодисперсная фрагментация) приводит к значительному увеличению площади поверхности расплава, более интенсивному испарению и эффективному теплообмену между расплавом и водой. В определенном смысле фрагментация расплава при его взаимодействии с охладителем играет ту же роль, что и ускорение экзотермических химических реакций за счет тепловыделения при химических взрывах.

В литературе предложено несколько возможных механизмов, ответственных за мелкодисперсную фрагментацию капель расплава при взаимодействии с водой. Два основных типа таких механизмов — гидродинамический и термический.

Гидродинамическая фрагментация возникает, когда жидкая капля подвергается воздействию высокоскоростного внешнего потока, вызывающего значительную деформацию капли, ее колебания, унос жидкости из пограничного слоя в виде тонкой пленки или мелких капель. Конкретный режим дробления капли определяется рядом безразмерных параметров, основным из которых является число Вебера, характеризующее отношение дестабилизирующих сил, связанных с динамическим давлением потока, к стабилизирующим силам поверхностного натяжения. Для жидкой капли в потоке установлено, что фрагментация начинается, когда число Вебера превышает критическое значение порядка 10. В зависимости от его величины реализуются различные режимы дробления капли [32; 33; 103]. Следует отметить, что эти режимы соответствуют условиям, при которых капля практически мгновенно оказывается в высокоскоростном потоке, например при прохождении ударной волны. Поэтому при мощных паровых взрывах, сопровождающихся распространением интенсивной волны давления и, что особенно важно, возникновением больших относительных скоростей между каплями расплава и окружающим потоком, именно гидродинамическое

дробление капель является определяющим механизмом фрагментации. В таких условиях наличие паровой пленки вокруг капли расплава оказывает сравнительно небольшое влияние на ее фрагментацию, уступая по значимости более интенсивным гидродинамическим эффектам.

Термическая фрагментация, напротив, является определяющим механизмом в условиях, характерных для экспериментов с одиночными каплями, и соответствует начальной, инициирующей стадии парового взрыва. К основным процессам при таком типе взаимодействия относятся: развитие неустойчивости паровой пленки — самопроизвольное либо вызванное кратковременным внешним воздействием; прямой или максимально близкий контакт воды с расплавом; развитие неустойчивости на поверхности расплава, приводящей к его фрагментации. В отличие от гидродинамического механизма, внешние условия течения в данном случае соответствуют докритическим значениям числа Вебера. Тем не менее наблюдаемая быстрая, практически взрывная фрагментация капли показывает, что в процессе взаимодействия в капле расплава и окружающей воде должны формироваться мелкомасштабные течения, обеспечивающие быстрое деформирование и дробление расплава на мелкодисперсные фрагменты. Таким образом, даже при термическом механизме фрагментации гидродинамические эффекты, хотя и реализующиеся на малых масштабах, играют существенную роль.

Это учитывается, в частности, в широко цитируемой модели [91], основанной на наблюдениях, выполненных в экспериментах по паровым взрывам одиночных капель. Согласно предложенному механизму, взаимодействие связано с образованием микроструй воды, ударяющих по поверхности капли расплава и вызывающих в ответ всплески и выбросы расплава. В работе [104] был предложен другой механизм, в котором центральная роль отводится захвату мелких капель воды расплавом с их последующим взрывным вскипанием, приводящим к фрагментации расплава. В работе [105], напротив, ключевым фактором дестабилизации капли считаются скачки давления, возникающие в областях контакта капли с охладителем.

Влияние температуры капли, скорости падения капли и режимов термической фрагментации на взаимодействие расплава с водой исследовалось в серии работ [106; 107]. Показано, что повышение температуры способствует

развитию термической фрагментации, тогда как увеличение скорости капли усиливает гидродинамический механизм дробления.

Термомеханические механизмы тонкой фрагментации подробно рассматривались также в отечественных экспериментальных и теоретических исследованиях [108—111]. Согласно термомеханическому механизму, при локальном контакте холодной воды с поверхностью перегретой капли расплава возникают волны разрежения и растягивающие деформации, распространение и многократное отражение которых внутри капли приводит к ее тонкой фрагментации.

Близкие по физике процессы взрывного разрушения многокомпонентных капель при наличии испаряющейся водной составляющей исследовались в работах по микровзрыву капель [112—115]. Вода внутри капли при нагреве перегревается с образованием и быстрым расширением парового пузыря. Увеличение давления пара приводит к деформации и последующему разрушению окружающей жидкой оболочки с образованием большого числа мелких вторичных капель. В зависимости от условий нагрева и состава капли процесс может протекать в режиме частичного выброса жидкости (*puffing*) или полного микровзрывного дробления капли (*micro-explosion*).

1.4 Численные исследования взаимодействия высокотемпературных расплавов с водой

Современное численное моделирование взаимодействия расплава с охладителем обычно разделяет задачи предварительного перемешивания и собственно парового взрыва, поскольку эти стадии требуют различных физических моделей и замыкающих соотношений [116; 117].

В настоящее время для моделирования взаимодействия высокотемпературных расплавов с водой используются два основных подхода. Первым из них является многожидкостный (эйлеров) подход, в котором фазы рассматриваются как взаимопроникающие континуумы [18; 118]. Для описания каждой фазы используются уравнения сохранения массы, импульса и энергии, на основе которых рассчитываются нестационарные поля объемных

долей фаз, скоростей, давления и температуры. Взаимодействие фаз, включая теплообмен и трение, описывается с помощью эмпирических или полуэмпирических корреляций, при этом прямое разрешение границы между фазами отсутствует.

Семейство кодов SIMMER (SIMMER-III и SIMMER-IV) основано на многожидкостном подходе и считается одним из наиболее распространенных и проверенных численных инструментов для моделирования многофазных процессов при тяжелых авариях в ядерных реакторах и, в частности, применяется для анализа SGTR [119]. SIMMER-III и SIMMER-IV представляют собой соответственно двумерный и трехмерный многокомпонентные коды, основанные на эйлеровом подходе.

Разработка и валидация кодов SIMMER были тесно связаны с экспериментальной программой на установках LIFUS5 и LIFUS5/Mod2. Численные расчеты дали удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными для большинства проведенных испытаний [67]. Несоответствия между численными и опытными данными обусловлены быстрым изменением структуры многофазного течения. Для моделирования при этом используются замыкающие соотношения, соответствующие каноническим стационарным режимам течения (струйное, пузырьковое и т. д.). При этом переходные режимы течения задаются интерполированием соответствующих корреляций, что в свою очередь приводит к зависимости результатов взаимодействия от выбранных моделей взаимодействия фаз.

Код MC3D (Multi Component 3D) представляет собой многомерный многожидкостный расчетный код для моделирования многофазных течений в задачах ядерной безопасности [120]. В коде используется локальная неравновесная модель различных фаз, включая теплоноситель, пар, жидкий металл и неконденсирующийся газ.

Применительно к задачам взаимодействия воды с тяжелым жидким металлом код MC3D использовался для моделирования мелкомасштабных экспериментов с погружением струи воды в расплав LBE и испытаний LIFUS5/Mod2 [121]. Результаты расчетов сопоставлялись как с экспериментальными данными, так и с результатами SIMMER-III. Было показано хорошее согласие с экспериментом и способность MC3D воспроизводить ключевые явления переходного процесса.

Для расчета задач ССИ применялся также двумерный многожидкостный код ACENA [122]. Моделирование мелкомасштабных экспериментов с инъекцией недогретой воды в расплав LBE показало качественное и количественное согласование расчетных и экспериментальных данных [123].

К близкому классу относятся развиваемые в ИБРАЭ РАН системные и интегральные расчетные коды, использующие многофазные теплогидравлические модели. В частности, код HYDRA-IBRAE/LM основан на многофлюидном подходе и предназначен для моделирования нестационарных процессов в реакторных установках с жидкометаллическими теплоносителями, включая задачи течения свинца и свинцово-висмутовых расплавов [124]. Модели многофазной теплогидравлики используются также в интегральных кодах семейства СОКРАТ [125] и ЕВКЛИД [126], предназначенных для анализа аварийных процессов в реакторных установках. Различные версии комплекса СОКРАТ применялись также при расчетном анализе тяжелых аварий и определении исходных условий для оценки нагрузок при внутрикорпусных паровых взрывах [127].

Таким образом, многожидкостные коды способны воспроизводить общую динамику процесса, однако точность количественного описания локальной межфазной структуры в значительной степени определяется используемыми замыкающими соотношениями для межфазного обмена и фазового перехода. Необходимость более детального описания локальной межфазной структуры определяет интерес к методам с разрешением межфазной поверхности.

Отличие этих методов от континуальных моделей с осреднением по фазам состоит в том, что для данного типа моделей никакой процедуры осреднения не проводится, а применяются те или иные методы отслеживания межфазной границы. Таким образом, форма межфазной границы и другие ее характеристики (например, площадь поверхности и кривизна) не задаются неявно в эмпирических корреляциях, а рассчитываются непосредственно в ходе решения задачи. В результате удастся описывать отдельные пузырьки, капли, границы раздела «вода – газ» на водной поверхности бассейна и т. п.

Одним из наиболее распространенных методов с разрешением межфазной поверхности является метод объема жидкости VOF [128; 129]. Фазы рассматриваются как несмешивающиеся и движущиеся в общем поле скоро-

сти, при этом объемная доля каждой фазы изменяется от 0 до 1 в области межфазной границы. Численно межфазная граница представляется переходной областью конечной толщины, определяемой разрешением расчетной сетки и используемым алгоритмом реконструкции интерфейса.

Широкое распространение VOF при моделировании сложных многофазных потоков обусловлено его относительной простотой и способностью естественным образом описывать эволюцию сложной межфазной поверхности, включающую деформацию и фрагментацию жидкости, распад и слияние струй и капель. Применительно к взаимодействию расплава и воды метод VOF использовался для моделирования разрушения струй расплава в бассейне воды [130; 131], а также для моделирования истечения жидкой струи в затопленное пространство [132].

В наиболее простых постановках VOF применялся для моделирования разрушения струи в условиях без вскипания воды. Трехмерные расчеты [86] показали количественное и качественное согласование с экспериментами. Кроме того, был разработан специализированный многофазный VOF-код, в котором поверхностное натяжение учитывалось методом континуальной поверхностной силы CSF [133]. Сопоставление с экспериментами подтвердило применимость подхода, расчеты воспроизвели образование поверхностных волн и деформацию межфазной границы при развитии и схлопывании полости.

Следующим шагом стал учет в расчетах фазового перехода: была разработана модель кипения недогретой воды в высокотемпературном расплаве LBE на основе VOF с моделью фазового перехода Ли [134]. Выполнено трехмерное нестационарное моделирование процесса инъекции воды высокого давления в расплав LBE. Рассматривались морфология струи, колебания давления, распределение температуры и объем образующегося пара, а также влияние температуры недогрева воды, давления на входе и диаметра сопла.

На уровне интегрального моделирования аварии с разрывом трубки парогенератора метод VOF применялся к испытаниям LIFUS5/Mod2. При моделировании [135] использовалась двухфазная многожидкостная Multi-Fluid VOF-постановка, учитывающая поверхностное натяжение и испарение. Полученные расчетные зависимости давления и распространения волны давления согласуются с экспериментальными данными.

В последующих работах исследовался высоконапорный впрыск неогретой воды в расплав LBE с учетом кипения и межфазного тепло- и массообмена [136; 137]. Рассматривались также многосопловый впрыск, образование и перенос паровых пузырей и их влияние на интегральные характеристики системы [138—141]. Современные расчеты также направлены на детальное описание эволюции межфазной границы и формирования импульсов давления при контакте пара с расплавом LBE [142].

Стоит отметить, что наряду с представленными выше 2D/3D-моделями были разработаны и относительно простые 1D-модели, позволяющие удовлетворительно описывать расширение паровой каверны в расплаве и оценивать возникающие динамические нагрузки на окружающие конструкции [51; 143; 144].

Численное моделирование паровых взрывов одиночных капель расплава также является перспективным и активно развивающимся направлением. К настоящему времени выполнено сравнительно небольшое число таких работ; при этом рассматривалось различное число фаз и использовались разные подходы к описанию межфазных границ. В большинстве подобных расчетов также применяется метод VOF, описанный выше.

В трехфазной постановке [145; 146] методом VOF моделировалась двумерная осесимметричная фрагментация капли олова под действием внешнего импульса давления. Постановка задачи включала три фазы — расплав, воду и пар, а также учитывала фазовый переход (испарение и конденсацию) на границе вода – пар. Взаимодействие инициировалось волной давления, распространяющейся в воде. В расчетах было воспроизведено несколько стадий взаимодействия, включая рост возмущений поверхности расплава с последующим формированием тонких струек расплава и их распадом на мелкие капли. Результаты моделирования качественно согласуются с экспериментальными наблюдениями [91].

Гидродинамический подход к моделированию фрагментации капель расплава без учета паровой пленки и теплообмена был реализован в работах [147; 148], где расчеты выполнялись соответственно в двумерной и трехмерной постановках. Учитывались только две фазы — расплав и вода, основное внимание уделялось гидродинамическим аспектам взаимодействия без учета теплообмена. Исследовались гидродинамическая деформация капли на начальной стадии взаимодействия расплава с охлади-

телем, а также деформация и разрушение капли под действием интенсивных импульсов давления. Дополнительно изучалось влияние изменения поверхностного натяжения на скорость деформации капли. Показано, что существенная деформация и фрагментация капли возникают при амплитуде импульса давления порядка 50 бар, тогда как при импульсе 10 бар мелкодисперсная фрагментация отсутствует.

Для задач, в которых существенную роль играет движение отдельных капель или частиц в несущей среде, продуктивным может быть эйлерово-лагранжев подход, в котором течение несущей среды описывается в эйлеровых переменных, а движение отдельных частиц или капель отслеживается в лагранжевой системе координат [149; 150]. Такой подход позволяет эффективно моделировать движение большого числа дисперсных включений и их обмен импульсом и энергией с несущей фазой, однако, в отличие от VOF, не предполагает непосредственного разрешения формы и деформации межфазной поверхности отдельных капель.

1.5 Выводы по главе 1

Проведенный анализ свидетельствует о значительном объеме экспериментальных исследований взаимодействия воды с высокотемпературными жидкометаллическими расплавами и одновременно о существенном разнообразии применяемых подходов к его численному моделированию. Для его численного описания в настоящее время используются два основных взаимодополняющих класса методов. Многожидкостные модели позволяют эффективно описывать интегральную динамику сложных многофазных систем и применимы к расчетам крупномасштабных аварийных сценариев. Методы с разрешением межфазной поверхности, прежде всего VOF, позволяют более детально исследовать локальную структуру течения, движение и деформацию межфазных границ, образование паровых объемов и фрагментацию расплава.

При этом число двух- и трехмерных расчетов взаимодействия воды с тяжелыми расплавами, учитывающих одновременно многофазность течения и происходящий фазовый переход остается ограниченным, при-

менение VOF-подхода к подобным задачам и вовсе представлено лишь отдельными работами. Вместе с тем накопленный объем экспериментальных исследований сформировал обширную базу данных, которая может использоваться для валидации и дальнейшего развития численных моделей. Значение численного моделирования особенно возрастает ввиду сложности, высокой стоимости и потенциальной опасности проведения экспериментов по интенсивному взаимодействию расплава с водой и паровым взрывом, а также ограниченных возможностей непосредственного наблюдения быстропротекающих процессов внутри многофазной области. В этих условиях верифицированные численные модели позволяют дополнять экспериментальные исследования, представляя детальную информацию о пространственно-временной структуре течения, недоступную для прямого измерения.

Таким образом, дальнейшее развитие трехфазных моделей с детальным разрешением межфазных границ и их последующая валидация на экспериментальных данных представляются одним из важнейших направлений исследований взаимодействия воды с высокотемпературными расплавами.

Глава 2. Математическая модель

Одной из ключевых задач при численном моделировании многофазных течений является корректное описание межфазных границ. С физической точки зрения граница раздела несмешивающихся фаз является чрезвычайно тонкой и с гидродинамической точки зрения она представляет собой геометрическую поверхность, разделяющую фазы. При численном решении уравнений это приводит к значительным трудностям, поскольку в рамках эйлера подхода гидродинамические уравнения решаются на сетке с ячейками конечного размера, границы которых не совпадают с межфазной поверхностью. В результате часть ячеек пересекается границей раздела и содержит различные фазы в соответствующих частях объема. Математически эта проблема сводится к тому, что пространственные распределения объемных долей фаз представляют собой ступенчатые функции, скачком меняющиеся от 0 до 1 при переходе через границу раздела фаз. Такие функции трудно аппроксимировать на конечно-разностных сетках и решать для них дифференциальные уравнения с разрывными производными. Для описания таких разрывных межфазных границ в настоящей работе используется метод объема жидкости VOF, в котором положение интерфейса восстанавливается по распределению объемных долей фаз в расчетных ячейках.

2.1 Метод VOF: основные принципы и уравнения

В методе Volume of Fluid (VOF) [128; 129] разрывные функции, описывающие объемные доли фаз, заменяются сглаженными, каждой i -й фазе присваивается соответствующая объемная доля α_i , резкие межфазные границы представляются переходной зоной конечной толщины (см. рис. 2.1), в которой присутствуют сразу несколько фаз (при этом выполняется условие совместности фаз $\sum_i \alpha_i = 1$). В отличие от континуального метода, никакого осреднения по фазам в этой зоне не проводится, в частности, все присутствующие фазы обладают единой скоростью, так что происходит их

совместное перемещение. Эти особенности описания пространственных распределений фаз позволяют классифицировать VOF как метод «размытых» границ. Ключевое требование к методу численного расчета уравнений для объемных долей фаз состоит в том, что толщина области перекрытия объемных долей должна составлять не более 2–3 размеров ячеек разностной сетки (более резкие переходы приводят к неустойчивости алгоритмов), и она не должна увеличиваться по мере эволюции межфазной границы, чтобы не возникало взаимное проникновение фаз вычислительной природы.

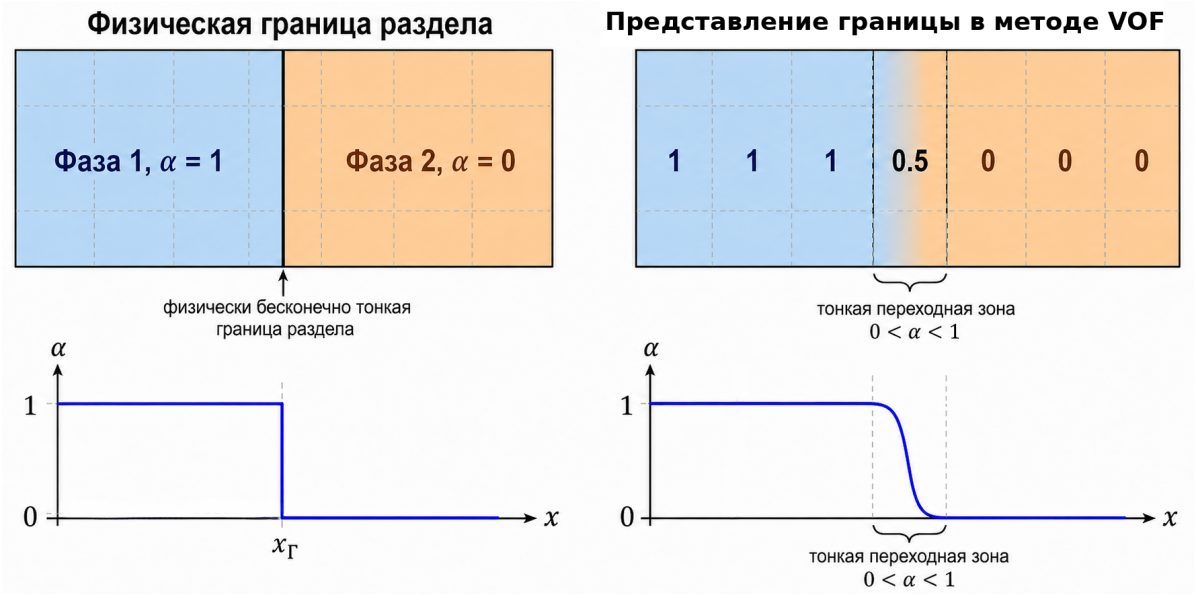


Рисунок 2.1 — Физическая граница раздела фаз и ее представление в методе VOF.

Таким образом, в методе VOF отслеживание межфазной границы осуществляется путем отслеживания во времени полей объемных долей фаз. Использование объемных долей вместо явного задания межфазной поверхности дает возможность описывать эволюцию течения на неподвижной эйлеровой сетке. Сама межфазная граница заменяется тонким переходным слоем, а ее геометрическая форма находится как изоповерхность заданного уровня объемной доли фазы (типичное значение — $\alpha_i = 0.5$).

В модели VOF рассматривается «эффективная» жидкость, свойства которой являются средневзвешенными по объемным долям фаз:

$$\rho = \sum_i \alpha_i \rho_i, \quad \rho h = \sum_i \alpha_i \rho_i h_i, \quad \mu = \sum_i \alpha_i \mu_i, \quad \lambda = \sum_i \alpha_i \lambda_i \quad (2.1)$$

Здесь ρ — плотность, h — удельная энтальпия, μ — динамическая вязкость, λ — теплопроводность.

Поля скорости, температуры и давления являются общими для всех фаз. Для такой «эффективной» среды необходимо решать уравнения Навье–Стокса совместно с уравнениями переноса объемных долей фаз.

В данной работе используется формулировка метода VOF, которая учитывает сжимаемость фаз (т. е. изменение плотности фазы в зависимости от температуры и давления), а также возможность фазового перехода. Рассматривается система из трех фаз: расплав (индекс m), вода (w), пар (v).

Обозначим массовую скорость испарения жидкости в единице объема через $\dot{m}_e$ (кг/(м³ · с)), а массовую скорость конденсации пара в единице объема через $\dot{m}_c$ (кг/(м³ · с)). Обе величины считаются положительными, поэтому суммарная скорость притока жидкости в единице объема составляет $\dot{m}_c - \dot{m}_e$. Для краткости введем суммарную массовую скорость фазового перехода на единицу объема $\Gamma = \dot{m}_e - \dot{m}_c$ (объемный источниковый член), для которой положительные значения соответствуют испарению, отрицательные — конденсации, $\Gamma = \Gamma_v = -\Gamma_w$.

Уравнение неразрывности для i -й фазы имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_i \alpha_i}{\partial t} + \nabla (\rho_i \alpha_i \mathbf{U}) = \Gamma_i \quad (2.2)$$

Здесь t — время, $\mathbf{U}$ — вектор скорости.

Суммирование уравнений (2.2) с учетом условия $\sum_i \alpha_i = 1$ дает уравнение неразрывности для смеси в целом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (2.3)$$

где $\rho = \sum_i \alpha_i \rho_i = \alpha_w \rho_w + \alpha_v \rho_v + \alpha_m \rho_m$ — плотность смеси.

Раскрывая производную по времени и оператор дивергенции в левой части, а также сгруппировав слагаемые, получим уравнение для переноса объемной доли α_i :

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \alpha_i + \alpha_i (\nabla \mathbf{U}) = -\frac{\alpha_i}{\rho_i} \frac{D \rho_i}{Dt} + \frac{\Gamma_i}{\rho_i} \quad (2.4)$$

Здесь $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla$ — субстанциональная производная. Просуммировав уравнения (2.4) по всем фазам, получим уравнение неразрывности для эффективной жидкости:

$$\nabla \mathbf{U} = -\sum_i \frac{\alpha_i}{\rho_i} \frac{D \rho_i}{Dt} + \Gamma \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_w} \right) \quad (2.5)$$

Первое слагаемое в правой части характеризует объемное расширение или сжатие смеси, обусловленное изменением плотности фаз, а второе описывает изменение объема при фазовом переходе воды в пар или пара в воду вследствие существенного различия их плотностей. Для смеси несжимаемых фаз в отсутствие фазового перехода дивергенция скорости равна нулю, несмотря на то что плотность смеси может меняться вследствие изменения объемных долей фаз.

Законы сохранения импульса и энергии принимают следующую форму:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \right) = -\nabla P + \nabla \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_s \quad (2.6)$$

$$\rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) h \right) = \frac{dP}{dt} + \nabla \lambda \nabla T - \Gamma \Delta H_{ev} \quad (2.7)$$

Здесь P и T — давление и температура, $\mathbf{g}$ — ускорение свободного падения, ΔH_{ev} — скрытая теплота парообразования. Тензор вязких напряжений определяется как $\boldsymbol{\tau} = \mu (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T - (2/3) \mathbf{I} (\nabla \cdot \mathbf{U}))$.

Сглаженная методом VOF межфазная поверхность требует применения специальных моделей для учета процессов, протекающих на границах раздела фаз, включая эффекты поверхностного натяжения, связанные с кривизной поверхности, и фазовые переходы. Как правило, поверхностные процессы представляются в виде эквивалентных объемных источников членов, действующих в тонкой зоне больших градиентов объемных долей фаз и обеспечивающих те же интегральные величины, что и соответствующие поверхностные источники.

Для моделирования эффектов поверхностного натяжения используется модель CSF (Continuous Surface Force [151]):

$$\mathbf{F}_s = \sum_i \mathbf{F}_{s,i} = \sigma_i \kappa_i \nabla \alpha_i \quad (2.8)$$

Здесь σ_i — коэффициент поверхностного натяжения i -й жидкости на границе раздела с паром, $\kappa_i = -\nabla (\nabla \alpha_i / |\nabla \alpha_i|)$ — кривизна поверхности i -й жидкости. Такое представление является допустимым вследствие минимального прямого контакта воды и расплава в рассматриваемых условиях.

Сила $\mathbf{F}_{s,i}$ действует перпендикулярно поверхности раздела (по направлению градиента объемной доли фазы) и приводит к возникновению скачка давления на искривленной межфазной поверхности, величина которого

определяется законом Лапласа. Модель CSF хорошо дополняет метод VOF, потому что она переводит поверхностное натяжение — по природе силовую нагрузку, действующую на резкой границе — в объемную силу, распределенную в окрестности интерфейса. Благодаря этому CSF легко интегрируется в уравнения движения и не требует явной геометрической реконструкции границы.

2.2 Модель фазового перехода

Фазовый переход происходит на линии насыщения, а температура насыщения является функцией давления:

$$T_{\text{sat}} = T_{\text{sat}}(P_{\text{sat}}) \quad (2.9)$$

В отсутствие значительных перепадов давления температура насыщения может быть принята постоянной. В более общем случае необходимо учитывать зависимость (2.9) в соответствии с уравнением Клапейрона–Клаузиуса [18]:

$$\frac{dP_{\text{sat}}}{dT_{\text{sat}}} = \frac{L}{T_{\text{sat}}(v_v - v_l)} \quad (2.10)$$

где v_v и v_l — удельные объемы пара и жидкости на линии насыщения, L — теплота испарения.

В условиях, когда плотность пара значительно ниже плотности жидкости, уравнение (2.10) имеет приближенное решение:

$$\frac{P_{\text{sat}}}{P_0} = \exp \left[\frac{LW}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{\text{sat}}} \right) \right] \quad (2.11)$$

где P_0 — давление насыщения при температуре T_0 (например, для воды $P_0 = 1$ атм при $T_0 = 373.15$ К), W — молярная масса вещества, $R = 8.314$ Дж/(моль·К) — универсальная газовая постоянная.

Из уравнения (2.11) можно получить обратную зависимость:

$$\frac{T_{\text{sat}}}{T_0} = \frac{1}{1 - \frac{RT_0}{LW} \ln \left(\frac{P_{\text{sat}}}{P_0} \right)} \quad (2.12)$$

Уравнения (2.9)–(2.12) определяют положение линии фазового равновесия и позволяют для заданного давления определить соответствующую температуру насыщения T_{sat} .

В свою очередь, величина $T - T_{\text{sat}}$ определяет фазовый переход: при $T > T_{\text{sat}}$ возможно испарение, а при $T < T_{\text{sat}}$ — конденсация. Однако отклонение от температуры насыщения само по себе не задает скорость фазового перехода. По аналогии с силой поверхностного натяжения межфазный массовый поток необходимо преобразовать в эквивалентный объемный источник, локализованный в области межфазной границы [152]. В используемой численной постановке этот источник задается через объемные скорости испарения $\dot{m}_e$ и конденсации $\dot{m}_c$.

Одним из наиболее распространенных подходов к моделированию фазового перехода на практике является модель Ли [153], в которой скорость фазового перехода считается пропорциональной локальному отклонению температуры от температуры насыщения и количеству расходуемой фазы. Для испарения и конденсации используются соответственно соотношения:

$$\dot{m}_e = \rho_l \alpha_l C_{lv} \frac{\max(T - T_{\text{sat}}, 0)}{T_{\text{sat}}} \quad (2.13)$$

$$\dot{m}_c = \rho_v \alpha_v C_{vl} \frac{\max(T_{\text{sat}} - T, 0)}{T_{\text{sat}}} \quad (2.14)$$

где C_{lv} и C_{vl} — модельные коэффициенты с размерностью с^{-1} , задающие характерные времена испарения и конденсации соответственно.

Основной неопределенностью модели Ли является выбор коэффициентов C_{lv} и C_{vl} . С физической точки зрения интенсивность межфазного массопереноса может быть оценена, например, с использованием кинетического соотношения Герца–Кнудсена:

$$F = \beta \sqrt{\frac{W}{2\pi R T_{\text{sat}}}} (P^* - P_{\text{sat}}) \quad (2.15)$$

где F — массовый поток через межфазную поверхность, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, а β — коэффициент аккомодации.

При использовании дополнительных предположений о геометрии межфазной поверхности и уравнения (2.10) такая зависимость может быть

приведена к форме, соответствующей модели Ли с выражением для коэффициента:

$$C_{vl} = \frac{6}{d} \beta \sqrt{\frac{W}{2\pi R T_{\text{sat}}}} L \left(\frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \right) \quad (2.16)$$

где d — характерный масштаб межфазной структуры.

Данная оценка показывает, что коэффициент модели Ли может зависеть от локальных параметров межфазного переноса и характерного масштаба интерфейса. Однако непосредственное использование такой оценки в VOF-расчетах практически невозможно без введения дополнительных аппроксимаций, поскольку межфазная поверхность не задается явно и ее локальный характерный масштаб d должен определяться приближенно по полю объемной доли соответствующей фазы.

Для численного замыкания модели Ли в работе [154] коэффициент при испарении предложили определять непосредственно из локального теплового баланса в межфазной области. Температура жидкости в ячейке, соседней с межфазной ячейкой, во время испарения принимается равной температуре насыщения; движущей силой фазового перехода считается теплопроводность между ячейкой, содержащей границу раздела, и соседней жидкостной ячейкой.

Основываясь на законе Фурье, локальный тепловой поток при испарении можно представить в виде:

$$q = \lambda_l \frac{T - T_{\text{sat}}}{\delta_T} \quad (2.17)$$

где λ_l — теплопроводность жидкости, δ_T — характерное расстояние, на котором определяется температурный перепад.

Соответствующая объемная скорость фазового перехода определяется из теплового баланса при фазовом переходе:

$$\dot{m}_e \Delta H_{\text{ev}} = q \frac{A_i}{V_{\text{cell}}} \quad (2.18)$$

где A_i/V_{cell} — удельная площадь межфазной поверхности в расчетной ячейке.

Подставляя (2.17) в (2.18), получаем

$$\dot{m}_e = \frac{\lambda_l}{\Delta H_{\text{ev}} \delta_T} \frac{A_i}{V_{\text{cell}}} (T - T_{\text{sat}}) \quad (2.19)$$

Учитывая выражение Ли (2.13) при $T > T_{\text{sat}}$ и сопоставляя с (2.19), получаем явное выражение для коэффициента интенсивности фазового перехода:

$$C_{lv} = \frac{\lambda_l T_{\text{sat}}}{\rho_l \alpha_l \Delta H_{\text{ev}} \delta_T} \frac{A_i}{V_{\text{cell}}} \quad (2.20)$$

Таким образом, при помощи методики, предложенной в [154] коэффициент испарения в модели Ли определяется локально через теплофизические свойства жидкости, объемную долю фазы, пространственное разрешение и геометрию межфазной области и различается по ячейкам расчетной области.

Удельная площадь межфазной поверхности численно аппроксимируется градиентом объемной доли воды: $A_i/V_{\text{cell}} = |\nabla \alpha_w|$. В используемой реализации характерное расстояние δ_T аппроксимируется как расстояние между межфазной границей и центром соседней жидкостной ячейки: $\delta_T = (0.5 + 0.5\alpha_w) \Delta x$, где Δx — характерный размер расчетной ячейки.

После всех подстановок в (2.20) и учитывая трехмерность решаемых задач путем добавления поправки $3\sqrt{2}/5$ получаем:

$$C_{lv} = \frac{3\sqrt{2} \lambda_w T_{\text{sat}} |\nabla \alpha_w|}{5 \rho_w \alpha_w (0.5 + 0.5\alpha_w) \Delta x \Delta H_{\text{ev}}} \quad (2.21)$$

Подстановка полученного коэффициента в исходное выражение Ли (2.13) приводит к окончательной форме объемного источника испарения, используемой в расчетах:

$$\Gamma = \frac{3\sqrt{2} \lambda_w |\nabla \alpha_w|}{5 (0.5 + 0.5\alpha_w) \Delta x \Delta H_{\text{ev}}} \max(T - T_{\text{sat}}, 0) \quad (2.22)$$

Полученное выражение исключает необходимость задания постоянно-го эмпирического коэффициента C_{lv} в модели [153]. Интенсивность фазового перехода определяется локально, а множитель $|\nabla \alpha_w|$ обеспечивает локализацию объемного источника в переходной зоне.

2.3 Граничные условия

Граничные условия для полей скорости U , давления p , температуры T и объемных долей фаз α_i задавались в соответствии с физической

постановкой каждой из рассматриваемых задач. Используемые условия приведены в табл. 1.

На входной границе в задаче о взаимодействии непрерывной струи воды с расплавом задавались скорость и температура поступающей воды: $U = U_{in}$, $T = T_{in}$, $\alpha_w = 1$. Для давления использовалось условие нулевого нормального градиента.

Для всех задач на открытых границах задавались условия постоянного значения объемных долей фаз. Для скорости использовались «мягкие» граничные условия, выражающиеся как равенство нулю производной соответствующей величины по нормали к границе. Такие условия позволяют потоку покидать расчетную область, или входить обратно в область при возникновении отрицательных вертикальных скоростей на верхней границе расчетной области, в таком случае в расчетную область поступает паровая фаза. Для задач взаимодействия струй с расплавами давление на открытых границах принято атмосферным, $p_0 = P_{atm}$, тогда как для задачи с фрагментацией капли оно изменяется во времени по заданной зависимости $p_0 = P_{bnd}(t)$, см. табл. 2. Для температуры на открытых границах задаются нулевые нормальные градиенты.

На твердых стенках задается условие прилипания для скорости $U = 0$. Стенки принимаются адиабатическими, $\partial T / \partial n = 0$. Для давления и объемных долей фаз в этом случае также принимаются нулевые нормальные градиенты.

В задаче о фрагментации капли и импульсной струе для сокращения вычислительных затрат вследствие симметрии течения расчеты проводились в области, покрывающей лишь часть объема. На границах, соответствующих плоскостям симметрии нормальная составляющая скорости обращалась в нуль, нормальные производные касательной составляющей скорости и скалярных величин T , p и α_i принимались также равными нулю.

2.4 Численная реализация

Сформулированная численная модель реализована в программном пакете с открытым исходным кодом OpenFOAM-v2406 [155]. Разработанный

Таблица 1 — Граничные условия расчетных задач

Граница	Поле	Граничное условие	Задача
Входная граница	$\mathbf{U}$	$\mathbf{U} = \mathbf{U}_{\text{in}}$	Непрерывная струя (раздел 4.2)
	T	$T = T_{\text{in}}$	
	α_i	$\alpha_w = 1, \quad \alpha_v = \alpha_m = 0$	
	p	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	
Открытая граница	$\mathbf{U}$	$\begin{cases} \mathbf{U} = 0, & \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} < 0, \\ \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial n} = 0, & \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} \geq 0 \end{cases}$	Все задачи
	T	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	
	α_i	$\begin{cases} \alpha_w, \alpha_m = 0, & \alpha_v = 1, & \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} < 0, \\ \frac{\partial \alpha_i}{\partial n} = 0, & & \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} \geq 0 \end{cases}$	
	p	$p_0 = P_{\text{atm}}$	Струи (разделы 4.1, 4.2)
	p	$p_0 = P_{\text{bnd}}(t)$	Капля (раздел 3)
Твердая стенка	$\mathbf{U}$	$\mathbf{U} = 0$	Все задачи
	T	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	
	p	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	
	α_i	$\frac{\partial \alpha_i}{\partial n} = 0$	
Плоскость симметрии	$\mathbf{U}$	$\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{U}_\tau}{\partial n} = 0$	Капля, струя (разделы 3, 4.1)
	T, p, α_i	$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial \alpha_i}{\partial n} = 0$	

расчетный модуль `fsiFoam` позволяет моделировать течения несмешивающихся сжимаемых фаз, разделенных границами, отслеживаемыми методом VOF, при наличии фазовых переходов.

Для дискретизации определяющих уравнений используется метод конечных объемов, основанный на интегральной формулировке законов сохранения. Расчетная область разбивается на конечное число контрольных объемов, совпадающих с ячейками расчетной сетки. Искомые величины определяются в центрах ячеек, а потоки массы, импульса и энергии вычисляются на их гранях.

Уравнение переноса произвольной величины φ в общем виде может быть представлено как

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \varphi) - \nabla \cdot (\rho \Gamma_{\varphi} \nabla \varphi) = S_{\varphi} \quad (2.23)$$

Здесь Γ_{φ} — коэффициент диффузии, S_{φ} — источниковый член. После интегрирования по контрольному объему и применения теоремы Остроградского–Гаусса дивергентные члены преобразуются в потоки через грани ячеек. В результате система дифференциальных уравнений сводится к системе линейных алгебраических уравнений

$$a_P \varphi_P + \sum_N a_N \varphi_N = b \quad (2.24)$$

Здесь a_P и a_N — коэффициенты для рассматриваемой и соседних ячеек, b — правая часть уравнения, включающая известные источниковые члены.

Для дискретизации по времени использовалась неявная схема Эйлера первого порядка. Конвективные члены уравнений движения и энергии аппроксимировались противопоточной схемой первого порядка, обеспечивающей устойчивость решения при наличии значительных градиентов и интенсивной конвекции. Градиентные и диффузионные члены аппроксимировались центрально-разностной схемой.

Для переноса объемных долей фаз применялась TVD-схема с ограничителем потока ван Лира [156]. Решение уравнений переноса объемных долей фаз выполнялось с использованием алгоритма MULES [157], обеспечивающего ограниченность решения в физических пределах: $0 \leq \alpha_i \leq 1$, $\sum_i \alpha_i = 1$. Для уменьшения численного размытия межфазной границы в уравнения переноса вводился дополнительный сжимающий член, локализованный в переходной области между фазами. Такое сочетание позволяет

сохранять достаточно резкое представление межфазных границ и одновременно обеспечивать монотонность решения.

Для согласования полей давления и скорости используется алгоритм PISO [156]. На каждом временном шаге выполняется решение уравнения импульса с последующим уточнением поля давления и коррекцией скорости и массовых потоков. В рассматриваемой сжимаемой многофазной постановке при формировании поля давления учитывается изменение плотности фаз, обусловленное изменением их термодинамического состояния и фазовым переходом.

Полученные системы линейных алгебраических уравнений решались с использованием соответствующих итерационных методов. Система уравнений для давления решалась геометро-алгебраическим многосеточным методом GAMG [156], для остальных уравнений использовался симметричный метод Гаусса-Зейделя.

Временной шаг изменялся в процессе расчета в соответствии с ограничением на максимальное число Куранта $Co_{\max} = 0.5$. Такое ограничение обеспечивает необходимое временное разрешение движения межфазных границ и быстро протекающих нестационарных процессов.

В расчетном модуле `fcFoam` также реализована возможность использования адаптивных динамически перестраиваемых расчетных сеток. Адаптивное измельчение сетки (AMR) основано на локальном изменении ее топологии в областях межфазных границ. Ячейки, в которых значения объемной доли фазы попадают в заранее заданный диапазон, последовательно измельчаются до установленного уровня N , при этом характерный размер ячейки уменьшается в 2^N раз. Между областями с различным уровнем разрешения формируются буферные слои, обеспечивающие плавный переход между участками сетки.

После перестроения сетки расчетные поля переносятся на новую сетку, а потоки через грани ячеек корректируются [158]. Такой подход обеспечивает повышение пространственного разрешения в областях интенсивного межфазного взаимодействия без равномерного измельчения всей расчетной области.

Перестроение сетки выполняется каждые 5–10 временных шагов (в зависимости от характерной скорости развития течения в рассматриваемой

задаче) и обеспечивает своевременное отслеживание межфазных границ в процессе расчета.

2.5 Верификация математической модели

Численная модель, лежащая в основе расчетного модуля, прошла верификацию на одномерной задаче Стефана и двумерной задаче о пленочном кипении на горизонтальной пластине.

2.5.1 Задача Стефана

Рассматривается распространение фронта испарения в насыщенной жидкости, контактирующей с горячей стенкой. Аналитическое решение для определения положения интерфейса и температуры можно представить как [159; 160]:

$$x(t) = 2\beta \sqrt{\frac{\lambda_v t}{\rho_v c_{p,v}}} \quad (2.25)$$

$$T(x, t) = T_{\text{wall}} + \frac{T_{\text{sat}} - T_{\text{wall}}}{\text{erf}(\beta)} \text{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{t\lambda_v/(\rho_v c_{p,v})}}\right) \quad (2.26)$$

Здесь $\text{erf}(\beta)$ — функция ошибок, а β определяется трансцендентным уравнением: $\beta \exp(\beta^2) \text{erf}(\beta) = c_{p,v}(T_w - T_{\text{sat}})/(h_{lv}\sqrt{\pi})$.

Расчеты проводились при следующих параметрах: насыщенная вода при температуре $T_{\text{sat}} = 373.15$ К нагревается стенкой, которая горячее воды на $\Delta T = 5$ К, плотность воды $\rho_w = 958.4$ кг/м³ и пара $\rho_v = 0.581$ кг/м³, соответствующие удельные теплоемкости $c_{p,w} = 4216$ Дж/(кг·К) и $c_{p,v} = 2030$ Дж/(кг·К), теплопроводности $\lambda_w = 0.65$ Вт/(м·К) и $\lambda_v = 0.0246$ Вт/(м·К), скрытая теплота парообразования $\Delta H_{ev} = 2.26$ МДж/кг.

На рис. 2.2 представлена зависимость положения фронта испарения от времени. Сплошная линия представляет аналитическое решение; точки

соответствуют численному моделированию, выполненному *fsiFoam* на трех сетках с различным размером ячейки. Видно, что численные результаты сходятся к точному аналитическому решению [159; 160].

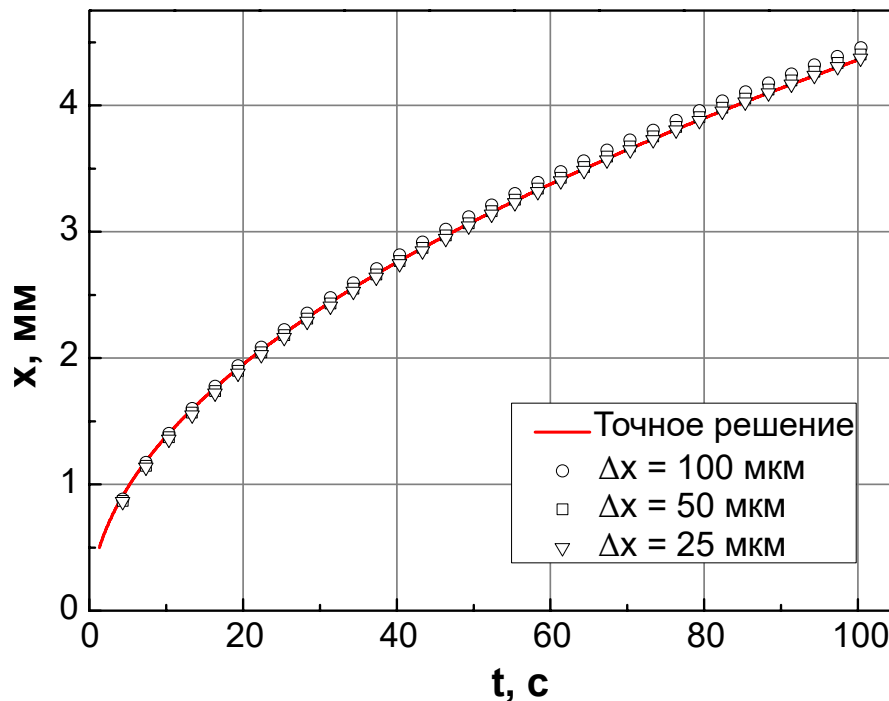


Рисунок 2.2 — Одномерная задача Стефана: верификация численных решений, полученных на разных сетках (точки) с аналитическим решением (сплошная кривая).

В нескольких расчетных вариантах изменялись плотность и теплопроводность воды. Согласно аналитическому решению (2.25), эти свойства жидкой фазы непосредственно не определяют положение интерфейса. В рассмотренных вариантах (см. рис. 2.3) заметного влияния этих параметров на положение интерфейса не выявлено.

2.5.2 Пленочное кипение на горизонтальной пластине

В качестве второй верификационной задачи рассматривалась задача в двумерном приближении о пленочном кипении на горизонтальной пластине. Эта задача использовалась для верификации моделей испарения во многих работах, в частности в [154; 160]. Здесь моделирование проводилось

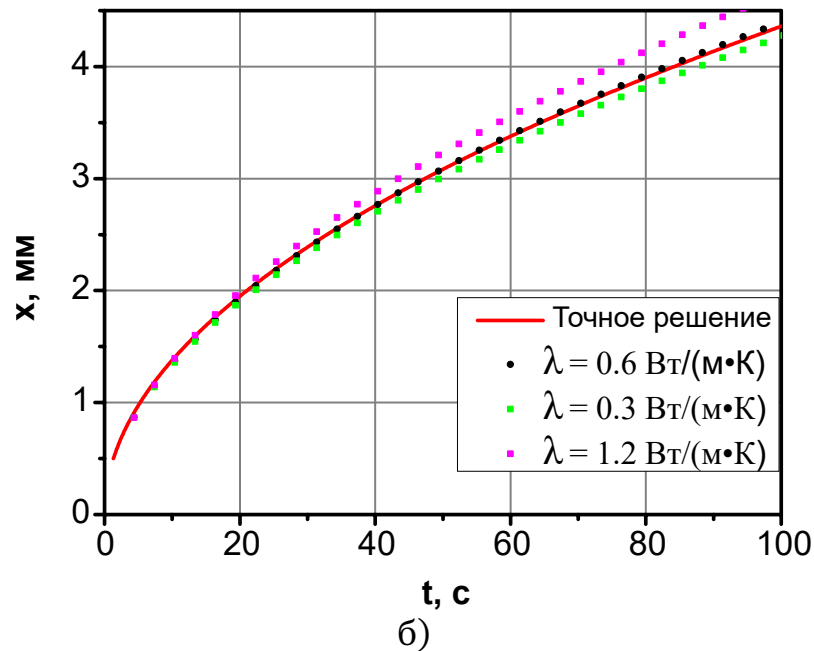
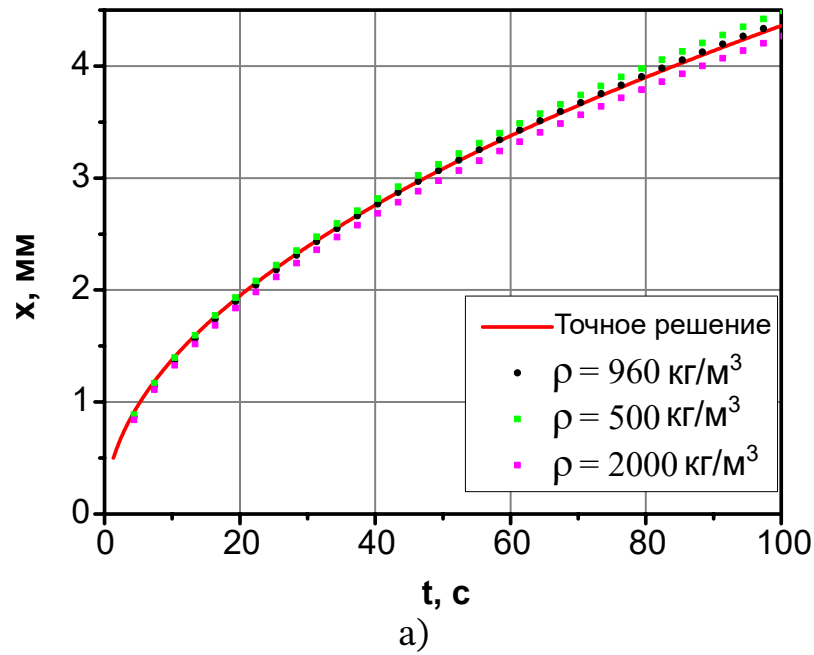


Рисунок 2.3 — Одномерная задача Стефана: сравнение результатов при различной: а) плотности воды; б) теплопроводности воды.

для тех же параметров модели, что и в [160]: пространство выше горизонтальной стенки заполнено насыщенной жидкостью при температуре $T_{sat} = 500.15$ K, разница температур между стенкой и жидкостью равна $\Delta T = 5$ K. Соответствующие свойства жидкости и пара: плотности $\rho_l = 200$ кг/м³ и $\rho_v = 5$ кг/м³, динамические вязкости $\mu_l = 0.1$ Па·с и $\mu_v = 5 \cdot 10^{-3}$ Па·с, удельные теплоемкости $c_{p,l} = 400$ Дж/(кг·K) и $c_{p,v} = 200$ Дж/(кг·K), теплопроводности $\lambda_l = 40$ Вт/(м·K) и $\lambda_v = 1$ Вт/(м·K) соответственно, скрытая теплота парообразования $\Delta H_{ev} = 10$ кДж/кг, поверхностное натяжение $\sigma = 0.1$ Н/м.

Горячая нижняя стенка отделена от насыщенной воды паровой пленкой. Изначально задается небольшое начальное возмущение границы между водой и паром. Толщина паровой пленки y описывается как функция горизонтальной координаты x :

$$y = \frac{\lambda_0}{128} \left[4.0 + \cos \left(\frac{2\pi x}{\lambda_0} \right) \right] \quad (2.27)$$

где λ_0 — это ширина пленки, равная «наиболее опасной» длине волны Тейлора [161]:

$$\lambda_0 = 2\pi \left[\frac{3\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g} \right]^{1/2} \quad (2.28)$$

g — ускорение свободного падения.

Со временем развивается периодический рост грибовидных пузырьков пара (см. рис. 2.4), приводящий к колебаниям теплового потока на нижней пластине и осциллирующему поведению числа Нуссельта.

Усредненное по пространству число Нуссельта Nu на нижней стенке (направленной вдоль оси x) вычисляется путем интегрирования локального числа Нуссельта Nu_l , определяемого формулой

$$Nu_l = \frac{\lambda'}{\Delta T} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.29)$$

где λ' — характерная длина.

$$\lambda' = \left[\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g} \right]^{1/2} \quad (2.30)$$

Тогда, среднее число Нуссельта равно:

$$Nu = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\lambda'}{\Delta T} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} dx \quad (2.31)$$

При моделировании ширина нижней пластины принималась равной $L = \lambda_0/2$.

На рис. 2.5 представлено изменение числа Нуссельта во времени, демонстрирующее, что после первых нескольких циклов процесс становится периодическим (приблизительно через 1.2 с), когда за отрывом пузырька следует образование последующего пузырька с периодом около 0.4 с.

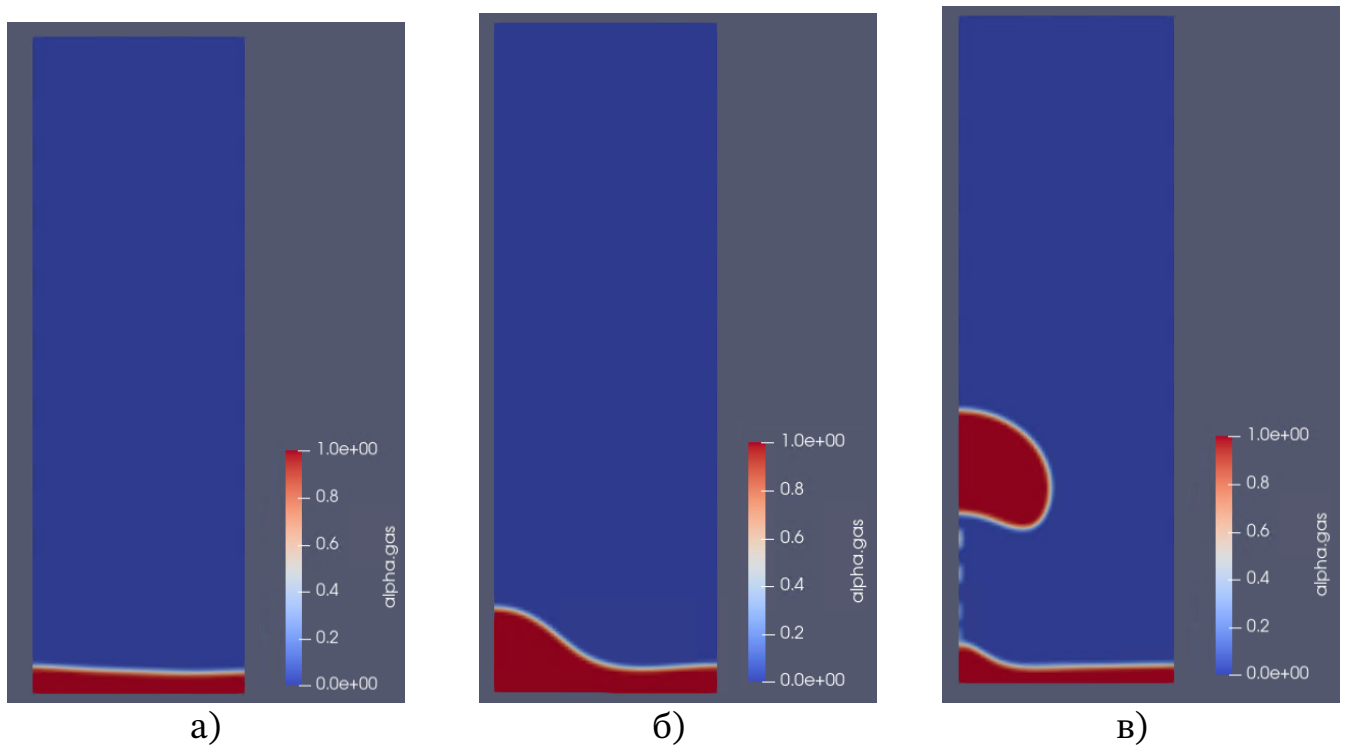


Рисунок 2.4 — Двумерное пленочное кипение: объемная доля пара в моменты времени : а) $t = 0.1$ мс; б) $t = 0.4$ мс; в) $t = 0.6$ мс.

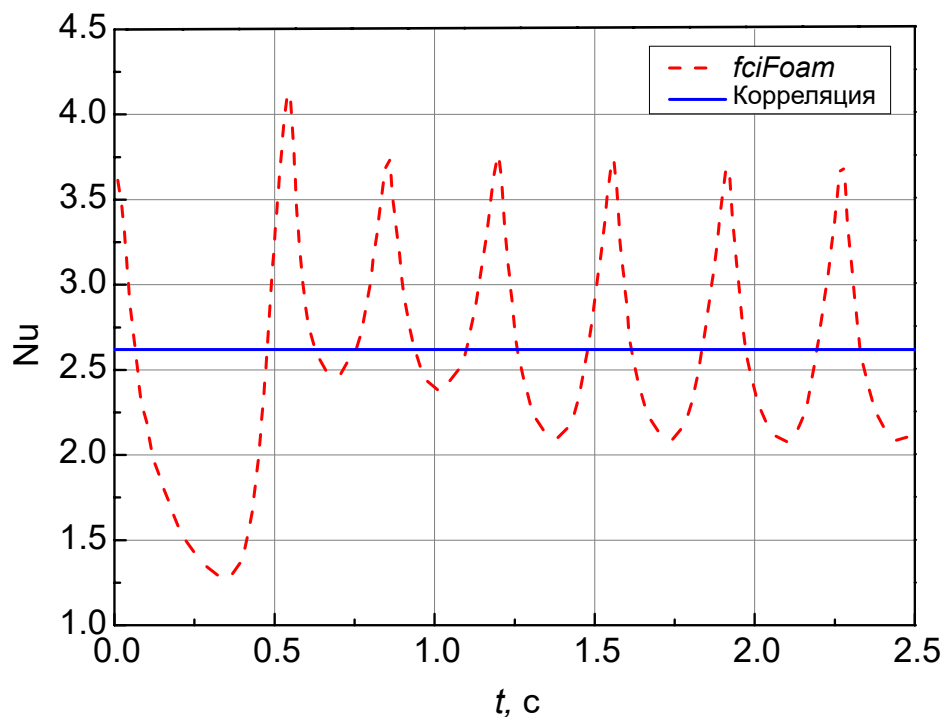


Рисунок 2.5 — Двумерное пленочное кипение: сравнение числа Нуссельта с аналитической корреляцией [161].

Усредненное по времени число Нуссельта можно получить, усредняя число Нуссельта (2.31) за несколько периодов на этапе, когда колебания становятся периодическими (см. три последних колебания на рис. 2.5). Для

текущего численного моделирования полученное среднее по времени число Нуссельта составило 2.56, что достаточно хорошо согласуется с аналитическим решением [161], показанным на рис. 2.5 сплошной линией (отклонение не превышает 2.5%). Это согласие весьма хорошее, если учесть, что в других подобных численных работах расхождение чисел Нуссельта достигало около 30%.

Полученные результаты являются обоснованием возможности использования разработанного расчетного модуля для задач взаимодействия высокотемпературного расплава с водой, ключевой особенностью которых является образование больших объемов пара при вскипании воды.

2.6 Выводы по главе 2

Численное моделирование задач взаимодействия высокотемпературного расплава с водой требует совместного учета ряда взаимосвязанных физических механизмов. Существенные изменения давления могут приводить к значительным изменениям объема пара и обуславливают необходимость учета сжимаемости фаз, а интенсивный теплообмен между расплавом и водой — явного описания фазового перехода вода – пар. Кроме того, характер течения определяется движением, сильной деформацией и возможной фрагментацией межфазных границ, что требует их непосредственного разрешения в расчетной области.

Для решения данного класса задач был разработан расчетный модуль fciFoam, основанный на VOF-подходе и предназначенный для моделирования сжимаемых многофазных течений с интенсивным межфазным тепло- и массообменом. В модуле реализована модель фазового перехода вода – пар, в которой скорость испарения определяется на основе локального теплового баланса и не требует задания пользователем эмпирических коэффициентов.

Дополнительной особенностью разработанного модуля является возможность применения адаптивно перестраиваемых расчетных сеток. Локальное измельчение сетки в областях высоких градиентов позволяет повысить пространственное разрешение при описании отдельных капель,

струй и других мелкомасштабных элементов течения без чрезмерного увеличения числа ячеек во всей расчетной области.

Реализованная математическая модель была верифицирована на тестовых задачах. Применимость расчетного модуля к моделированию задач взаимодействия высокотемпературного расплава с водой, сопровождающихся интенсивным парообразованием, деформацией и фрагментацией межфазных границ, будет оценена путем качественного и количественного сопоставления расчетных результатов с известными экспериментальными данными.

Глава 3. Паровой взрыв одиночной капли расплава в воде

Паровой взрыв одиночной капли расплава представляет собой модельную постановку для исследования локальных механизмов взаимодействия расплава с водой. Особый интерес представляет недостаточно изученный механизм термической фрагментации расплава, связанный со схлопыванием паровой пленки, локальным взаимодействием воды с поверхностью капли и развитием интенсивных деформаций межфазной границы. Рассмотрение этих процессов на масштабе единичной капли позволяет лучше понять механизмы фрагментации расплава при крупномасштабных паровых взрывах.

3.1 Геометрия и параметры расчетов

Все численные расчеты выполнены на основе двух рассматриваемых типов взаимодействия расплава с водой: 1) неподвижная капля в покоящейся воде и 2) капля, движущаяся в покоящейся воде вертикально с заданной начальной скоростью.

Рассматривается сферическая капля расплава, окруженная паровой пленкой; окружающее пространство заполнено водой при температуре ниже температуры насыщения (недогретой водой). Во всех расчетах начальные температуры расплава, воды и пара составляют соответственно 973 К, 293 К и 373 К (температура насыщенного пара), кроме варианта F1, соответствующего эксперименту [91], где температура воды $T_w = 338$ К. Радиус капли в задачах различается, для вариантов C1–C5 он составляет $R_m = 3.36$ мм, для всех остальных вариантов $R_m = 2.5$ мм. Задаваемая начальная толщина паровой пленки составляет либо $\delta_v = 0.5$ мм для всех вариантов с $R_m = 3.36$ мм, либо $\delta_v = 0.4$ для вариантов с меньшим диаметром капли расплава. Эти значения соответствуют относительной толщине паровой пленки $\delta_v/R_m \approx 0.15$ и были выбраны на основании работ [145; 146], в которых выполнялось двумерное моделирование (например, в работе [145] для капли диаметром 2.54 мм задавалась паровая пленка толщиной 0.3 мм, а в работе [146] для капли диаметром 5 мм толщина паровой пленки составляла от 0.3 до 0.7 мм).

Для первоначально неподвижной капли расплава расчеты проводились в кубической расчетной области, охватывающей $1/8$ полного пространства ($0 \leq x, y, z \leq L$), с длиной ребра $L = 7.22$ мм. Использовалась равномерная расчетная сетка $200 \times 200 \times 200$, содержащая 8 млн ячеек. На трех гранях, проходящих через начало координат, задавались условия симметрии. Для моделирования начальных возмущений границы раздела вода – пар на ней задавались малые возмущения в форме полусферических выступов радиусом 0.3 мм, выпуклых в сторону капли. Центры выступов располагались на границе раздела вода – пар вдоль линий сферических координат, соответствующих полярным углам 0, 15, 30, 45, 60, 75 и 90° (угол отсчитывался от оси z). Число выступов на соответствующих линиях составляло 1, 3, 3, 5, 5, 7 и 7; таким образом, на $1/8$ полной поверхности задавалось 31 возмущение. Среднее расстояние между их центрами составляло около 0.43 мм; эту величину можно рассматривать как характерную длину волны возмущений, соответствующую развитию неустойчивости Рэлея — Тейлора (для сравнения, в работах [145; 146] для возмущений принималась длина волны 0.47 мм).

Случай первоначально движущейся капли расплава рассматривался в системе отсчета, связанной с каплей. В этой системе координат капля покоится, а вода движется вверх, в положительном направлении оси z , со скоростью v_d . Расчетная область охватывала $1/4$ полного пространства и имела форму прямоугольного параллелепипеда с поперечным размером $L = 10$ мм и высотой $H = 20$ мм (рис. 3.1). В данном случае использовалась равномерная сетка $150 \times 150 \times 300$, содержащая 6.75 млн ячеек; на границах $x = 0$ и $y = 0$ задавались условия симметрии. Начальное состояние системы перед приходом импульса давления формировалось путем предварительного расчета, в ходе которого устанавливались квазистационарное поле течения и форма парового пузыря. Продолжительность этого этапа зависела от задаваемой скорости воды и будет указана в следующем разделе. Начальные возмущения межфазной границы вода – пар в данном случае не задавались.

Все внешние границы расчетной области считались открытыми; на них задавалось равномерно распределенное давление окружающей среды. Давление на границе изменялось во времени по одному из двух законов: с формированием скачка давления с экспоненциальным затуханием (3.1) либо с резким линейным нарастанием и последующим быстрым спадом дав-

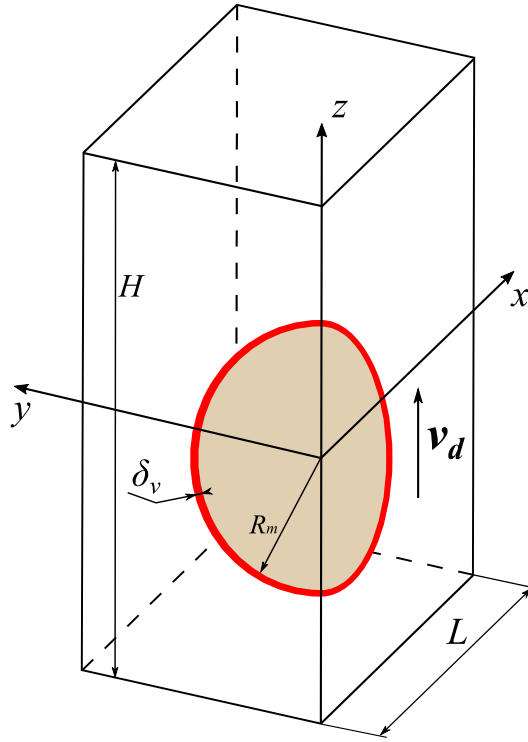


Рисунок 3.1 — Схема расчетной области для фрагментации капли расплава в потоке воды (показана 1/4 полной области): стрелкой обозначена скорость набегающего потока v_d ; серым цветом показан расплав, красным — паровая пленка, окружающее пространство заполнено водой.

ления (3.2):

$$P_{bnd} = P_a + (P_0 - P_a) \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right) \quad (3.1)$$

$$P_{bnd} = \begin{cases} P_a + 2(P_0 - P_a)\frac{t}{t_0}, & 0 \leq t \leq \frac{t_0}{2}, \\ P_0 - 2(P_0 - P_a)\frac{t - \frac{t_0}{2}}{t_0}, & \frac{t_0}{2} < t \leq t_0, \\ P_a, & t > t_0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Данные граничные условия моделируют воздействие волны давления в момент времени $t = 0$: давление мгновенно возрастает от начального значения $P_a = 1$ бар до максимального значения P_0 , после чего уменьшается до P_a с характерным временем t_0 . Следует отметить, что интенсивность волны давления, распространяющейся при паровом взрыве в многофазной смеси, зависит, в частности, от концентрации расплава и объемного паросодержания [35; 51]. Поэтому как P_0 и t_0 , так и сама зависимость давления от времени являются неопределенными параметрами. В настоящей работе

заданные эмпирически профили давления (3.1) и (3.2) используются для параметрического исследования взаимодействия расплава с водой. Параметры всех расчетных вариантов приведены в табл. 2.

Таблица 2 — Расчетные варианты задачи взрыва одиночной капли расплава

Вариант	Скорость капли, м/с	Максимальное давление, бар	Характерное время, мкс	Закон изменения давления
C1	0	80	100	(3.1)
C2	0	80	30	
C3	0	40	100	
C4	0	40	30	
C5	0	80	70	
F1	0	100	20	(3.2)
V1	0.15	80	20	
V2	0.3	10	20	
V3	0.5	10	20	
B1, B2	0	10	20	

Для разрешения мелкомасштабных особенностей взаимодействия расчеты выполнялись в существенно меньшей вычислительной области, чем в работах [145—148]: расчетная область охватывает каплю и объем воды, достаточный для того, чтобы паровой пузырь оставался внутри расчетной области в течение нескольких осцилляций; ее характерный размер составлял около 2–4 диаметров капли. В такой ограниченной области невозможно точно воспроизвести распространение инициирующей волны давления в воде от удаленного источника, как это выполнялось в указанных работах, где размер расчетной области составлял порядка 30 диаметров капли и более. Поэтому использовался упрощенный подход: действие инициирующего импульса давления моделировалось заданием однородного, но изменяющегося во времени давления на всех открытых границах расчетной области. Иными словами, распределение давления, соответствующее распространяющейся волне, заменялось одновременным всесторонним сжатием, а возможные деформация капли и возникновение относительной скорости между каплей и водой вследствие прохождения импульса не учитывались. В расчетах по двухфазной модели [147; 148] было показано, что существенная деформация

и фрагментация капли возникают при амплитуде импульса давления порядка 50 бар, тогда как при импульсе 10 бар мелкодисперсная фрагментация отсутствует. Такое упрощение относится только к относительно короткому периоду инициирования длительностью до 100 мкс, тогда как последующая эволюция капли расплава и парового пузыря, продолжающаяся примерно на порядок дольше, происходит при постоянном внешнем давлении. Подобная постановка также позволяет исследовать взаимодействие расплава с водой при воздействии совокупности водяных микроструй, предполагаемых во многих моделях фрагментации [91; 104; 105], отделяя этот механизм от влияния внешнего гидродинамического потока и неустойчивости капли, вызванной односторонним воздействием инициирующей ударной волны. Это может быть полезно для интерпретации взаимодействия расплава с водой в условиях экспериментов SDSE, в которых медленно движущиеся капли подвергаются взрывной фрагментации вследствие инициирующего импульса давления в воде.

Материалом капли при численном моделировании служил расплав олова — металла с относительно низкой температурой плавления, часто используемого в экспериментах по взаимодействию расплава с теплоносителем (см., например, [91; 95]). Свойства олова были приняты по данным [162] и приведены в табл. 3 вместе со свойствами остальных фаз.

Таблица 3 — Физические свойства фаз для задачи парового взрыва одиночной капли расплава

Фаза	ρ_i , кг/м ³	ψ_i , ГПа ⁻¹	$c_{p,i}$, Дж/(кг·К)	μ_i , Па·с	λ_i , Вт/(м·К)	σ_i , Н/м
Расплав	6689	0.024	263	$0.9 \cdot 10^{-3}$	38.4	0.52
Вода	1027	0.454	4181	$0.3 \cdot 10^{-3}$	0.65	0.06
Пар	идеальный газ		1800	$3.5 \cdot 10^{-5}$	0.09	—

3.2 Фрагментация неподвижной капли расплава

3.2.1 Начальные условия

Неподвижная сферическая капля в покоящейся воде представляет собой идеализированную постановку, которую практически невозможно реализовать экспериментально в условиях действия силы тяжести. Тем не менее такие расчеты позволяют провести исследование отдельного эффекта — дробления капли расплава под воздействием множества водяных микро-струй. Подобная схема используется во многих представленных в литературе моделях термической фрагментации [91; 104; 105].

Для неподвижной капли расплава были рассмотрены пять расчетных вариантов (C1–C5), в которых зависимость давления от времени задавалась законом (3.1) при $P_0 = 40$ или $P_0 = 80$ бар; постоянная времени спада давления варьируется от $t_0 = 30$ мкс (быстрый спад) до $t_0 = 100$ (медленный спад). В экспериментах по взрыву одиночной капли расплава используются инициирующие импульсы давления в широком диапазоне: от 1.3 бар в работе [93] и 1.5 бар на установке MISTEE [95; 96] до 100 и даже 400 бар в экспериментах [91]. В работе [92] при использовании взрывающихся проволок были получены максимальные давления 10–30 бар, а применение эллипсоидального отражателя позволило достичь импульса в 600 бар. В известных численных исследованиях максимальное давление принималось равным 10 и 50 бар [147; 148] либо 20, 40 и 80 бар [145; 146]. В настоящем параметрическом исследовании значение P_0 было выбрано вблизи верхней границы указанного диапазона, чтобы обеспечить заметную фрагментацию расплава. Следует подчеркнуть, что в принятой постановке высокое давление определяет интенсивность радиального течения воды, направленного к центру капли вследствие всестороннего сжатия при схлопывании парового пузыря. В отличие от распространяющегося импульса давления, рассмотренного, например, в [147; 148], задаваемый импульс непосредственно не вызывает деформации и фрагментации капли.

3.2.2 Механизм фрагментации

Быстрое повышение давления на внешних границах расчетной области приводит к практически мгновенному распространению повышенного давления в воде и схлопыванию паровой пленки вследствие сжатия газовой фазы и конденсации на границе раздела вода – пар. Для первоначально неподвижной капли расплава течение близко к сферически-симметричному. Однако вследствие наличия начальных возмущений границы раздела вода – пар первый удар воды о поверхность расплава происходит локально, а не одновременно по всей поверхности капли. В этих областях формируются первичные всплески расплава, которые развиваются при последующем взаимодействии.

На рис. 3.2 показано взаимодействие расплава с водой для варианта С1. Поверхность расплава и граница раздела пар – вода представлены изоповерхностями объемных долей расплава α_m и пара α_v , построенными при значении 0.2.

Схлопывание паровой пленки (рис. 3.2а, 3.2б) приводит к образованию локальных областей прямого контакта расплава с водой (рис. 3.2б), сопровождаемого повышением давления, вскипанием воды и последующим увеличением толщины паровой пленки. Возмущение поверхности расплава при ударе воды вызывает образование первичных всплесков в форме малых струек, которые затем фрагментируются на более мелкие капли. Качественно эти всплески аналогичны наблюдавшимся в экспериментах при ударе струи воды о поверхность расплава [80].

Паровой пузырь достигает максимального размера в момент $t = 40$ мкс (рис. 3.2в), после чего происходит его вторичное схлопывание. На этой стадии вода взаимодействует не только с основной поверхностью расплава, но и с первичными всплесками и мелкими фрагментами. Уже после первого колебания парового пузыря поверхность расплава утрачивает регулярность и представляет собой совокупность стохастических струек, а также мелких капелек (рис. 3.2г).

На рис. 3.2д, 3.2е поверхности расплава и паровой пленки показаны на поздних стадиях взаимодействия (400 и 800 мкс соответственно). Хорошо видны многочисленные всплески расплава и мелкие фрагментированные

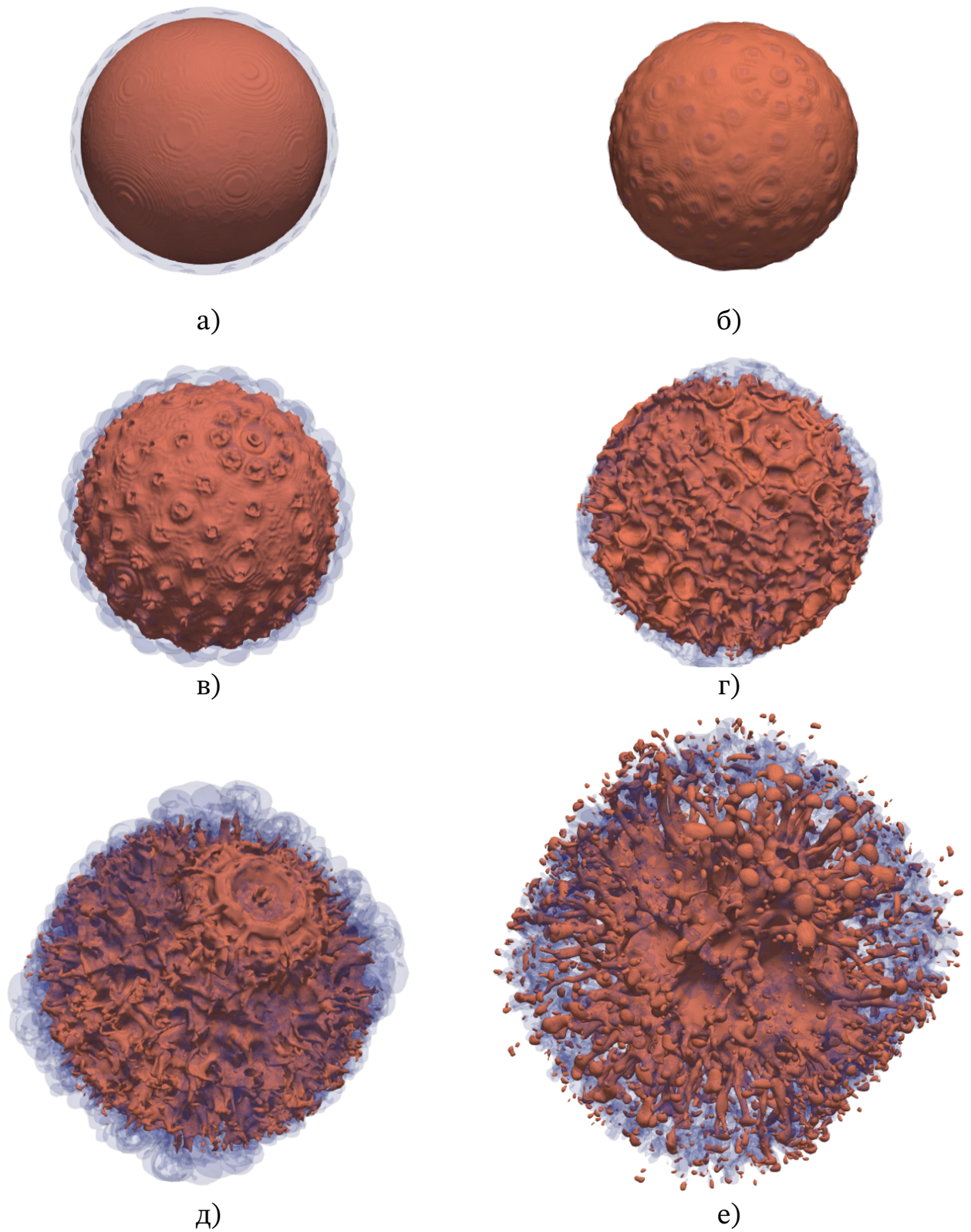


Рисунок 3.2 — Поверхности капли расплава и парового пузыря в моменты времени 10 мкс (а), 20 мкс (б), 40 мкс (в), 120 мкс (г), 400 мкс (д) и 800 мкс (е).

частицы; форма капли и всплесков качественно согласуется с результатами экспериментальных работ [91; 95].

Воздействие водяных струй и интенсивное испарение приводят к развитию выраженных внутренних течений в расплаве, которые хорошо отслеживаются с помощью распределений объемных долей фаз в двух плоскостях симметрии (см. рис. 3.3). На начальной стадии вода ударяет по поверхности капли расплава, при этом хорошо прослеживаются предварительно заданные возмущения межфазной границы. В результате ударов на поверхности капли формируются направленные наружу струи расплава, число и интенсивность которых возрастают по мере развития процесса. Анализ показывает, что положения всплесков расплава соответствуют местам первого контакта воды с расплавом; поэтому всплески, наблюдаемые в момент времени 150 мкс, по своему характеру подобны известным кумулятивным струям, возникающим при ударе воды о поверхность расплава (см. недавние экспериментальные результаты [80]).

3.2.3 Характеристики взаимодействия

Ключевым фактором, интенсифицирующим теплообмен между расплавом и водой и тем самым определяющим энергетику парового взрыва, является увеличение площади межфазной поверхности расплава в процессе взаимодействия. В определенной степени фрагментацию расплава можно рассматривать как механизм самоускорения взаимодействия, подобный самоускорению экзотермических химических реакций вследствие быстрого увеличения скорости реакции с ростом температуры. Численное моделирование позволяет определить площадь поверхности расплава — величину, экспериментальное измерение которой крайне затруднительно.

На рис. 3.4 для варианта С1 представлены относительные площадь поверхности расплава S_m и объем паровой пленки V_v (рис. 3.4), определенные как отношения текущих значений к начальным, а также их производные по времени (рис. 3.4б). В данном варианте паровой пузырь схлопывался трижды, вследствие чего к концу расчета площадь поверхности расплава в 4–5 раз превысила начальную площадь поверхности капли. Из графиков про-

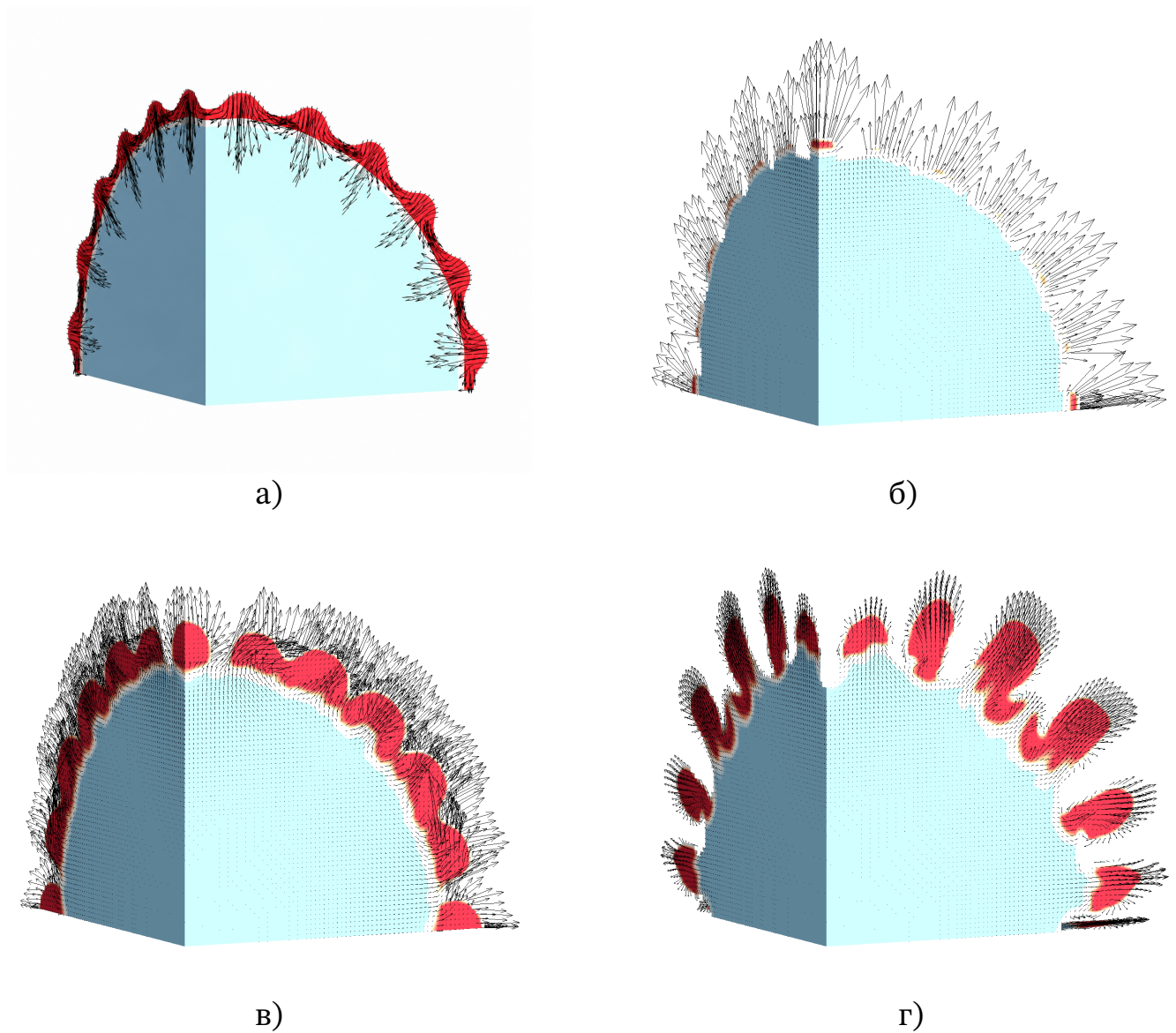


Рисунок 3.3 — Развивающееся течение внутри капли расплава и паровой пленки: а) $t = 14$ мкс; б) $t = 32$ мкс; в) $t = 50$ мкс; г) $t = 150$ мкс.

изводных видно, что изменения площади поверхности расплава и объема паровой пленки происходят синхронно: при схлопывании паровой пленки площадь поверхности расплава уменьшается, тогда как расширение паровой пленки сопровождается ее увеличением вследствие образования всплесков и фрагментации расплава на мелкие капли. Иными словами, каждое схлопывание парового пузыря приводит к ускорению роста площади поверхности расплава.

Следует отметить, что на протяжении практически всего расчетного времени взаимодействия площадь поверхности расплава монотонно возрастает, то есть ее производная по времени положительна. Исключение составляет лишь очень короткий интервал вблизи $t \approx 70$ мкс. Он соот-

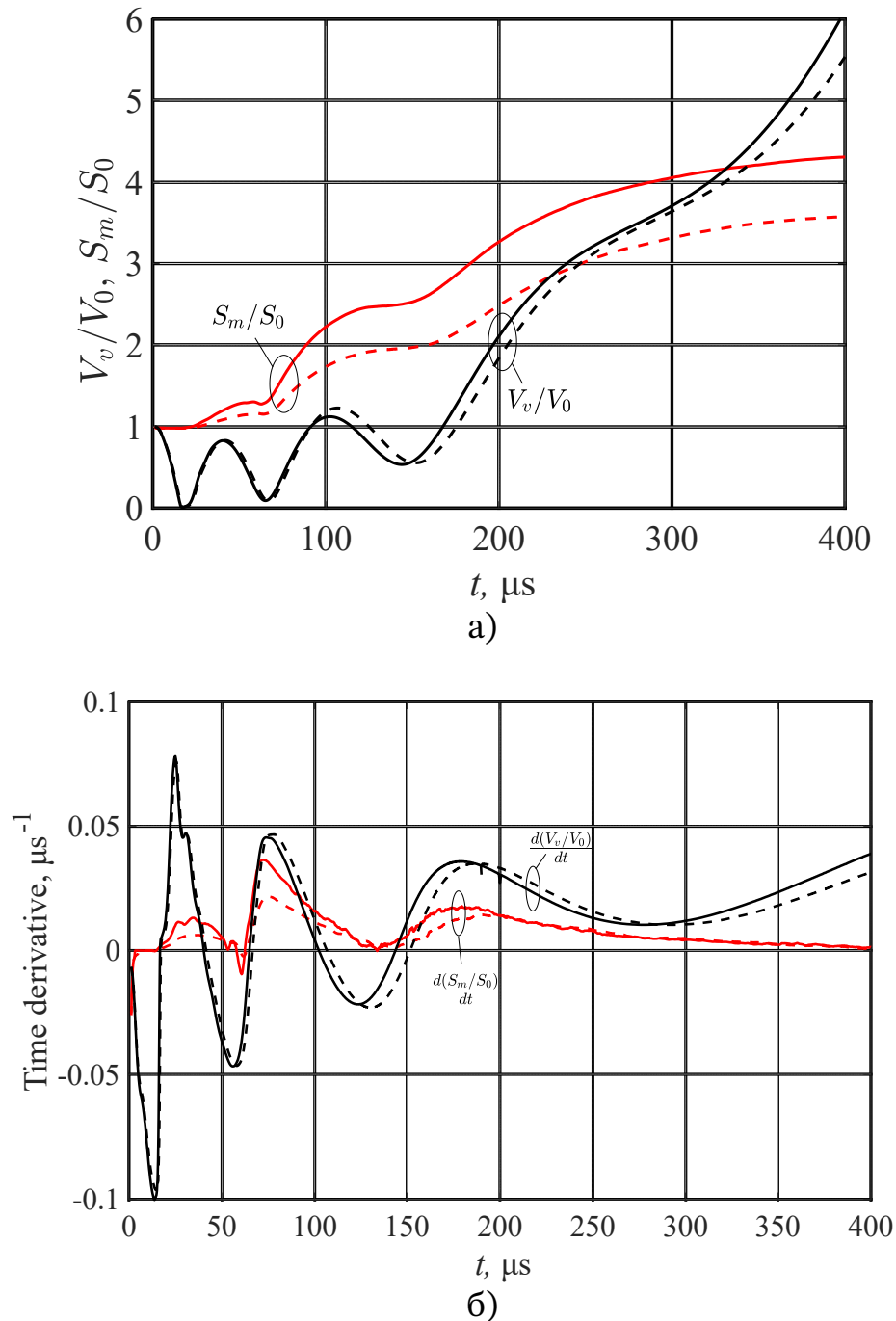


Рисунок 3.4 — Изменение во времени относительных объема паровой пленки и площади поверхности расплава (а), а также их производных по времени (б). Штриховыми линиями показаны результаты при уменьшенном числе начальных возмущений границы раздела вода – пар.

ветствует вторичному схлопыванию паровой пленки, когда вода ударяет по поверхности расплава, уже возмущенной первым взаимодействием, и временно сглаживает часть неоднородностей.

Как отмечалось ранее, начальные возмущения границы раздела вода – пар задавались искусственно в виде 31 полусферического выступа в паро-

вой пленке, направленных к капле расплава, на $1/8$ полной поверхности. В дальнейшем всплески расплава утрачивают регулярность и приобретают случайный характер. В связи с этим возникает вопрос о зависимости фрагментации капли от числа начальных возмущений границы раздела вода – пар. Для его выяснения расчет, показанный на рис. 3.2, был повторен при уменьшении числа возмущений примерно вдвое: на $1/8$ поверхности задавалось 16 выступов со средним расстоянием между ними 0.9 мм. На рис. 3.4 соответствующие зависимости площади поверхности расплава, объема пара и их производных показаны штриховыми линиями. Различия ограничиваются начальной стадией взаимодействия; на последующих стадиях влияние начальных условий на скорость развития поверхности ослабевает. Это подтверждается производной площади поверхности расплава на рис. 3.4: после 200 мкс производные практически совпадают. Для дополнительного сопоставления на рис. 3.5 показана форма поверхности расплава в один и тот же момент $t = 400$ мкс при 31 и 16 начальных возмущениях. В обоих случаях поверхность характеризуется многочисленными нерегулярными всплесками; расстояния между нитевидными структурами расплава сопоставимы, хотя при меньшей длине волны начальных возмущений они несколько меньше.

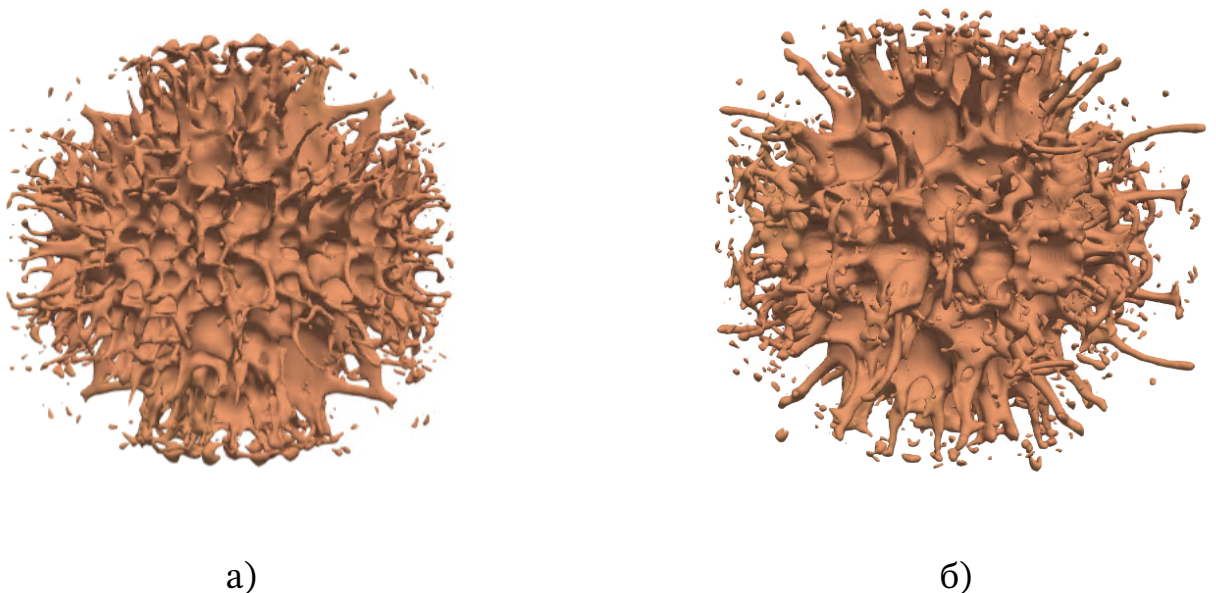


Рисунок 3.5 — Поверхность капли расплава в момент $t = 400$ мкс: расчет с 31 (а) и 16 (б) начальными возмущениями границы раздела вода – пар.

Расчеты с меньшей постоянной времени спада давления (варианты С2, С4 и С5) дают качественно аналогичные результаты, однако были

выявлены существенные количественные различия, наиболее отчетливо проявляющиеся в динамике объема пара, см. рис. 3.6. При наиболее быстром восстановлении давления окружающей среды до номинального уровня ($t_0 = 30$ мкс) происходит только одно колебание парового пузыря. Параметрический анализ показал, что изменение t_0 в законе (3.1) от 30 до 100 мкс приводит к одному (варианты С2, С4), двум (С5) или трем (С1 и С3) колебаниям пузыря. Чем медленнее уменьшается давление, тем больше колебаний совершает паровой пузырь и тем интенсивнее возмущается поверхность расплава. В то же время при более быстром спаде давления после единственного схлопывания наблюдается стремительное монотонное расширение парового пузыря.

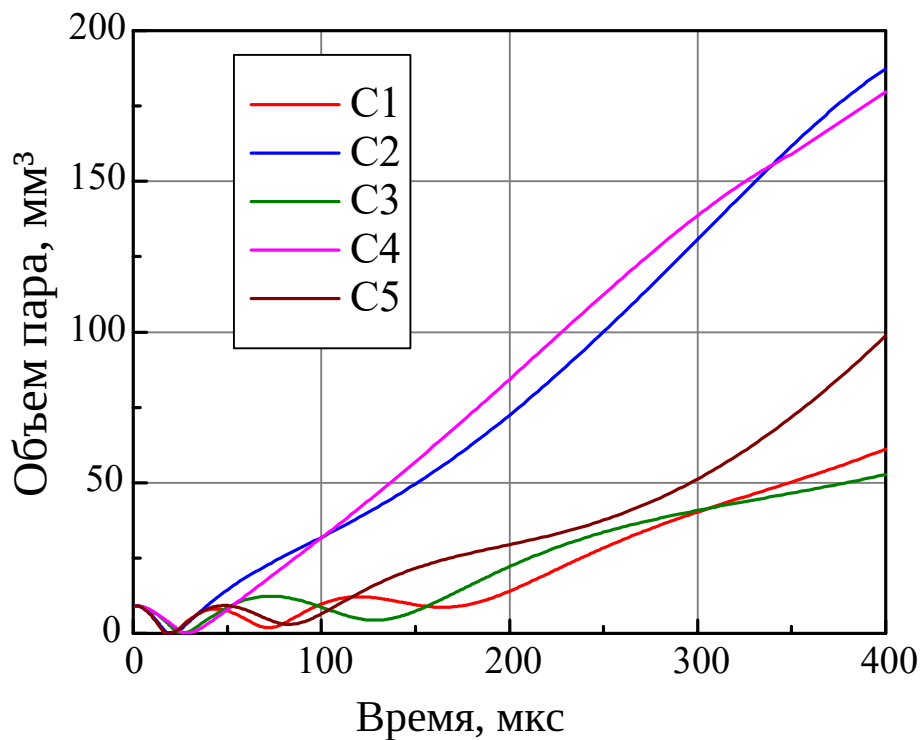
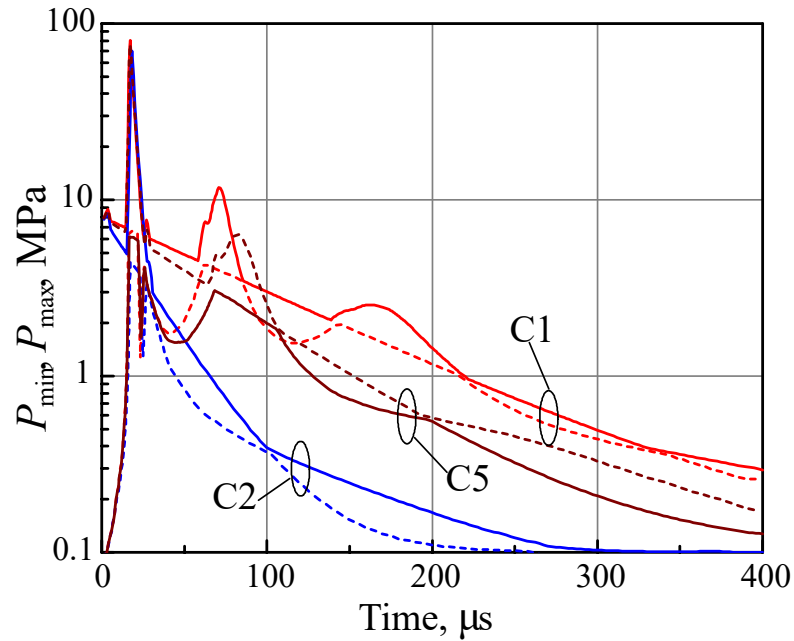


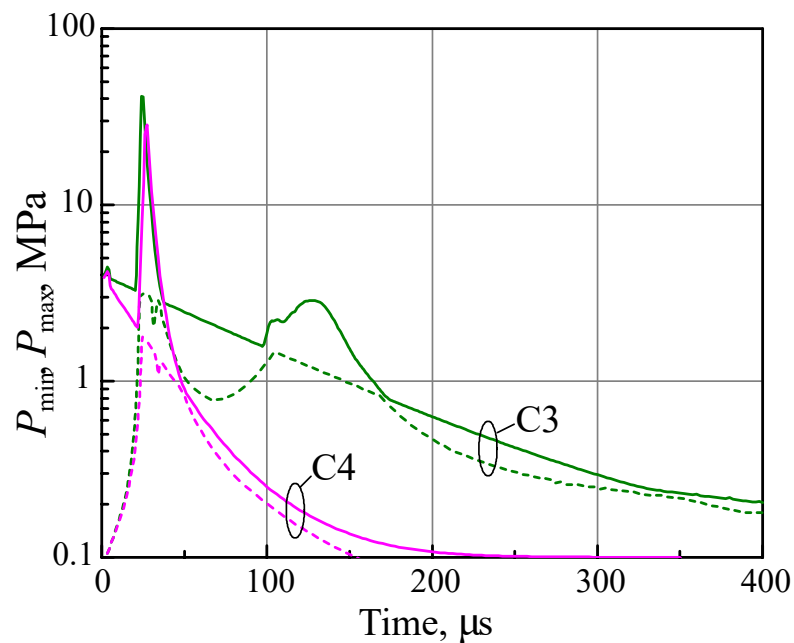
Рисунок 3.6 — Изменение объема пара для вариантов С1–С5.

На рис. 3.7 представлены максимальное и минимальное давления во всей расчетной области для вариантов С1–С5; результаты показаны соответственно сплошными и штриховыми линиями. Каждый выраженный пик давления соответствует моменту непосредственного контакта расплава с водой: водяная микроструя ударяет по расплаву, вызывая локальный скачок давления вследствие механического воздействия и испарения воды, как предполагается в моделях термической фрагментации [91; 105]. Для разделения вкладов удара и испарения в максимальное давление необходим

более подробный анализ скоростей расплава и воды, давления и интенсивности испарения в окрестности контакта. Следует также отметить, что в настоящих расчетах не наблюдалось захвата воды под поверхность расплава, предполагаемого в модели [104], что согласуется с выводами двумерных расчетов [145; 146].



а)



б)

Рисунок 3.7 — Максимальное (сплошные линии) и минимальное (штриховые линии) давления в вариантах C1, C2 и C5 (а), C3 и C4 (б).

3.2.4 Сопоставление размеров парового пузыря с экспериментом

Количественное сопоставление численных результатов с экспериментальными данными выполнено в отдельном расчете F1 (см. табл. 2) при параметрах, соответствующих эксперименту [91] (рис. 3 и 4). Расчетная область была такой же, как в рассмотренных выше в разделе 3.2 вариантах с неподвижной каплей; использовалась равномерная сетка $150 \times 150 \times 150$. Капля расплава олова радиусом $R_m = 2.5$ мм и температурой $T_m = 973$ К была погружена в переохлажденную воду с температурой $T_w = 338$ К. В экспериментах [91] инициирующая ударная волна создавалась взрывом тонкой медной проволоки при зарядном напряжении 7 кВ. В области расположения капли формировался импульс давления с максимальным давлением около 10 МПа длительностью около 20 мкс. В численном расчете взрывная волна моделировалась зависимостью (3.2) при $P_0 = 100$ бар и $t_0 = 20$ мкс. Как и во всех расчетах настоящей работы, задаваемый импульс давления соответствовал всестороннему сжатию; деформация капли и неизбежно возникающая при ударном воздействии разность скоростей не учитывались. Вместе с тем фотографии на рис. 3 работы [91] показывают, что наблюдавшийся в эксперименте пузырь имел форму, близкую к сферической, а его центр практически совпадал с первоначальным положением центра капли расплава. Поэтому с экспериментальными данными сопоставлялась сравнительно медленно изменяющиеся характеристики – форма и радиальный размер пузыря (рис. 4 в [91]).

Качественное сравнение форм парового пузыря, полученных в численном расчете и наблюдаемых в эксперименте (рис. 3.8) показывает, что численное моделирование корректно воспроизводит основные особенности фрагментации капли расплава после схлопывания парового пузыря: образование мелких струек расплава, сохранение нефрагментированного центрального ядра капли. Оценка изменения размеров капли расплава в расчете показала, что к моменту времени $t = 400$ мкс фрагментируется около 20 % ее первоначальной массы.

В эксперименте форма и размеры струек расплава более неоднородна, тогда как в расчете струйки имеют более регулярный характер, вследствие

начального задания возмущений паровой пленки. Оценка объема парового пузыря приведена ниже.

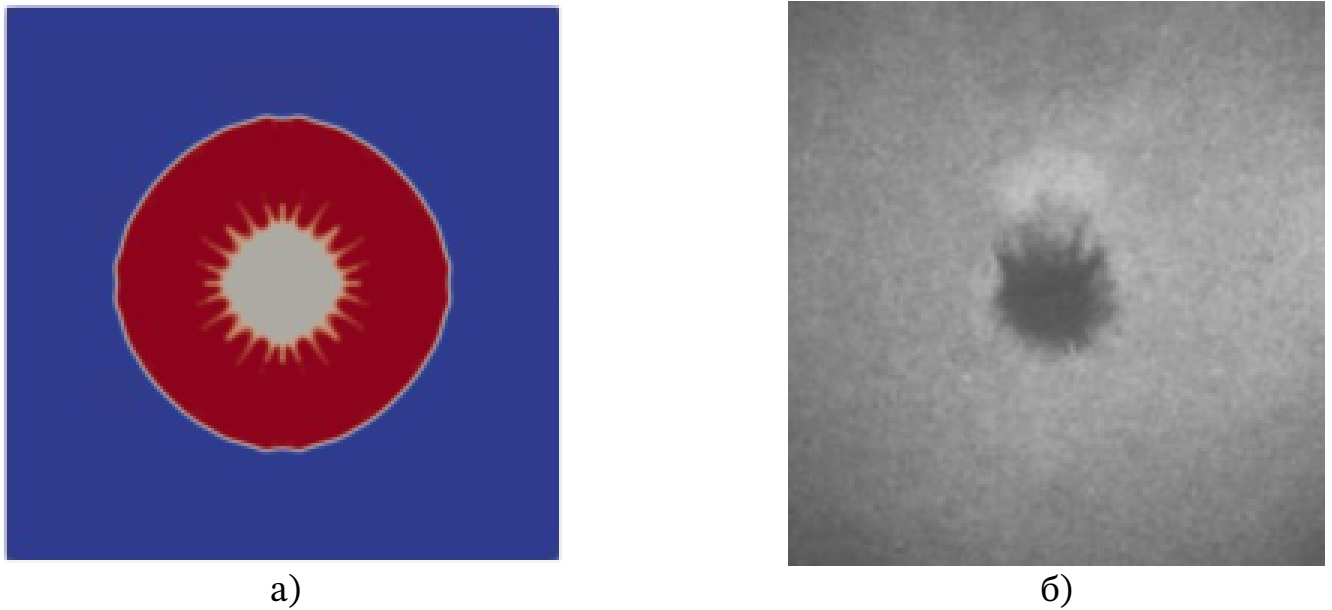


Рисунок 3.8 — Форма капли расплава в момент времени $t = 0.3$ мс: а) численный расчет F1, сечение в плоскости симметрии; б) эксперимент [91], рис. 5.

На рис. 3.9 представлены расчетные зависимости отношения диаметра пузыря D_b к начальному диаметру капли расплава D_0 от времени, а также экспериментальные данные из [91]. Видимый диаметр парового пузыря в расчетах определялся как его максимальный линейный размер. На рис. 3.9 также приведен эквивалентный диаметр парового пузыря, рассчитанный по текущему объему пара V_v . Если принять, что капля расплава остается сферической, имеет диаметр D_0 , равный начальному, и объем $V_m = \pi D_0^3 / 6$, а внешняя граница парового пузыря также сферична и имеет диаметр D_b , то объем пара можно записать в виде $V_v = \pi (D_b^3 - D_0^3) / 6$. Следовательно,

$$\frac{D_b}{D_0} = \sqrt[3]{\frac{V_v}{V_m} + 1} \quad (3.3)$$

На рис. 3.9 отчетливо видны колебания парового пузыря с периодом около 1.2 мс. Этот период значительно превышает длительность инициирующего импульса давления, равную 20 мкс. Следовательно, наблюдаемые колебания обусловлены связанными гидродинамическими и тепловыми процессами взаимодействия расплава с водой, инициированными внешним импульсом.

Сопоставление результатов на рис. 3.9 показывает удовлетворительное согласование экспериментальных (точки 1) и численных (точки 2) данных

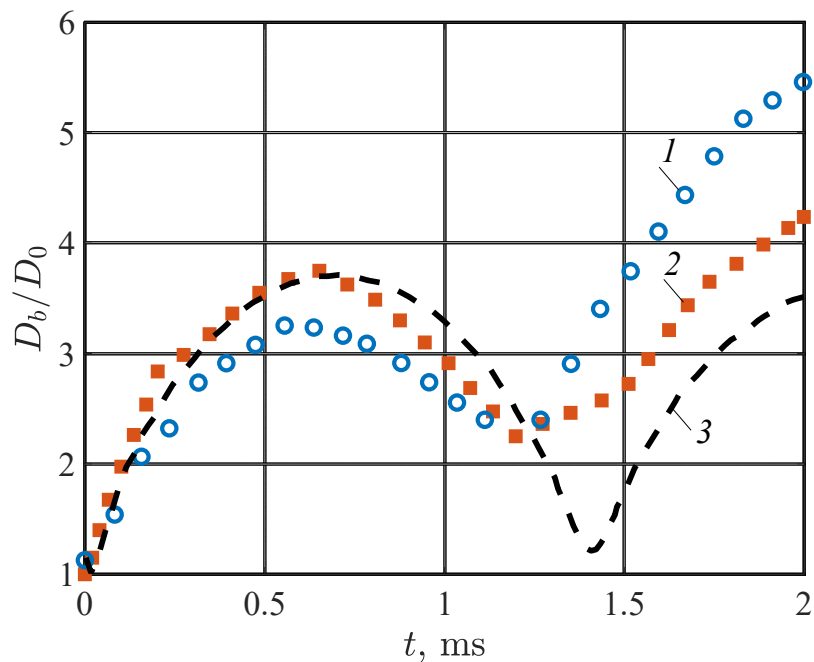


Рисунок 3.9 — Изменение отношения диаметра пузыря к начальному диаметру капли: эксперимент [91] (1); визуальная оценка по расчету (2); расчет по формуле (3.3) (3).

в течение первого колебания парового пузыря. Период колебаний воспроизводится достаточно хорошо, однако расчет завышает амплитуду первого расширения пузыря примерно на 20 % и занижает скорость его последующего роста.

Простая модель (3.3) для оценки диаметра парового пузыря практически совпадает с численными результатами до окончания его первичного расширения, то есть приблизительно до $t = 0.6$ мс. В дальнейшем ее прогноз заметно отклоняется от численного решения. Это объясняется тем, что соотношение (3.3) получено в предположении сферической формы как капли расплава, так и парового пузыря. На стадии первичного расширения пузыря эти предположения выполняются. Однако после развития значительных возмущений поверхности расплава и границы раздела вода – пар, когда области расплава и пара приобретают пространственно смешанную структуру, точность формулы (3.3) снижается и видимый диаметр пузыря занижается.

3.3 Фрагментация движущейся капли

3.3.1 Начальные условия

Случай, в котором капля первоначально движется относительно окружающей воды, в большей степени соответствует условиям экспериментов по взрыву одиночных капель расплава, где до воздействия инициирующего импульса давления капли совершали установившееся движение в воде под действием силы тяжести. Например, на установке MISTEE скорость свободного падения капель диаметром около 5 мм достигала 0.6 м/с [95—97]. Эти условия соответствуют докритическим значениям числа Вебера: капля расплава остается гидродинамически устойчивой и близкой к сферической, хотя окружающий ее паровой пузырь может совершать колебания.

При моделировании взаимодействия движущейся капли с водой использовалось то же упрощенное описание инициирующего импульса давления: вместо распространяющейся волны давления задавалось кратковременное всестороннее сжатие. Расчеты проводились с законом давления (3.2) при $P_0 = 10$ бар и $t_0 = 20$ мкс. Для анализа количественных характеристик взаимодействия были рассмотрены три варианта с различными начальными скоростями капли $v_d = 0.15, 0.3$ и 0.5 м/с, обозначенные далее V1, V2 и V3 соответственно (см. табл. 2). Числа Вебера в этих вариантах равны 0.35, 1.4 и 3.8, то есть капля остается гидродинамически устойчивой, а ее форма — близкой к сферической.

Начальные поле течения и форма паровой пленки были получены путем предварительного расчета установившегося движения капли в течение $t = 4$ мс для варианта V1 при $v_d = 0.15$ м/с (см. рис. 3.10а) и $t = 8$ мс для вариантов V2 и V3 при $v_d = 0.3$ и $v_d = 0.5$ м/с соответственно (см. рис. 3.10б и 3.10в). Эти интервалы выбирались из условия квазистационарности паровой пленки: к указанным моментам ее форма и объем при движении капли практически переставали изменяться. Сформировавшаяся паровая пленка имеет переменную толщину; наибольшая толщина наблюдается у кормовой поверхности капли, где паровой пузырь вытянут вдоль оси за каплей.

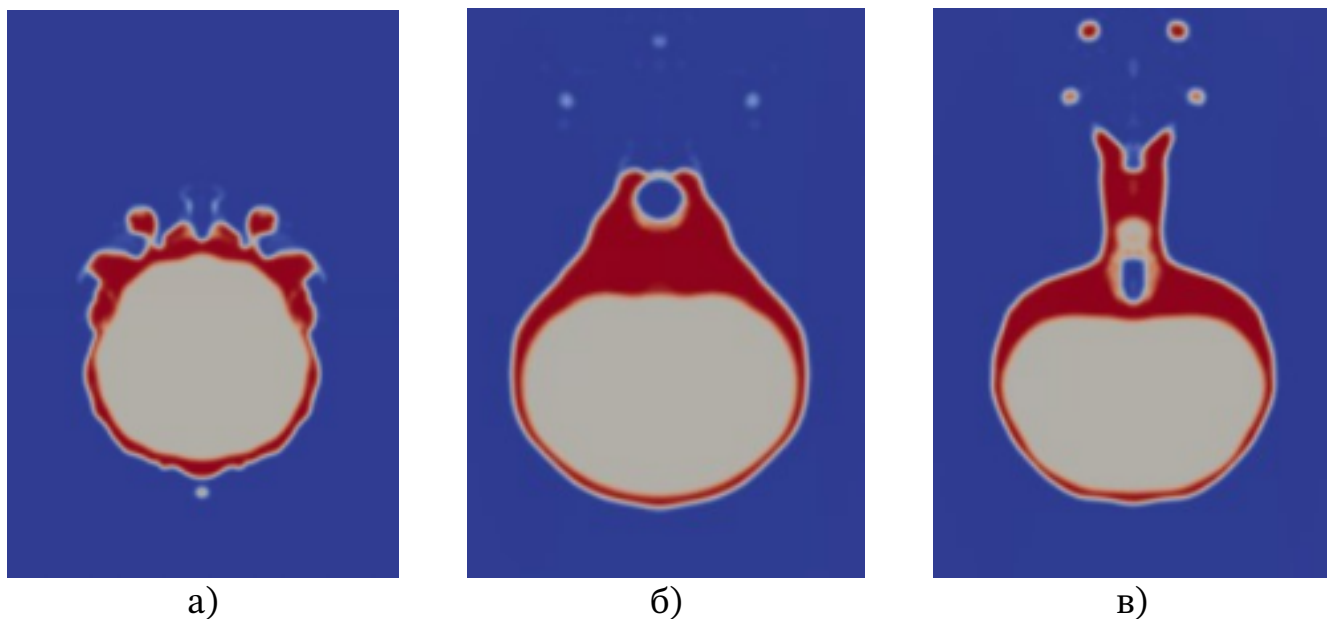


Рисунок 3.10 — Форма капель расплава (серый цвет) и паровой пленки (красный) в момент воздействия импульса давления, вариант V1 (а), V2 (б), V3 (в).

3.3.2 Фрагментация капли за счет удара кумулятивных микроструй

На рис. 3.11 для варианта V2 в плоскости симметрии показаны поля объемных долей фаз и скорости, характеризующие развитие взаимодействия. Как отмечалось ранее, расчет проводится в системе отсчета, в которой капля неподвижна, а поток воды направлен вверх (стрелка на рис. 3.11а).

Расчеты показывают, что после первичного схлопывания парового пузыря, вызванного иницилирующим импульсом давления, происходит его вторичное схлопывание. Однако механизм этого процесса существенно отличается от сферически-симметричного случая, рассмотренного в 3.2.

Рисунок 3.11а соответствует моменту окончания воздействия импульса, после которого давление окружающей среды остается постоянным на протяжении всего дальнейшего расчета. За время действия импульса тонкая паровая пленка с тыловой стороны капли схлопывается, тогда как с кормовой стороны вода успевает ускориться, но еще не достигает поверхности расплава. Поэтому вскипание воды и развитие паровой пленки на передней и задней сторонах капли происходят несинхронно (рис. 3.11б), что приводит к формированию вытянутого парового пузыря (рис. 3.11в).

Паровой пузырь за каплей схлопывается в радиальном направлении, формируя поток воды к оси симметрии (рис. 3.11г). Столкновение сходя-

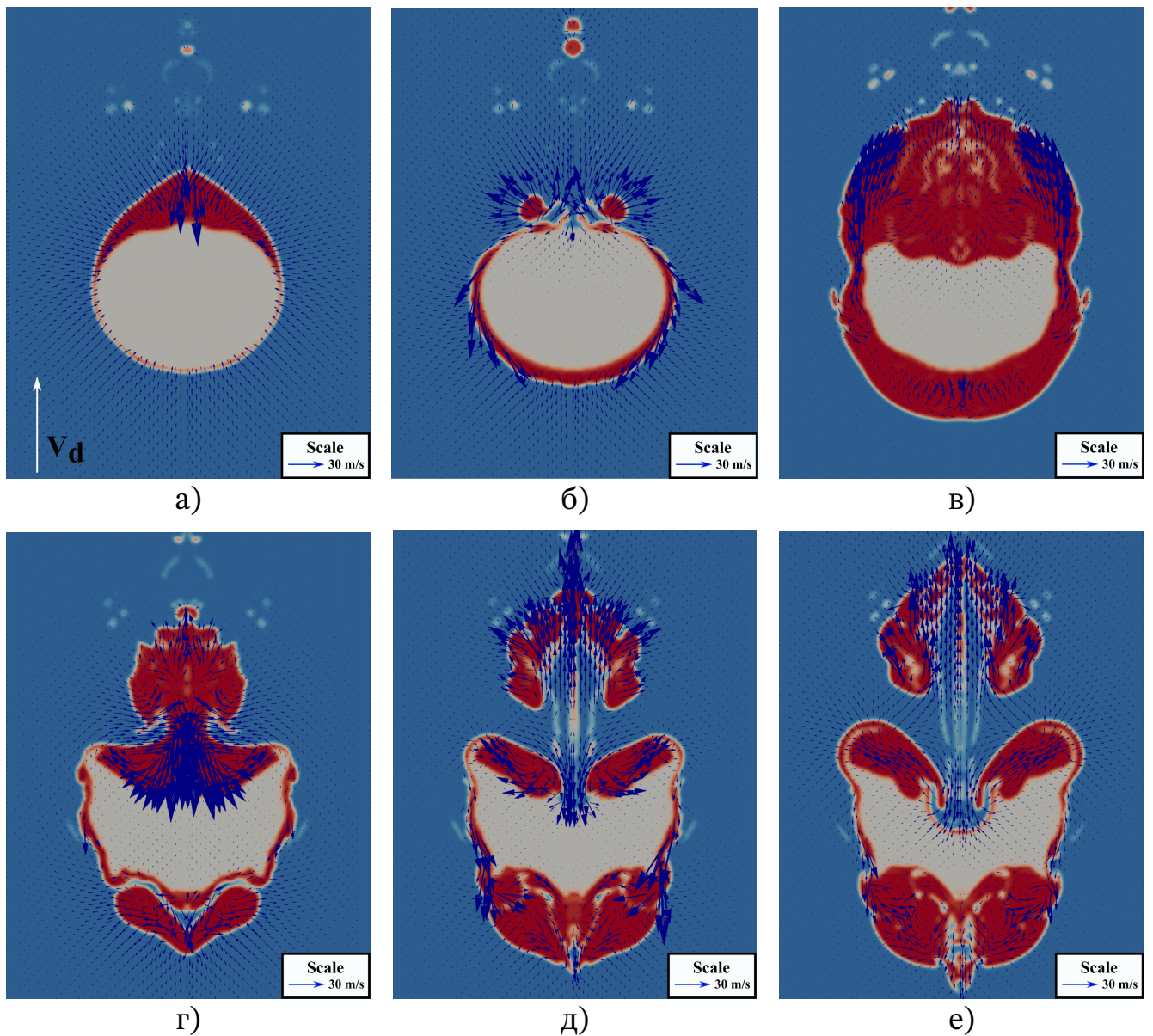


Рисунок 3.11 — Взаимодействие воды с движущейся каплей расплава (вариант V2): первичное схлопывание паровой пленки, $t = 0.02$ мс (а) и 0.1 мс (б); последующее развитие парового пузыря, $t = 0.4$ мс (в); образование направленных вверх и вниз осевых водяных струй после радиального схлопывания парового пузыря за движущейся вниз каплей расплава, $t = 0.8$ мс (г) и 0.9 мс (д); удар струи о поверхность расплава, $t = 1$ мс (е). Серым цветом показан расплав, красным — пар, синим — вода.

щихся потоков воды на оси приводит к образованию двух мощных осевых водяных струй, направленных соответственно вверх и вниз. Эти струи хорошо видны на рис. 3.11д; их осевая скорость значительно превышает скорость обтекания капли, обусловленную ее движением в воде. По физической природе они аналогичны известным кумулятивным струям, возникающим при

схлопывании кавитационных пузырьков [163; 164], а также осевым всплескам в центральной области после удара струи воды о свободную поверхность жидкости [80].

Направленная вниз осевая водяная струя ударяет по поверхности капли расплава и пробивает ее, проникая в расплав вдоль оси и вызывая быструю деформацию и фрагментацию капли (рис. 3.11e).

Приведенный на рис. 3.12 график зависимости максимальной и минимальной радиальной (направленной к центру капли расплава) v_r и вертикальной v_z скорости воды от времени позволяет явно отследить возникновение наблюдаемых кумулятивных струй. На начальной стадии движение воды носит преимущественно радиальный характер и направлено к поверхности капли вслед за схлопывающейся паровой пленкой. Затем происходит расширение парового пузыря, приводящее к резкому положительному экстремуму радиальной скорости воды. С момента времени $t = 8.2$ мс по $t = 8.9$ мс пиковые значения скорости изменяются незначительно, что свидетельствует об относительной стабилизации характера течения. К моменту времени $t \approx 8.9$ происходит резкий скачок вертикальной скорости в обоих направлениях, при этом максимальные значения скорости составляют $v_{z,max} \approx 40 - 50$ м/с. В данный момент времени в расчете отчетливо наблюдаются соответствующие кумулятивные струи (см. рис. 3.11д).

Более подробно процесс взаимодействия представлен на рис. 3.13, где для варианта V3 при скорости капли $v_d = 0.5$ м/с показаны трехмерные изображения поверхности расплава и формы парового пузыря. После удара осевой водяной струи в капле начинает формироваться каверна; этот процесс сопровождается фрагментацией расплава на мелкие частицы. Затем струя полностью пробивает каплю, в результате чего образуется тонкая цилиндрическая оболочка расплава, которая со временем полностью разрушается на мелкодисперсные фрагменты (рис. 3.13д, $t = 8$ мс).

Влияние начальной скорости капли анализировалось путем сопоставления результатов для вариантов V1–V3. Во всех случаях за движущейся каплей формировались кумулятивные струи, максимальные осевые скорости в которых достигали соответственно $v_{max} = 119, 140$ и 162 м/с. Различия связаны с формой парового пузыря за движущейся каплей расплава: с увеличением скорости капли пузырь становится тоньше и сильнее вытягивается,

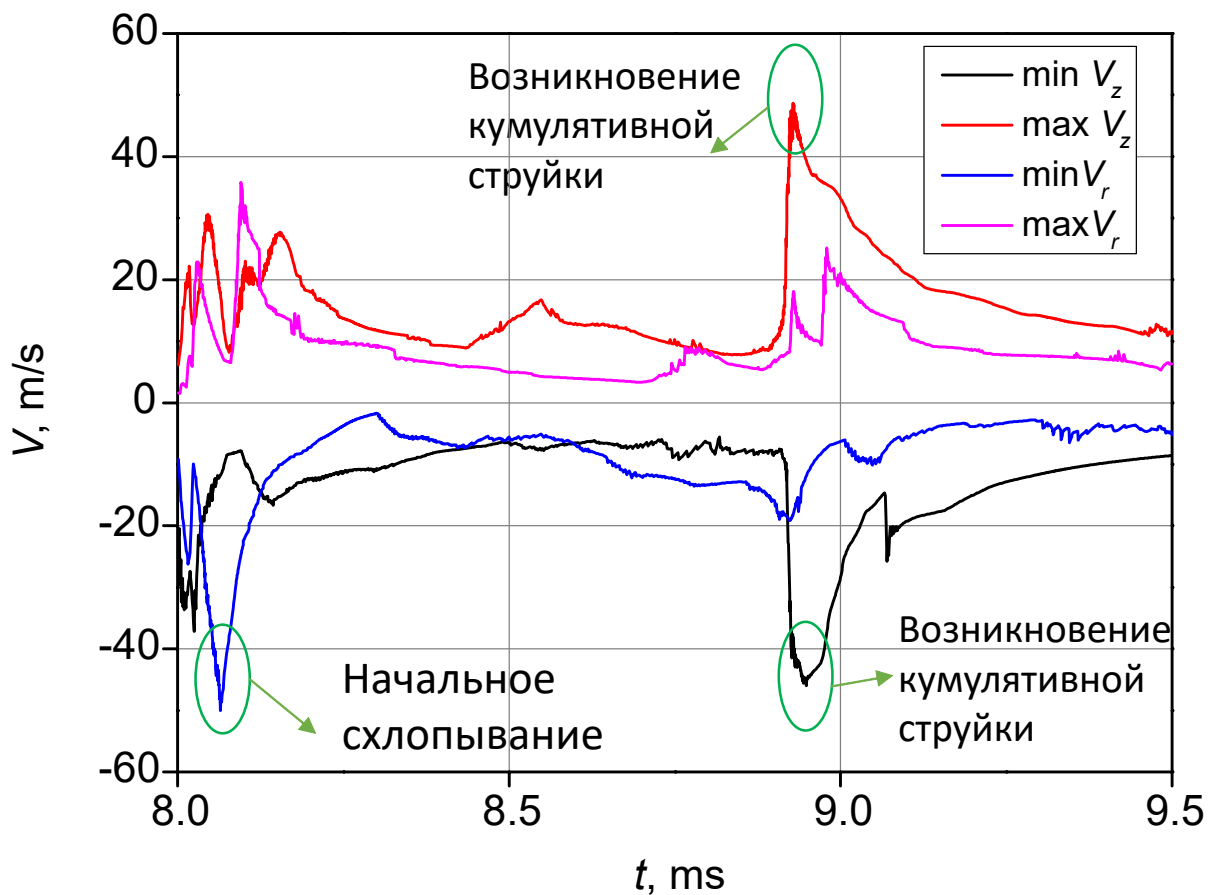


Рисунок 3.12 — Изменение радиальной и вертикальной скорости воды.

что приводит к более интенсивному схлопыванию и образованию кумулятивной струи с большей скоростью.

На рис. 3.14 форма капли расплава показана для всех трех вариантов в один и тот же момент $t = 2$ мс, а на рис. 3.15 — в более поздний момент $t = 4$ мс. Время отсчитывается от момента воздействия импульса давления, поэтому предварительный этап установления квазистационарного течения не учитывается. Возникающая водяная струя быстрее всего пробивает каплю, движущуюся с наибольшей скоростью (рис. 3.14в). Сопоставление формы капель показывает, что кумулятивная струя может либо полностью пробить каплю с образованием цилиндрической оболочки (рис. 3.15б, 3.15в), либо деформировать ее в полусферическую оболочку без сквозного проникновения (рис. 3.15а).

Следует отметить, что качественно близкие режимы взаимодействия наблюдались в работе [148], в которой методом VOF численно исследовались деформация и фрагментация капли в бассейне воды под воздействием внешнего импульса давления. В указанной работе для изучения гидродинамической фрагментации каплю расплавленного олова в воде в широком

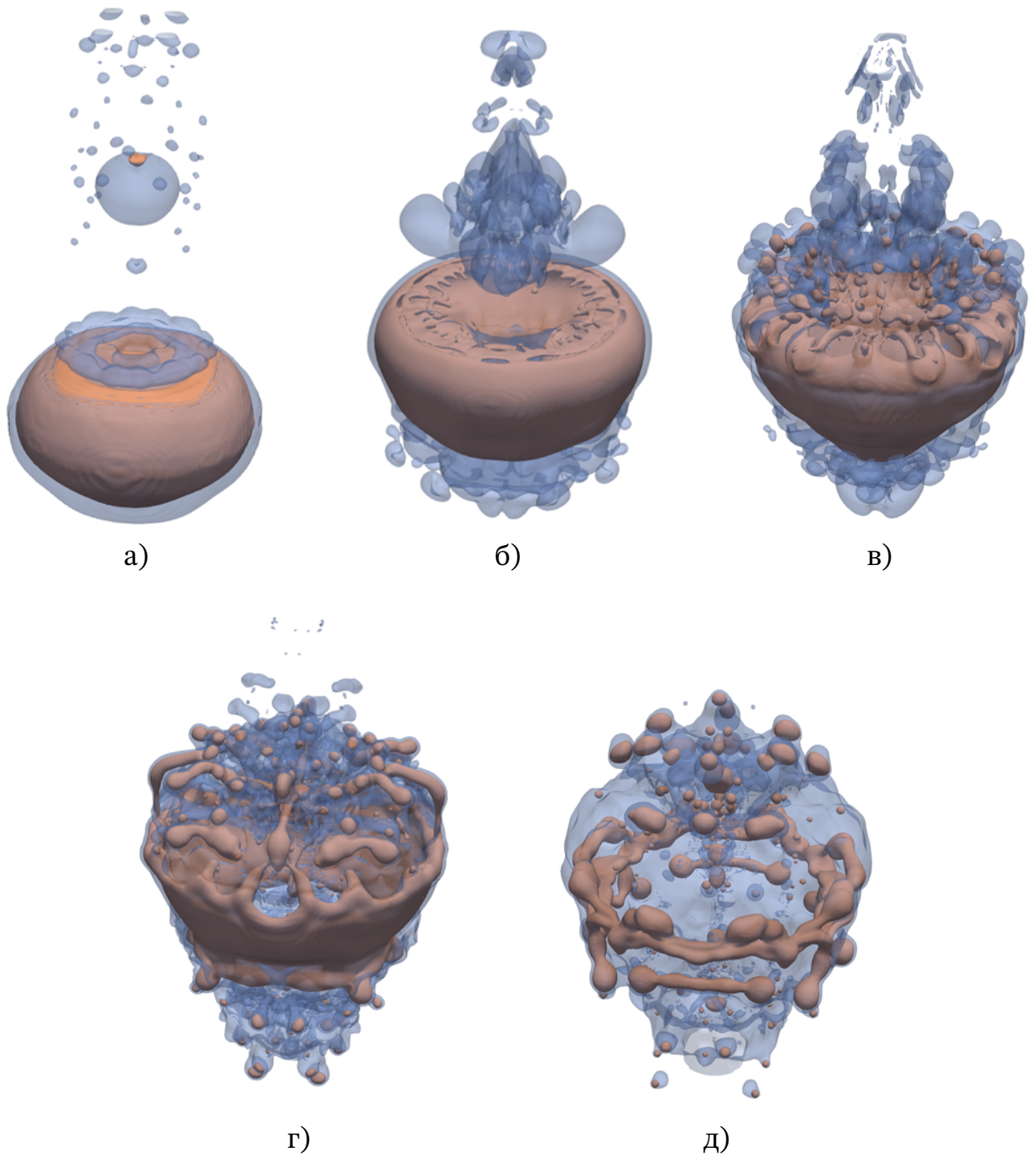


Рисунок 3.13 — Поверхности капли расплава и парового пузыря в моменты времени 0.1 мс (а), 1 мс (б), 2 мс (в), 4 мс (г) и 8 мс (д). Вариант V3, $v_d = 0.5$ м/с.

диапазоне относительных скоростей использовалась двухфазная модель. Наличие паровой пленки и фазовые переходы в [148] не учитывались, а расчеты выполнялись в изотермическом приближении. Основной особенностью режима взаимодействия в настоящей работе является формирование высокоскоростной осевой струи воды после схлопывания парового пузыря, которая в [148] отсутствовала.

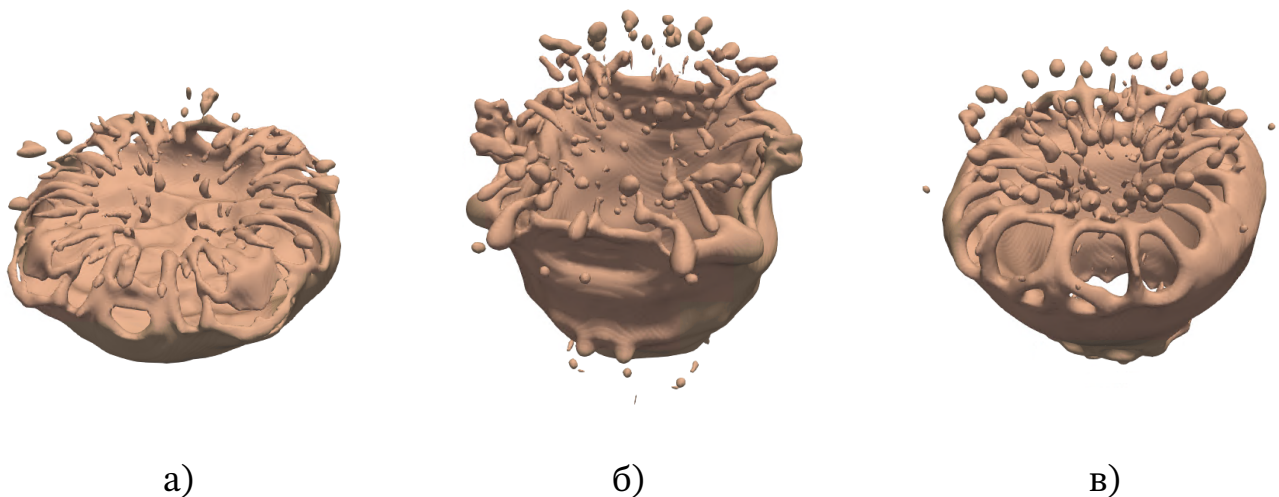


Рисунок 3.14 — Формы капли расплава в момент $t = 2$ мс: а) вариант V1, $v_d = 0.15$ м/с; б) вариант V2, $v_d = 0.3$ м/с; в) вариант V3, $v_d = 0.5$ м/с.

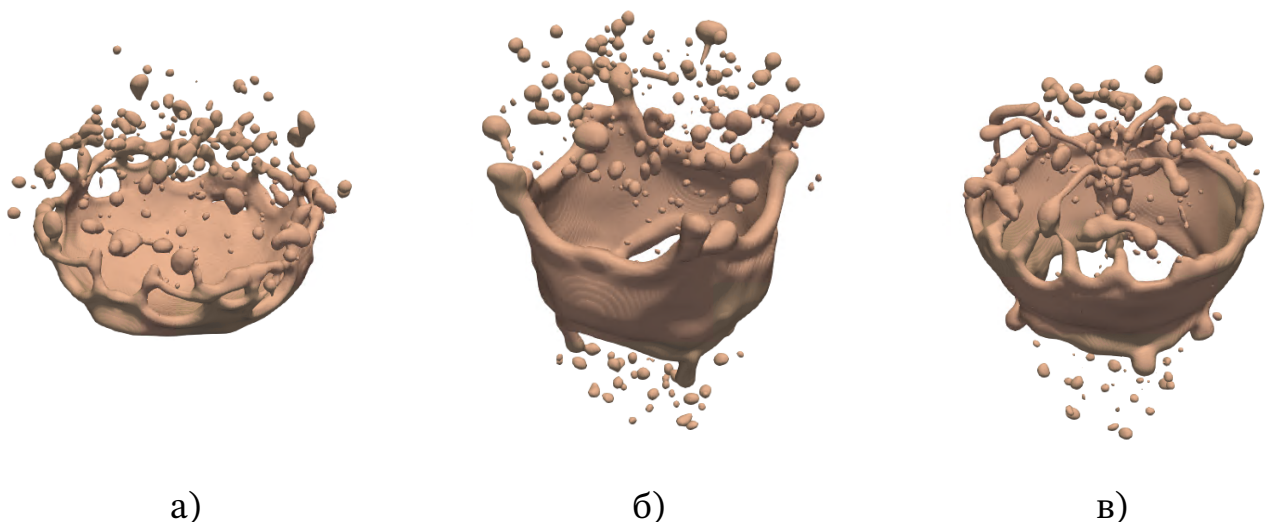


Рисунок 3.15 — Формы капли расплава в момент $t = 4$ мс: а) вариант V1, $v_d = 0.15$ м/с; б) вариант V2, $v_d = 0.3$ м/с; в) вариант V3, $v_d = 0.5$ м/с.

Несмотря на то что скорости капли в настоящих расчетах были существенно ниже значений, использованных в [148], полученные результаты качественно хорошо согласуются с приведенными в этой работе данными, в частности по основным стадиям взаимодействия: деформированию капли с образованием полусферической оболочки, ее разрушению и разлету мелких фрагментов. Это подтверждает существенную роль схлопывания парового пузыря, при котором формируются локальные потоки воды со скоростями, значительно превышающими начальную относительную скорость воды и капли ($v_{\max} \gg v_d$). Вследствие этого число Вебера, рассчитанное по начальному диаметру капли и относительной скорости движения капли в воде v_d ,

неадекватно характеризует рассматриваемое взаимодействие и не может использоваться в качестве критерия фрагментации капли при взаимодействии расплава с теплоносителем.

3.3.3 Характеристики взаимодействия

Изменение объема паровой пленки во времени, а также максимального и минимального давления в расчетной области для вариантов V1–V3 представлено соответственно на рис. 3.16 и 3.17.

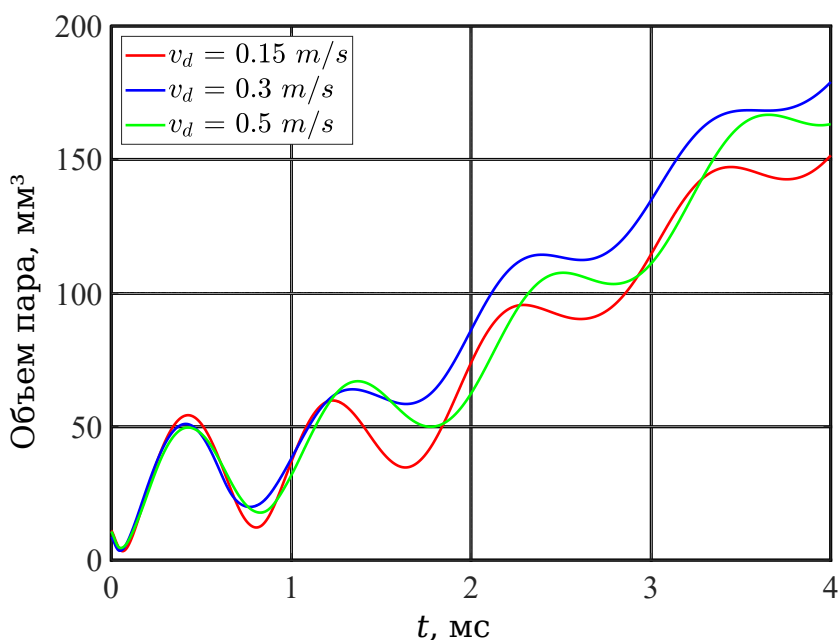


Рисунок 3.16 — Изменение объема пара для вариантов с движущейся каплей.

Данные рис. 3.16 показывают, что при всех рассмотренных скоростях капли изменение объема пара имеет схожий характер. Первичное схлопывание паровой пленки под действием импульса давления происходит примерно в момент $t = 0.05$ мс, после чего в ходе дальнейшего взаимодействия расплава с водой паровой пузырь совершает несколько колебаний с периодом около 0.8 мс, как и в случае неподвижной капли. Кривые на рис. 3.16 близки друг к другу; существенных различий в амплитуде и периоде колебаний не наблюдается.

Наиболее значительные пики давления возникают в течение первого колебательного цикла парового пузыря. Это показано на рис. 3.17, где приве-

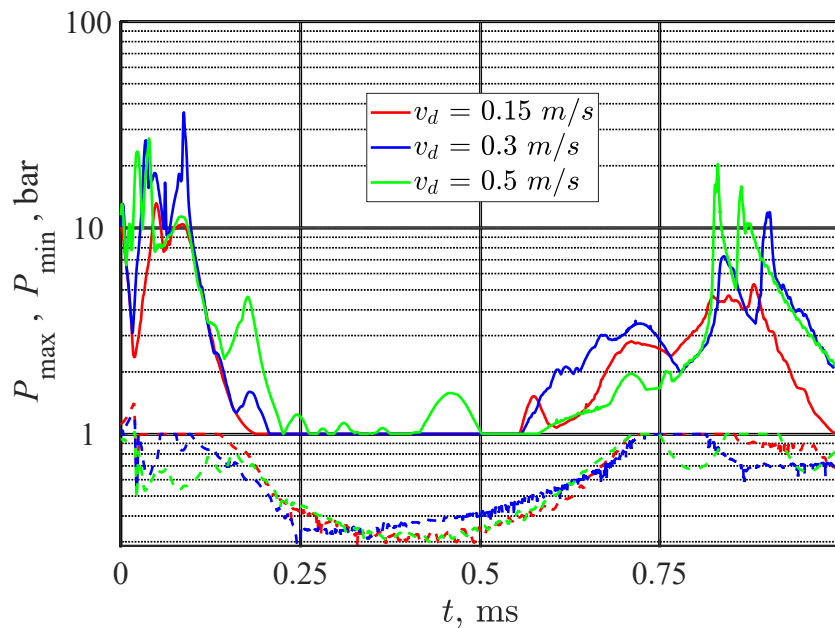


Рисунок 3.17 — Максимальное (сплошные линии) и минимальное (штриховые линии) давления, полученные в расчетах с движущейся каплей.

дены зависимости давления от времени в течение 1 мс после воздействия инициирующего импульса давления. Отчетливо выделяются два пика, соответствующие первичному (примерно при $t = 0.05\text{--}0.1$ мс) и вторичному (при $t = 0.75$ мс) схлопыванию пузыря; см. соответствующее изменение объема пара на рис. 3.16.

Особое внимание следует уделить оценке зависимости площади поверхности расплава как от скорости капли, так и от механизма ее фрагментации. На рис. 3.18 приведены зависимости относительной площади поверхности расплава от времени для вариантов V1–V3, в которых капля первоначально двигалась относительно воды, а также для рассмотренного в разделе 3.2.4 варианта с каплей расплава в покое. Все варианты с движущейся каплей рассчитывались на одинаковых сетках. Вариант с неподвижной каплей рассчитывался в меньшей области на сетке с вдвое меньшим размером ячейки.

Наибольшая площадь поверхности получена в варианте с максимальной скоростью капли вследствие более интенсивного дробления расплава на мелкие фрагменты. Уже на стадии начального формирования полости в капле, примерно через 0.8 мс после воздействия импульса давления, площадь поверхности расплава в вариантах со скоростями $v_d = 0.3$ м/с (V1) и $v_d = 0.5$ м/с (V3) существенно отличается от соответствующего значения

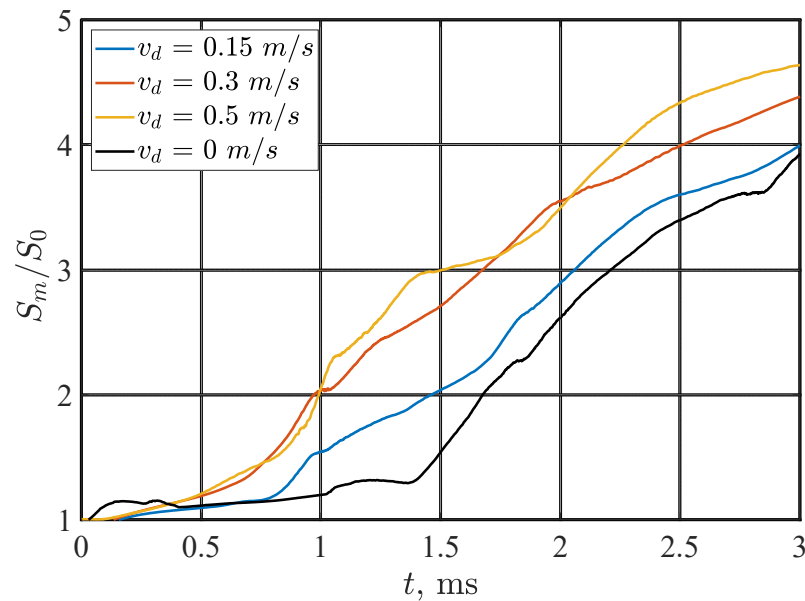


Рисунок 3.18 — Изменение относительной площади поверхности расплава во времени.

для капли со скоростью $v_d = 0.15$ м/с (V1). Именно в этот момент водяная струя ударяет по поверхности капли и затем глубоко проникает в расплав (см. рис. 3.11); в это же время достигаются максимальные осевые скорости кумулятивных струй. Как следует из анализа графиков на рис. 3.16 и 3.17, ускоренный рост площади поверхности расплава начинается как раз после $t = 0.75$ мс.

Сопоставление относительных площадей поверхности расплава при различных механизмах взаимодействия показало, что при сферически-симметричном схлопывании площадь поверхности возрастает медленнее, чем в вариантах с движущейся каплей (рис. 3.18). Резкие увеличения скорости роста площади поверхности обусловлены ударами воды по расплаву. Следовательно, в данном случае изменение площади поверхности расплава существенно зависит от параметров волны давления, инициирующей взаимодействие.

Важно отметить, что, несмотря на меньшую амплитуду импульса давления в вариантах с движущейся каплей, в течение сравнительно продолжительного периода взаимодействия, равного 3 мс, площадь поверхности расплава в этих вариантах остается более высокой. Таким образом, скорость капли может существенно влиять на ее фрагментацию и увеличение площади поверхности расплава.

Анализ результатов (рис. 3.16–3.18) показывает, что характер взаимодействия определяется не только величиной импульса давления и задаваемой относительной скоростью воды и расплава. Существенное влияние оказывает конфигурация парового пузыря, сформировавшаяся к моменту воздействия импульса давления. Форма и степень асимметрии пузыря определяют характер схлопывания паровой области, возможность формирования кумулятивных струй воды, что в свою очередь может приводить к существенным различиям в характере развития течения и фрагментации капли расплава даже при близких параметрах внешнего воздействия.

На основании полученных результатов можно предположить, что асимметрия парового пузыря является одним из определяющих факторов взаимодействия воды с расплавом, сопровождающегося мелкодисперсной фрагментацией капли расплава.

3.4 Роль асимметрии парового пузыря

Для оценки справедливости предположения, сформулированного в разделе 3.3.3, проведены дополнительные численные расчеты, в которых изначально задавалась различная форма асимметрии парового пузыря.

3.4.1 Начальные условия

Рассмотрены варианты задачи В1 (асимметричная капля расплава со сферической выемкой) и В2 (асимметричный паровой пузырь эллипсоидальной формы), на рис. 3.19 приведены соответствующие двумерные сечения в плоскости симметрии для поля объемной доли фаз. Закон изменения давления на границах расчетной области соответствует приведенному в табл. 2.

Изначально, расчетная область, с геометрией соответствующей задаче с фрагментацией движущейся капли 3.3, покрывается сеткой размером $100 \times 100 \times 200$ кубических ячеек со стороной 100 мкм. Применение метода адаптивного измельчения сетки (AMR) позволило достичь минимального

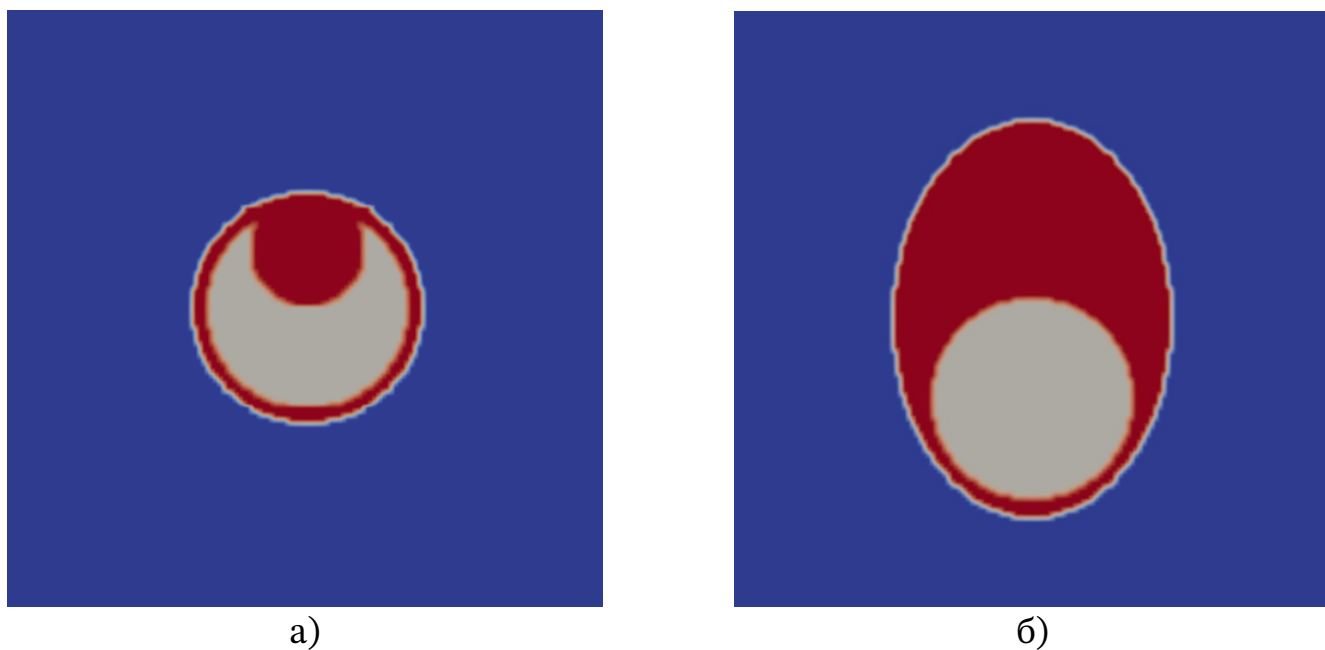


Рисунок 3.19 — Начальная асимметрия парового пузыря: сферический паровой пузырь (а), сферическая капля расплава (б).

линейного размера кубической ячейки в 25 мкм, при этом общее число ячеек к концу расчетного периода превышает 10 млн. ячеек. Применение метода AMR позволит лучше разрешать межфазную границу, отслеживать мелкие капли и пузырьки, возникающие при взаимодействии (см. рис. 3.20).

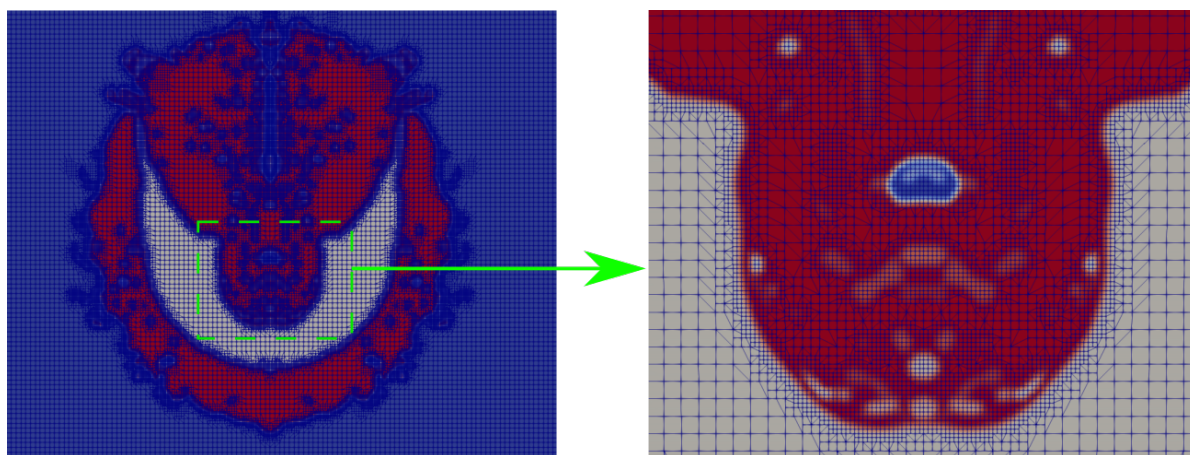


Рисунок 3.20 — Адаптивное измельчение сетки при фрагментации капли расплава с изначально асимметричным паровым пузырем.

3.4.2 Механизм фрагментации

На рис. 3.21 представлена трехмерная эволюция формы капли расплава для расчетного варианта со сферической выемкой. На начальной стадии наблюдается интенсивная деформация верхней части капли и образование многочисленных мелких фрагментов. В дальнейшем деформация распространяется в глубь расплава, центральная область капли вытягивается и разрушается. К моменту $t = 2.5$ мс происходит сквозное пробитие центральной части капли с формированием цилиндрической оболочки и образованием значительного количества вторичных фрагментов.

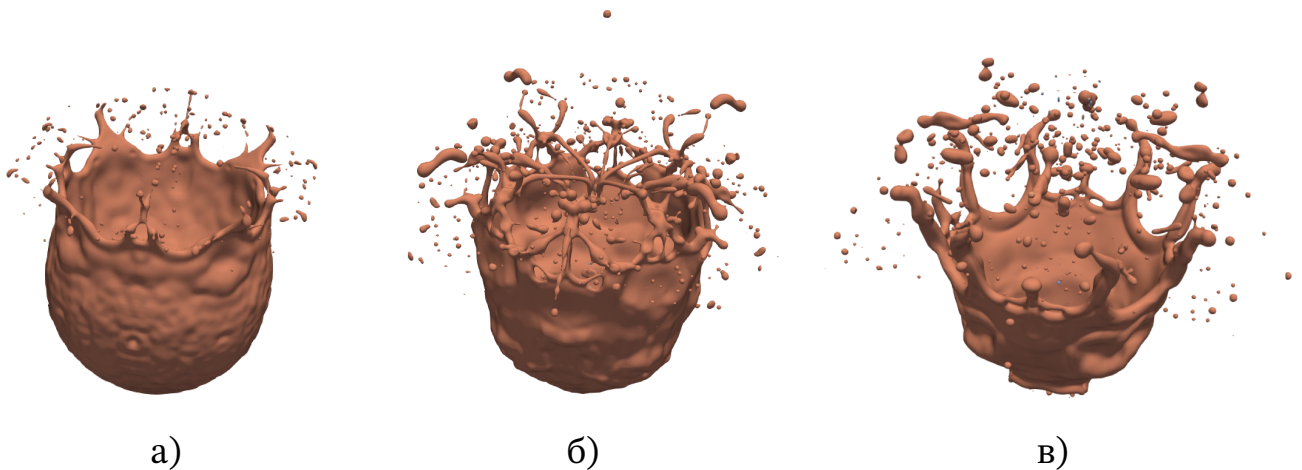


Рисунок 3.21 — Формы капли расплава (вариант В1) в моменты времени: а) $t = 0.5$ мс; б) $t = 1.5$ мс; в) $t = 2.5$ мс.

Более подробно механизм развития процесса отслеживается по распределениям объемных долей фаз в вертикальных сечениях, представленных на рис. 3.22. На начальной стадии при схлопывании паровой области развивается направленная внутрь капли кумулятивная струя воды, которая проникает в расплав и вызывает локальную деформацию его поверхности, формируя в капле вытянутую полость. За последующим расширением парового пузыря следует повторное схлопывание при котором формируется вторичная кумулятивная струя воды, сопровождающаяся проникновением воды в центральную часть капли и дальнейшим вытяжением полости в капле. Последовательное воздействие двух струй приводит к сквозному пробитию капли.

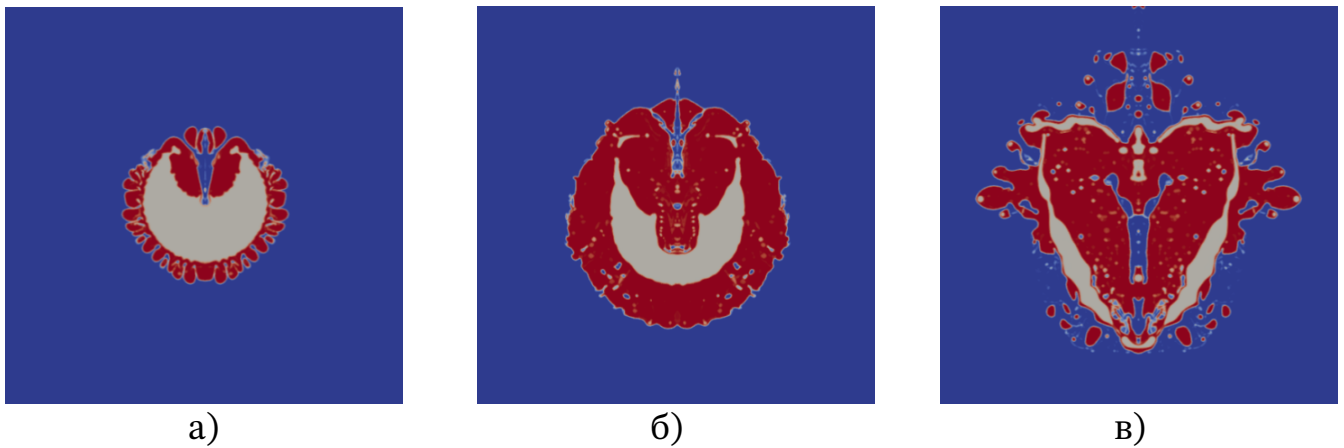


Рисунок 3.22 — 2D Формы капли расплава (вариант B1) в моменты времени:
а) $t = 0.2$ мс; б) $t = 0.5$ мс; в) $t = 2$ мс.

Наличие возникающих кумулятивных струй отчетливо проявляется также на графике экстремальных значений радиальной и вертикальной составляющих скорости воды (рис. 3.23). Первой струйке соответствует резкий отрицательный экстремум вертикальной скорости на начальной стадии процесса. После расширения парового пузыря и периода относительно плавного изменения скоростей вблизи $t \approx 0.9$ мс наблюдается второй выраженный минимум v_z , соответствующий возникновению вторичной кумулятивной струи.

Таким образом, в рассматриваемом варианте повторное образование кумулятивных струй является основным механизмом глубокого проникновения воды в расплав, сопровождающегося мелкой фрагментацией капли расплава.

На рис. 3.24 представлена эволюция формы капли расплава для расчетного варианта с эллипсоидальной формой парового пузыря. На начальной стадии капля сохраняет в целом сферическую форму, однако в ее средней части уже формируется выраженная зона деформации. К моменту $t = 1$ мс деформация усиливается: верхняя часть капли вытягивается, а по периферии формируются локальные выступы и отдельные выбросы расплава. К моменту $t = 3$ мс капля приобретает существенно сплюсненную форму, сопровождающуюся интенсивным развитием поверхностных возмущений и образованием вторичных фрагментов.

Более подробно механизм деформации прослеживается по двумерным распределениям объемных долей фаз в вертикальных сечениях. На рис. 3.25б и рис. 3.25в видно, что схлопывание паровой области происходит

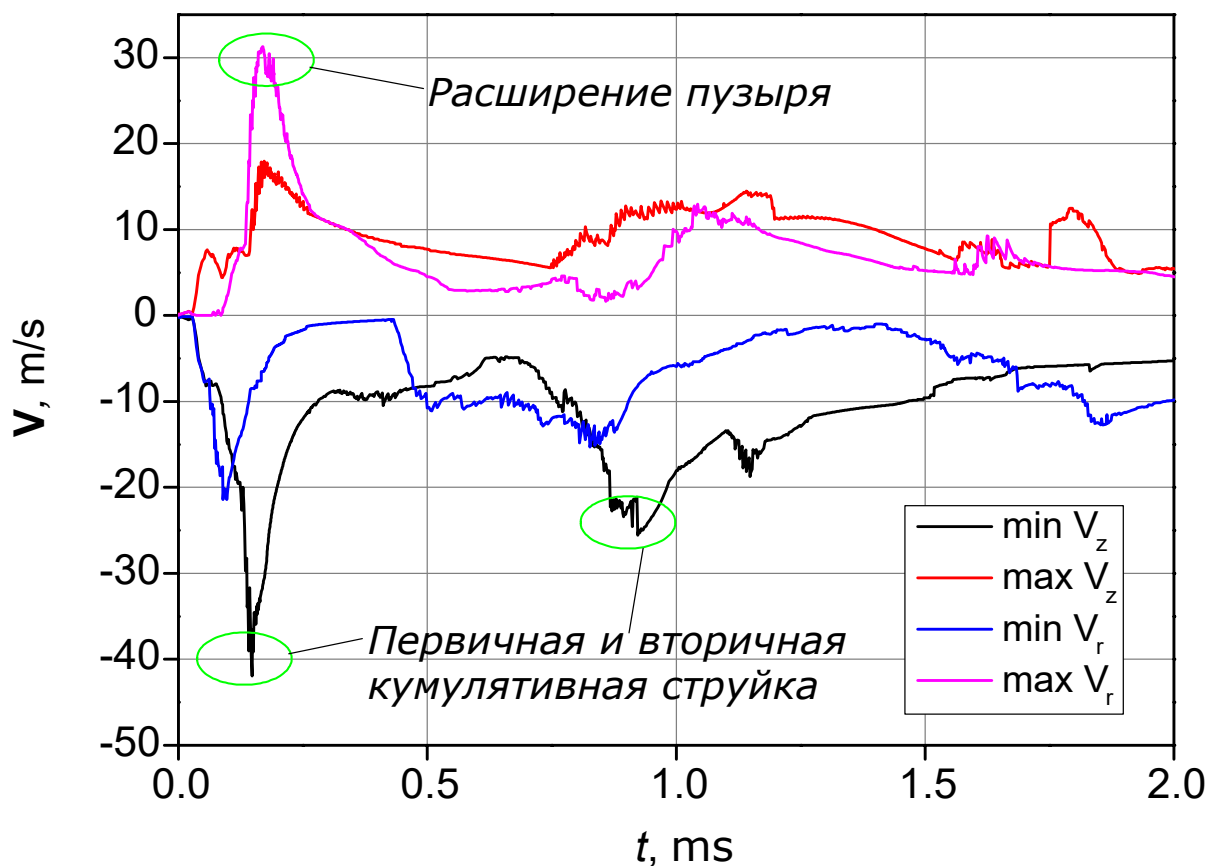


Рисунок 3.23 — Изменение скорости воды.

неравномерно и сопровождается формированием нескольких локальных кумулятивных струек воды. В отличие от случаев, когда кумулятивная струя формируется непосредственно вблизи поверхности расплава и глубоко проникает в каплю, здесь струйки возникают на некотором расстоянии от межфазной границы, поэтому их воздействие на поверхность расплава оказывается менее локализованным и интенсивным. Основным результатом взаимодействия становится перераспределение расплава в радиальном направлении и общее сплющивание капли. Это согласуется с трехмерными картинками на рис. 3.24б и рис. 3.24в, где вместо пробития центральной части наблюдается постепенное расширение капли в поперечном направлении, развитие периферийных выступов и последующая фрагментация ее внешней области.

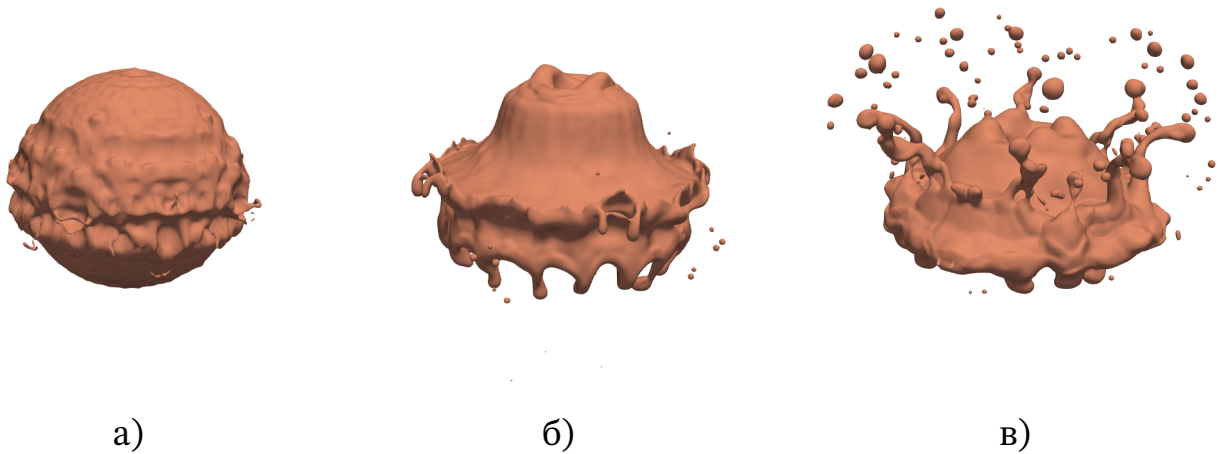


Рисунок 3.24 — Формы капли расплава (вариант В2) в моменты времени: а) $t = 0.3$ мс; б) $t = 1$ мс; в) $t = 3$ мс.

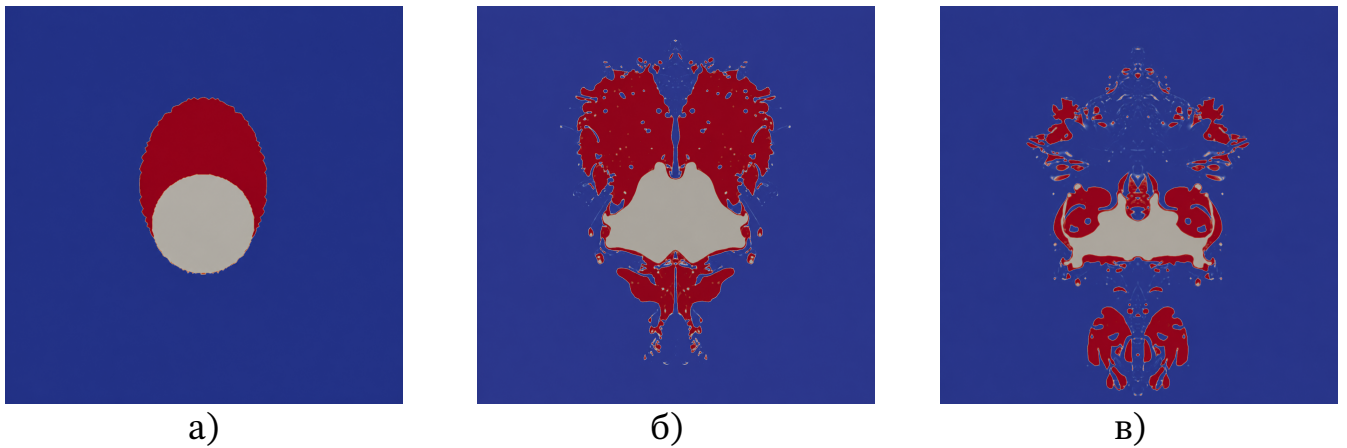


Рисунок 3.25 — 2D Формы капли расплава (вариант В2) в моменты времени: а) $t = 0.1$ мс; б) $t = 1$ мс; в) $t = 2$ мс.

3.5 Выводы по главе 3

В численных расчетах парового взрыва одиночной капли расплава в воде выявлены различные механизмы взаимодействия одиночной высокотемпературной капли расплава с водой, включая взрывообразное взаимодействие капли в первоначально покоящейся воде и фрагментацию капли, движущейся относительно окружающей воды. В первом случае возникают интенсивные всплески расплава, вызванные воздействием множества водяных микроструй. Во втором случае капля расплава фрагментируется под действием кумулятивной струи, формирующейся вследствие радиального схлопывания парового пузыря за каплей.

Особое внимание уделено влиянию скорости капли на параметры, характеризующие паровой взрыв. Показано, что с увеличением относительной скорости движения капли в воде возрастает скорость кумулятивной струи, формирующейся за каплей, что интенсифицирует взаимодействие и фрагментацию расплава. Скорость осевой струи значительно превышает относительную скорость движения капли до воздействия инициирующего импульса.

Наблюдается качественное согласование с экспериментальными наблюдениями: в процессе взаимодействия происходят значительная деформация и разрушение поверхности капли, сопровождаемые всплесками расплава и его мелкодисперсной фрагментацией. Для одного расчетного варианта проведено количественное сопоставление с экспериментом, показавшее достаточно хорошее согласование динамики колебаний парового пузыря.

Проведенные расчеты с изначально асимметричным паровым пузырем подтвердили существенное влияние формы парового объема на последующую фрагментацию капли. Неравномерное схлопывание приводит к формированию нескольких кумулятивных водяных струй, последовательное воздействие которых вызывает разрушение капли расплава.

Полученные результаты дополнительно раскрывают роль образования кумулятивных водяных микроструй как одного из механизмов, способствующих развитию неустойчивостей и фрагментации расплава, который ранее практически не рассматривался при анализе парового взрыва одиночной капли (SDSE).

Проведенные расчеты выполнены для одного диаметра и одной температуры капли, поэтому на их основе затруднительно сформулировать общий количественный критерий проникновения водяных струй в расплав. Для получения такого критерия, учитывающего влияние размера и температуры капли, теплофизических свойств материала и других параметров, необходимо более широкое параметрическое исследование.

Глава 4. Взаимодействие водяной струи с расплавом

Взаимодействие струй воды с высокотемпературными расплавами представляет интерес в связи с формированием зоны предварительного перемешивания при паровых взрывах, в том числе с возможными аварийными процессами в реакторных установках с жидкометаллическими теплоносителями. Проникновение воды в расплав сопровождается образованием и деформацией каверны, интенсивным парообразованием, развитием межфазных неустойчивостей и фрагментацией фаз. В данной главе рассматриваются особенности этих процессов при воздействии импульсной и непрерывной струй воды на расплав.

4.1 Взаимодействие импульсной струи воды с расплавом металла

4.1.1 Геометрия и параметры расчетов

Рассматриваются многофазные течения, возникающие при ударе струи воды конечного объема о поверхность бассейна высокотемпературного расплава. Расчеты выполнялись в условиях, соответствующих экспериментам [80]. Вследствие симметрии начальных условий расчеты проводились в области в форме прямоугольного параллелепипеда, соответствующей 1/4 рабочей области экспериментальной установки (см. схему на рис. 4.1). Область имела квадратное основание со стороной $L = 50$ мм и высоту $H = 100$ мм; нижняя грань $z = 0$ соответствовала дну бассейна расплава. Расчеты проводились на равномерной сетке $125 \times 125 \times 250$ с размером ячейки 0.4 мм по каждому направлению.

Начальная форма струи воды задавалась с учетом условий экспериментов [80]. Видеозаписи испытаний J3–J5 (обозначения приняты по [80]) показали, что непосредственно перед ударом струя воды состоит из утолщенной «головной» части, за которой следует длинная более тонкая «хвостовая» часть. Для сопоставления расчетных результатов с экспериментальными дан-

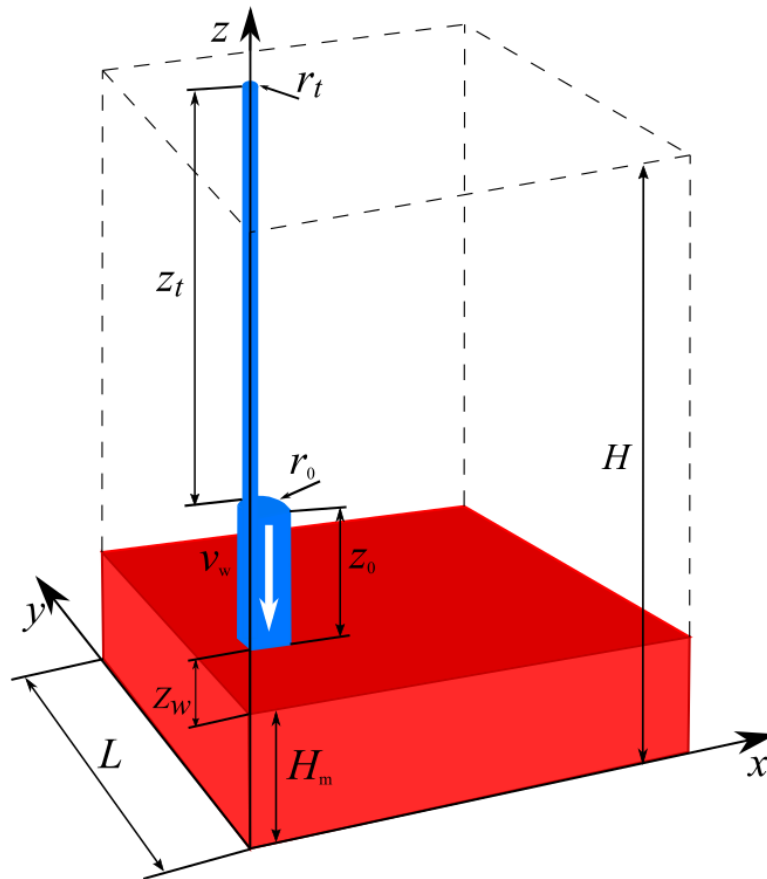


Рисунок 4.1 — Схема расчетной области (пунктирные линии) с расплавом (красный цвет) и струей воды (синий цвет); показана 1/4 полной области.

ными начальная форма струи задавалась соответствующим образом, хотя и в несколько упрощенном виде. Струя воды до удара представлялась двумя соосными цилиндрическими частями, показанными на рис. 4.1: передним («головным») цилиндром радиусом r_0 и высотой z_0 и задним («хвостовым») цилиндром радиусом r_t и высотой z_t . Передняя граница «головного» цилиндра располагалась на высоте $z_w = 6$ мм над поверхностью расплава. Начальная скорость струи воды была направлена вниз, а ее абсолютное значение составляло v_w . Левая ($x = 0$) и передняя ($y = 0$) границы рассматривались как плоскости симметрии. Верхняя граница была открытой, с фиксированным давлением $P_0 = 1$ бар. На всех остальных границах задавались условия адиабатических твердых стенок.

Теплофизические свойства материалов и диапазоны параметров выбирались в соответствии с экспериментами [80], в которых исследовалось взаимодействие струи воды с расплавом сплава Розе (представляющего собой сплав 50 % висмута, 25 % свинца и 25 % олова в массовом соотношении), и приводятся в табл. 4.

Таблица 4 — Физические свойства фаз в задаче взаимодействия импульсной струи воды с расплавом

Фаза	ρ_i , кг/м ³	$c_{p,i}$, Дж/(кг·К)	μ_i , Па·с	λ_i , Вт/(м·К)	σ_i , Н/м	Δh_{ev} , МДж/кг
Расплав	9720	147	$0.9 \cdot 10^{-3}$	16.3	0.41	–
Вода	1000	4181	$0.3 \cdot 10^{-3}$	0.65	0.06	–
Пар	меняется	1800	$1.23 \cdot 10^{-5}$	0.0246	–	2.26

Глубина бассейна расплава составляла $H_m = 14$ мм, а пространство над ним заполнено насыщенным паром при температуре $T_v = 373$ К, соответствующей внешнему давлению $P_0 = 1$ бар. Начальная температура воды составляла $T_w = 293$ К; температура расплава в расчетах, воспроизводивших эксперименты [80], составляла $T_m = 573$ К. В представленном ниже параметрическом исследовании температура расплава варьировалась.

Для валидации расчетного модуля была выполнена серия расчетов для трех экспериментов [80], обозначенных J3, J4 и J5. В этих экспериментах кратковременные вертикальные струи воды воздействовали на бассейн расплава металла, вызывая первичный (коронообразный) и вторичный (в виде центральной струи) всплески расплава. Соответствующие расчетные варианты далее обозначаются V1, V2 и V3. Следует отметить, что в экспериментах расплав Розе находился в нагреваемом цилиндрическом сосуде диаметром 84 мм и высотой 23 мм, тогда как в расчетах бассейн имел квадратную форму; это различие в геометрии можно считать несущественным.

В табл. 5 приведены параметры, характеризующие начальные условия задачи. В крайнем левом столбце указаны обозначения расчетных вариантов; в скобках приведены соответствующие экспериментальные испытания из [80]. В последующих столбцах V_0 — начальный объем водяной струи, v_w — начальная вертикальная скорость струи воды. Во всех вариантах радиус r_0 головной части струи принимался по данным [80]; однако высота головной части z_0 и параметры хвостовой части r_t и z_t были приведены в [80] только для эксперимента J3. Расчет показывает, что в эксперименте J3 половина начального объема воды содержалась в передней части струи, поэтому предполагалось, что такое же соотношение справедливо для струй в вариантах J4

и J5. Это позволило определить высоты головной части z_0 , тогда как геометрия хвостовой части принималась одинаковой во всех вариантах.

В табл. 5 также представлены расчетные и экспериментальные характеристики всплесков расплава: $h_{\max}$ — максимальная высота подъема расплава над исходным уровнем бассейна, $t_{\max}$ — момент достижения этой высоты. Экспериментальные данные приведены в скобках; результаты проанализированы в последующих разделах.

Таблица 5 — Валидационные варианты и результаты для задачи о взаимодействии импульсной струи воды с расплавом

Вариант (эксп. [80])	V_0 , мл	v_w , м/с	r_0 , мм	z_0 , мм	r_t , мм	z_t , мм	$h_{\max}$, мм	$t_{\max}$, мс
V1 (J3)	1	4	3.35	14	1.6	64	51 (51.5; 38.2)	160 (156; 139)
V2 (J4)	1	3.6	3.75	11	1.6	64	50 (73; 49.7; 20.41)	136 (201; 168; 161)
V3 (J5)	1	3.1	3.11	16	1.6	64	40.5 (53.4; 44)	112 (173; 152)

4.1.2 Стадии взаимодействия импульсной струи воды с расплавом

Рассмотрим основные стадии взаимодействия воды с расплавом, инициированного ударом струи воды о поверхность бассейна расплава. На рис. 4.2 для варианта V2 представлены формы поверхностей воды и расплава в четыре последовательных момента времени: $t = 4, 10, 20$ и 40 мс, отсчитываемых от момента первого контакта воды с невозмущенной поверхностью расплава. Видимые поверхности обеих фаз представлены изоповерхностями объемных долей $\alpha_w = 0.1$ и $\alpha_m = 0.1$.

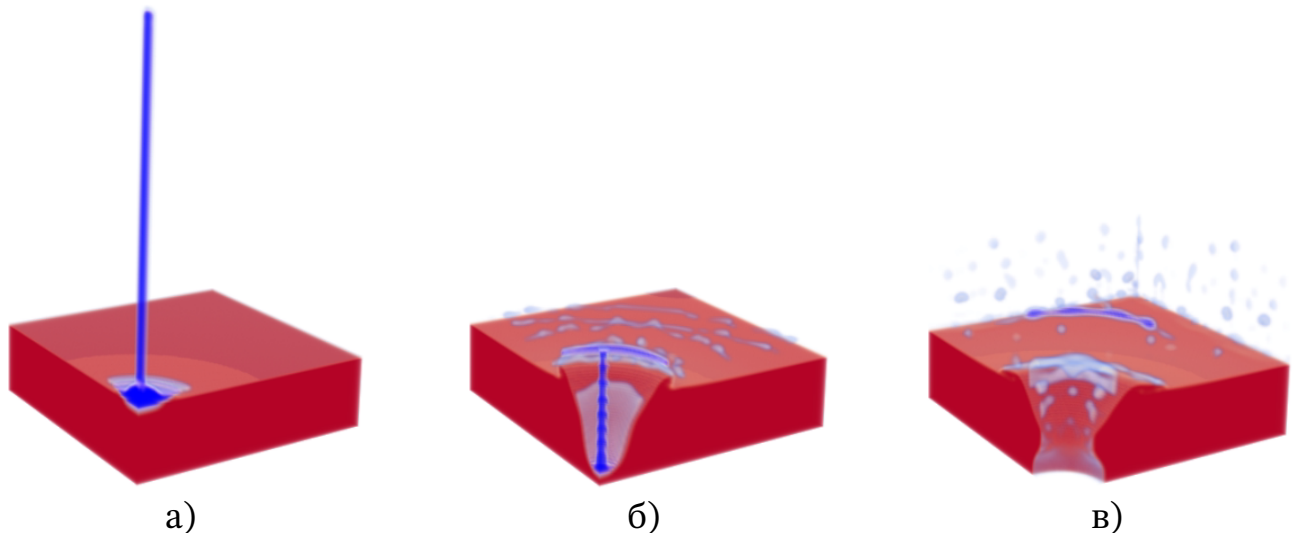


Рисунок 4.2 — Изоповерхности объемных долей расплава и воды в моменты времени: а) $t = 4$ мс; б) $t = 20$ мс; в) $t = 40$ мс.

На начальной стадии взаимодействия головная часть струи воды достигает поверхности расплава и растекается по ней, формируя тонкий быстродвижущийся радиальный слой (см. рис 4.2а). Под действием струи в расплаве формируется каверна, нисходящая поверхность которой покрыта водой; см. рис. 4.2б. На внешней кромке каверны образуется коронообразная форма из расплава, аналогичная наблюдаемой в многочисленных исследованиях удара капли воды о поверхность воды. В отличие от падения одиночной капли на поверхность жидкости, подача воды в каверну продолжается достаточно долго вследствие значительной длины хвостовой части струи. В результате каверна достигает дна бассейна, полностью вытесняя расплав и приобретая почти цилиндрическую форму, отчетливо видимую на рис. 4.2в. Приблизительно в этот момент первичный (коронообразный) всплеск расплава достигает максимальной высоты около 5 мм над исходным уровнем бассейна. На рис. 4.2 также видно образование множества капель воды, разлетающихся в стороны от места удара. На кромке образовавшегося всплеска наблюдаются возмущения; однако для количественного анализа их развития и отрыва мелких капель расплава требуется более высокое пространственное разрешение.

Дальнейшая эволюция течения расплава определяется инерцией и силой тяжести. Радиальное схлопывание практически цилиндрической каверны приводит ко вторичному всплеску расплава, значительно более высокому, чем первичный. Этот всплеск представлен на рис. 4.3 в три после-

довательных момента времени, последний из которых (150 мс) соответствует максимальному подъему расплава. Для наглядности на рис. 4.3 показана только поверхность расплава, поскольку вода на этой стадии уже не вызывает интерес и не оказывает существенного влияния на течение. В результате схлопывания каверны формируется тонкая высокая центральная струя (см. рис. 4.3б). Вершина поднимающейся струи имеет заостренную форму; над ней наблюдаются мелкие капли, движущиеся вверх с еще большей скоростью. Со временем капиллярная неустойчивость приводит к фрагментации струи и отделению нескольких капель. На более поздней стадии расплав возвращается в бассейн, вызывая образование волн на его поверхности. Качественно аналогичная последовательность процессов получена и в двух других расчетах (варианты V1 и V3).

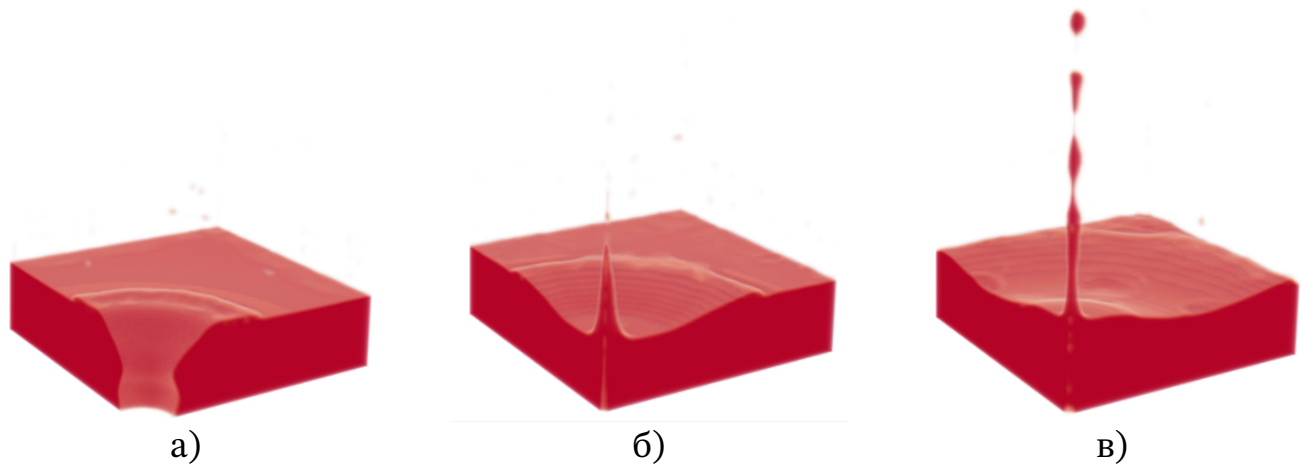


Рисунок 4.3 — Изоповерхности объемной доли расплава в моменты времени:

а) $t = 50$ мс; б) $t = 80$ мс; в) $t = 150$ мс.

4.1.3 Валидация на экспериментальных данных

Сопоставление численных и экспериментальных результатов по максимальной высоте подъема расплава $h_{\max}$ и моменту ее достижения $t_{\max}$ приведено в двух крайних правых столбцах табл. 5 (экспериментальные данные приведены в скобках). В экспериментах наблюдалась фрагментация центральной струи на две или три крупные части; для каждой части

приведены максимальная высота и соответствующий момент времени в порядке убывания высоты. Следует отметить, что в экспериментах струи были асимметричными, тогда как расчеты вследствие заданных начальных и граничных условий предсказывают почти осесимметричное течение, хотя разделение на несколько фрагментов также наблюдалось (см. рис. 4.3в). Для оценки качественного и количественного согласия расчетных и экспериментальных данных сопоставляются формы центральной струи, полученные численно, с видимыми мгновенными контурами струй расплава, зарегистрированными в экспериментах [80]. Расчетные формы определялись по распределению объемной доли расплава α_m в плоскости xOz и зеркально отражались относительно вертикальной оси вследствие условия симметрии, заданного в расчетах. Результаты для трех экспериментов и соответствующих расчетов представлены на рис. 4.4.

Для некоторых моментов времени наблюдается достаточно хорошее согласие по высоте центральной струи (рис. 4.4б), тогда как в других случаях различия существенны (рис. 4.4а и рис. 4.4в). В целом расчетные струи расплава оказываются более тонкими, чем наблюдающиеся в экспериментах, что особенно отчетливо видно на рис. 4.4в в момент времени 94 мс. Вероятной причиной большей толщины экспериментальных струй является наличие внутренних паровых пузырьков, возникающих вследствие испарения мелких капель воды, захваченных расплавом в процессе взаимодействия. В расчетах наблюдалось лишь небольшое число паровых пузырьков в расплаве; для воспроизведения таких явлений требуется существенно более мелкая расчетная сетка. Кроме того, захват воды возмущенным расплавом может быть более интенсивным при асимметричном ударе струи и соответствующем асимметричном течении расплава, когда наряду с радиальными волнами, наблюдавшимися в настоящих расчетах, возникают боковые волны на поверхности расплава. Представленные в табл. 5 характеристики подъема расплава показывают, что расчетная максимальная высота близка к среднему значению высот экспериментально наблюдавшихся фрагментов; момент максимального подъема также коррелирует со средним значением соответствующих времен. Более точная оценка характеристик всплесков требует более подробных экспериментальных данных, в частности сведений о повторяемости процесса и количественных оценок соответствующих неопределенностей.

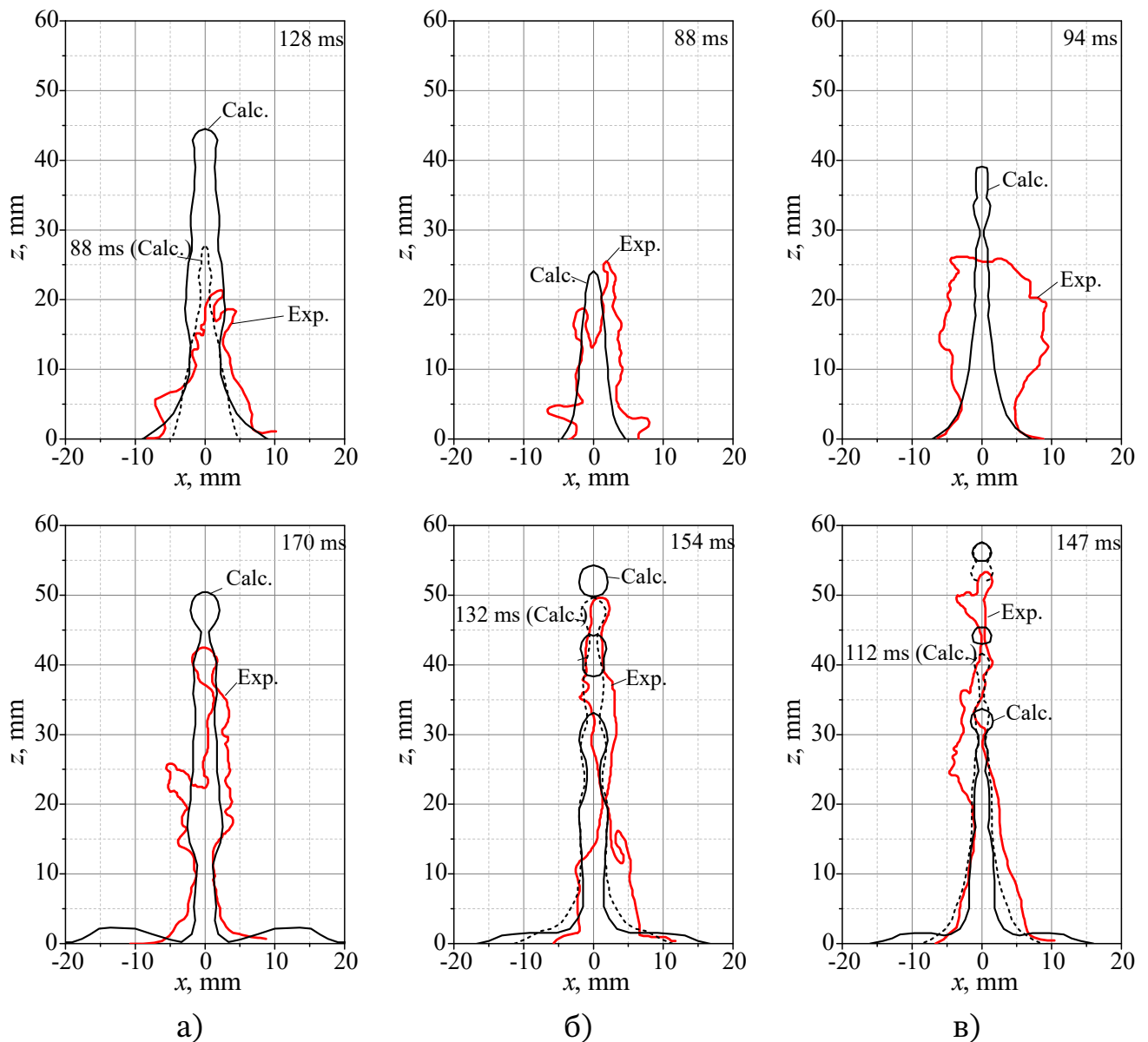


Рисунок 4.4 — Расчетные и экспериментальные видимые контуры центральной струи: а) V1 (J3); б) V2 (J4); в) V3 (J5).

4.1.4 Параметрический анализ

Задача о всплеске расплава при ударе струи воды представляет фундаментальный интерес как обобщение известных задач о слиянии капли воды с бассейном воды и о разбрызгивании воды при ударе о твердую поверхность. Одновременно эта задача имеет непосредственное отношение к формированию зоны предварительного перемешивания при стратифицированных паровых взрывах. В связи с этим важно определить механизмы формирования направленного вверх восходящего течения расплава, образующегося

после схлопывания каверны, и оценить влияние различных параметров задачи. Для этого была выполнена серия расчетов, в которых начальная форма струи была упрощена по сравнению с валидационными расчетами предыдущего раздела: струя задавалась цилиндрической, без «хвостовой» части, что соответствует $z_t = 0$ на рис. 4.1. Особый интерес представляло преобразование импульса при взаимодействии воды с расплавом. Например, в [56] высота всплесков расплава оценивалась по импульсу струи воды в предположении его полной передачи, то есть восходящий импульс расплава считался равным по модулю нисходящему импульсу воды. Справедливость этого предположения проверяется ниже на основе расчетов, приведенных в табл. 6.

Таблица 6 — Расчетные варианты параметрического исследования взаимодействия импульсной струи воды с расплавом

Вариант	T_m , К	ρ_m , кг/м ³	V_0 , мл	v_w , м/с	r_0 , мм	z_0 , мм	h_1 , мм	t_1 , мс	h_2 , мм	t_2 , мс	R_c , мм	H_c , мм	t_c , мс
P1	573	9720	1	6	4	20	10.8	30	23	136	18	12.7	48
P2			1.5	4	4.6	23	8.3	20	19	130	17.6	10.9	48
P3			0.3	20	2.7	13.4	15.6	32	44.2	142	20.4	13.9	50
P4			1.5	4	4	30	10.5	28	25.7	140	17.8	11.9	52
P5			0.3	20	4	6	14.2	48	33.2	142	17.4	12.2	50
T4	1273	9720	1.5	4	4	30	10.1	36	28.2	144	18.2	11.7	50
T5			0.3	20	4	6	12.2	22	30	138	17.9	12.4	48
R4	573	5000	1.5	4	4	30	13.2	36	44	140	21.5	14	58
R5			0.3	20	4	6	15.3	20	52	142	23	14	56

Влияние скорости и геометрии струи воды анализируется в вариантах P1–P5, при этом начальный вертикальный импульс струи воды оставался постоянным, $I_{w,0} = \rho_w V_0 v_w = 6.2 \cdot 10^{-3}$ Н·с. Варианты T4–R5 рассмотрены для исследования влияния на взаимодействие температуры и плотности расплава: варианты T4 и T5 имеют те же параметры, что P4 и P5, но температура расплава выше на 700 К; варианты R4 и R5 соответствуют P4 и P5, но плотность расплава приблизительно в два раза меньше.

В восьми крайних правых столбцах табл. 6 приведены расчетные характеристики полученных всплесков расплава: h_1 — высота подъема расплава при первичном (коронаобразном) всплеске, t_1 — момент достижения этой высоты; h_2 и t_2 — аналогичные характеристики вторичного всплеска (центральной струи); R_c — максимальный радиус каверны на поверхности расплава; H_c — максимальная глубина каверны относительно исходного уровня поверхности бассейна расплава; t_c — момент достижения максимальной глубины каверны.

При одинаковых интегральных параметрах струи характер всплеска существенно зависит от соотношения массы воды и скорости струи. Наименьшие всплески формируются в варианте P2, соответствующем большей массе воды и меньшей скорости струи, тогда как наиболее высокие всплески наблюдаются в варианте P3 для маломассивной, но высокоскоростной струи. При этом для всех вариантов второй всплеск в целом оказывается более выраженным, чем первый.

Сопоставление результатов вариантов T4 и T5 с результатами, полученными при более низкой температуре расплава (P4 и P5), показывает, что начальная температура расплава оказывает лишь незначительное влияние на характеристики всплесков, включая высоту первичного (коронаобразного) и вторичного (центральная струя) подъема расплава. Следует отметить, что в модели VOF кипение воды протекает в режиме пленочного кипения, тогда как пузырьковое кипение не учитывается. Сразу после прямого контакта двух жидкостей формируется паровая пленка, разделяющая воду и расплав и ограничивающая интенсивность теплообмена. Из этого следует, что взаимодействие определяется преимущественно гидродинамическими факторами: инерцией фаз, вязкостью, поверхностным натяжением и др.

Плотность расплава, напротив, существенно влияет на процесс взаимодействия, в частности на высоту всплесков расплава. Высота первичного (коронаобразного) всплеска в вариантах R4 и R5 на 10–30 % больше, чем в вариантах P4 и P5 с большей плотностью, тогда как высота центральной струи больше на 60–70 % (см. табл. 6). Для демонстрации различий на рис. 4.5 представлены формы поверхности расплава в вариантах R5 и P5 в один и тот же момент времени $t = 120$ мс. При меньшей плотности внутри центральной струи расплава наблюдаются захваченные пузырьки пара, отсутствующие при большей плотности.

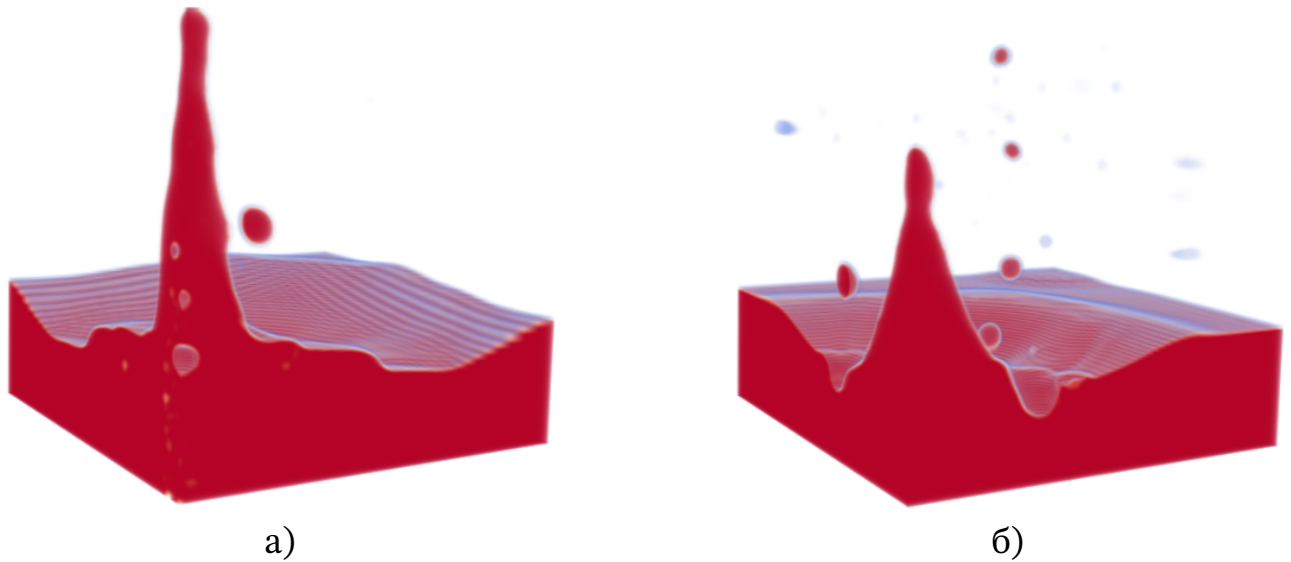


Рисунок 4.5 — Форма поверхности расплава в момент времени $t = 120$ мс для вариантов R5 (а) и P5 (б).

4.1.5 Изменение импульса

В рассматриваемой задаче суммарный импульс системы в начальный момент отрицателен, то есть направлен вниз, поскольку полностью сосредоточен в струе воды. Дальнейшее взаимодействие менее плотной жидкости с тяжелым расплавом приводит к перераспределению импульса между фазами. В частности, на начальной стадии взаимодействия, при формировании быстрых струйных выбросов, расплав движется вверх и приобретает положительный импульс. В расчетах вертикальные импульсы расплава и воды вычислялись интегрированием по всей расчетной области; множитель 4 учитывает, что расчетная область охватывает 1/4 полного пространства. Здесь w — вертикальная компонента скорости:

$$I_m = 4 \int_V \alpha_m \rho_m w dV, \quad I_w = 4 \int_V \alpha_w \rho_w w dV. \quad (4.1)$$

На рис. 4.6 приведены временные зависимости вертикального импульса расплава (верхний ряд) и воды (нижний ряд), нормированные на начальный импульс струи воды $I_{w,0} = \rho_w V_0 v_w$, как для вариантов из табл. 5, так и для части вариантов из табл. 6. На рис. 4.6а представлены результаты для вариантов P1–P5 с одинаковым значением импульса $I_{w,0} = 6.2 \cdot 10^{-3}$ Н·с. Импульс воды линейно уменьшается по мере сокращения свободной части

струи; затем он становится положительным и достигает 5–20 % начального значения, поскольку вода вытесняется формирующейся в расплаве каверной, образуя быстрое пленочное течение и множество капель, отчетливо видимых на рис. 4.26.

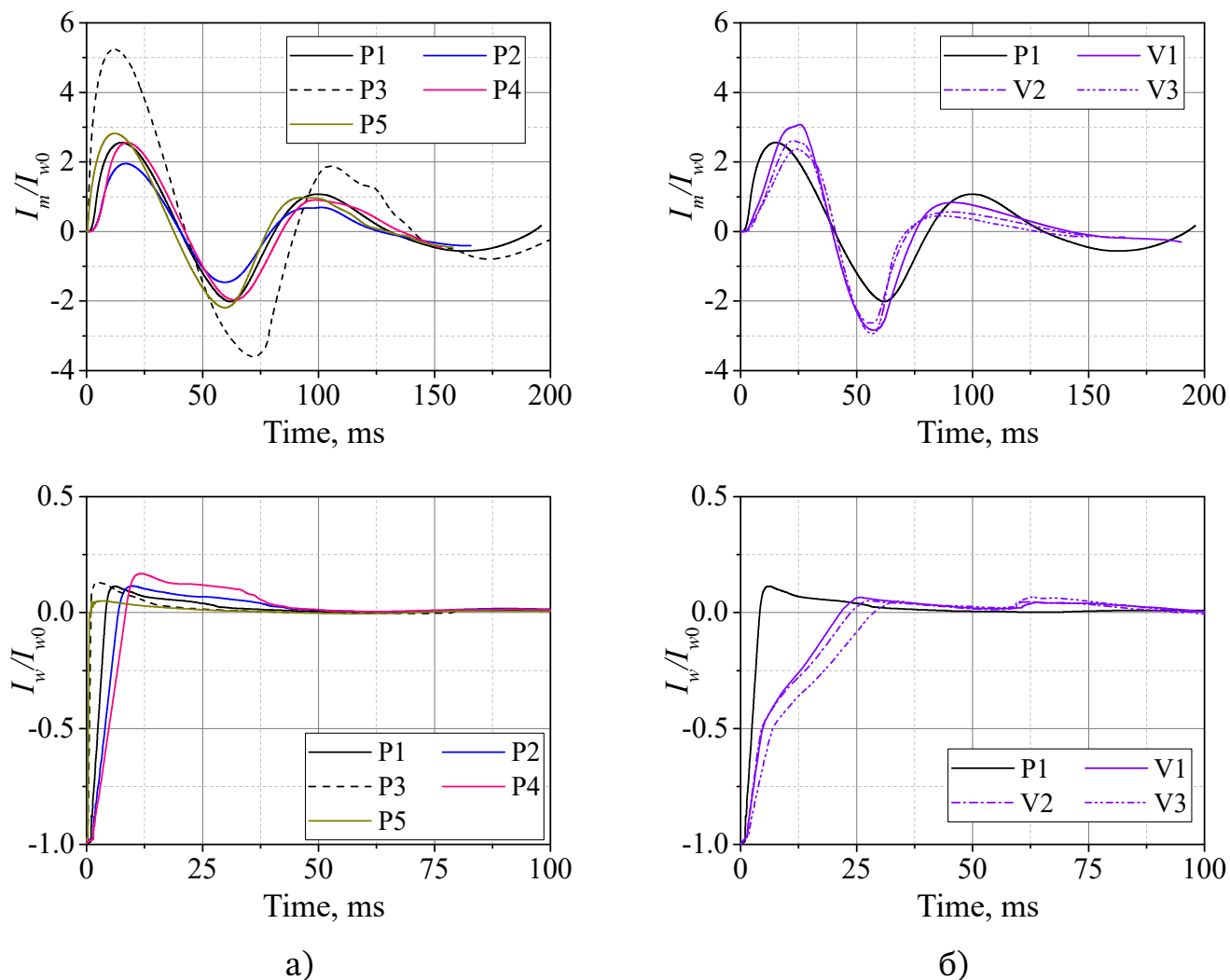


Рисунок 4.6 — Временные зависимости безразмерного вертикального импульса расплава (верхний ряд) и воды (нижний ряд): а) варианты P1–P5 при постоянном начальном импульсе струи воды; б) сопоставление с валидационными вариантами V1–V3.

Хотя под каверной расплав движется вниз, у ее кромки он вытесняется вверх; часть расплава увлекается быстрым течением вдоль поверхности каверны и образует мелкие быстро движущиеся капли. В результате интегральный импульс расплава положителен, возрастает на стадии взаимодействия и достигает максимального значения $(2 - 3) I_{w,0}$ примерно в момент 15 мс, что вдвое меньше времени достижения максимальной высоты кромки каверны (см. время t_1 в табл. 6). К этому моменту вода

теряет начальный импульс, и последующая динамика расплава определяется только приобретенной на быстрой стадии взаимодействия инерцией, силой тяжести и диссипацией, связанной с вязкостью и поверхностным натяжением. Примерно к 40 мс импульс расплава становится отрицательным, достигает минимума около 60 мс, а затем вновь возрастает до максимального значения порядка $(0.7 - 1) I_{w,0}$ при 100 мс. Последующее увеличение вертикального импульса связано с формированием вторичного всплеска — центральной струи, максимальная высота h_2 которой достигается в момент 130–142 мс (см. табл. 6), когда вертикальный импульс расплава вновь обращается в нуль.

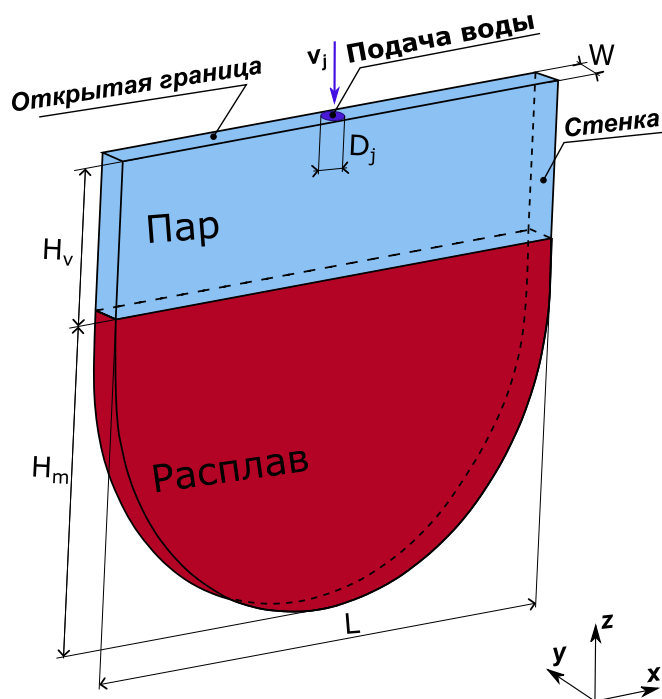
Приведенные выше значения относятся к вариантам P1, P2, P4 и P5; однако для варианта P3, показанного штриховой линией, амплитуда колебаний импульса оказалась приблизительно на 70 % больше. Этот вариант соответствует струе воды малого радиуса — 2.7 мм по сравнению с 4–4.6 мм в остальных четырех вариантах — и высокой скорости 20 м/с. Несмотря на наименьшую массу струи воды, каверна, сформировавшаяся в расплаве в варианте P3, была наибольшей из пяти рассмотренных. Ее глубина составляла 13,9 мм; при глубине бассейна 14 мм это означает, что каверна почти достигла дна. Последующий вторичный всплеск был самым высоким среди вариантов P1–P5.

На рис. 4.66 сопоставлены временные зависимости безразмерного суммарного импульса каждой фазы для варианта P1 с цилиндрической струей и вариантов V1–V3 со струей, состоящей из двух цилиндрических частей — головной и хвостовой. Начальный импульс струи воды различался во всех вариантах и составлял соответственно $I_{w0} = 6.2 \cdot 10^{-3}$, $4.15 \cdot 10^{-3}$, $3.74 \cdot 10^{-3}$ и $3.2 \cdot 10^{-3}$ Н·с. Кривые импульса воды для вариантов V1–V3 имеют излом приблизительно при половине начального значения, соответствующий переходу от взаимодействия головной части струи с расплавом к взаимодействию хвостовой части. Кривые импульса расплава имеют сходный вид; при этом амплитуда в вариантах V1–V3 приблизительно на 40 % больше, первый максимум достигается позднее, а первый минимум и второй максимум — раньше, чем в варианте P1. Важно отметить, что в варианте P1 с большим начальным импульсом воды каверна не достигала дна бассейна, а высота всплеска была меньше, чем в вариантах V1–V3.

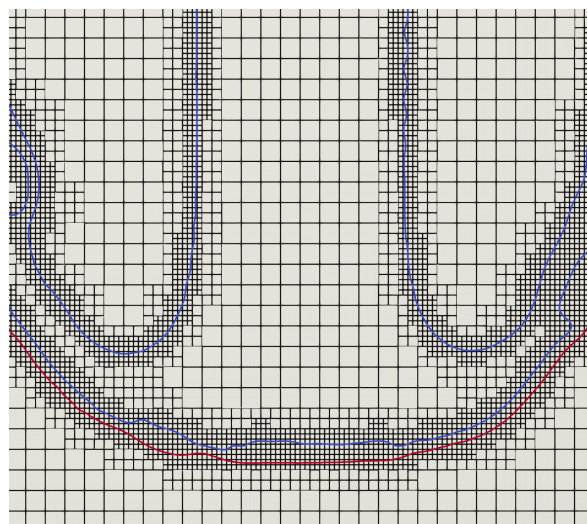
4.2 Непрерывная струя

4.2.1 Геометрия и параметры расчетов

Рассматривается удар вертикальной струи воды по поверхности расплава, находящегося в узком сосуде с параллельными боковыми стенками, полукруглым дном и открытым верхом. Геометрия сосуда воспроизведена в трехмерной расчетной области (см. рис. 4.7а) в соответствии с экспериментальной установкой [82]. Общая ширина расчетной области $L = 170$ мм, ее поперечный размер составляет $W = 10$ мм. Верхняя часть области высотой $H_v = 50$ мм заполнена насыщенным паром, а нижняя часть – горячим расплавом глубиной $H_m = 100$ мм.



а)



б)

Рисунок 4.7 — Эскиз расчетной области: а) трехмерный вид с типами границ и указанием начальных распределений фаз; б) фрагмент адаптивной расчетной сетки в области трехфазного взаимодействия при ударе струи по поверхности расплава.

Давление на верхней открытой границе области составляет $P_0 = 0.1$ МПа; подача воды в область осуществляется через круглую область диа-

метром $D_j = 6$ мм. Остальные границы представляют собой адиабатические твердые стенки с условиями прилипания для скорости.

Расчеты проводились на сетках двух типов – фиксированной и адаптивной. Фиксированная сетка содержала около 6.6 млн ячеек, со сгущением узлов в области предполагаемого взаимодействия, где ячейки имеют кубическую форму со стороной 250 мкм. При использовании метода AMR начальная расчетная сетка содержит около 1 миллиона ячеек, а к концу расчетного времени вследствие автоматического измельчения количество ячеек достигает более 18 миллионов. При этом удастся уменьшить линейный размер кубической ячейки в области взаимодействия до 140 мкм (см. рис. 4.76). В методе VOF, с учетом искусственного размытия межфазных границ, минимальный размер воспроизводимых элементов течения составляет несколько (5–10) размеров сеточной ячейки, поэтому сопоставление полученных на разных сетках результатов позволяет оценить влияние разрешающей способности сетки на адекватность описания неустойчивости границ раздела фаз, фрагментации жидкостей, и, как следствие – на воспроизводимость интегральных характеристик течения.

Параметры численного расчета соответствуют испытанию 5 в экспериментах [82]: скорость водяной струи $v_j = 4.7$ м/с, температура струи $T_j = 298$ К, температура расплава $T_m = 778$ К. Физические свойства фаз приведены в табл. 7.

Таблица 7 — Физические свойства фаз

Фаза	ρ_i , кг/м ³	$c_{p,i}$, Дж/(кг·К)	μ_i , Па·с	λ_i , Вт/(м·К)	σ_i , Н/м
Расплав	10000	140	$1.3 \cdot 10^{-3}$	15	0.39
Вода	1027	4181	$0.3 \cdot 10^{-3}$	0.65	0.06
Пар	идеал. газ	1800	$3.5 \cdot 10^{-5}$	0.02	–

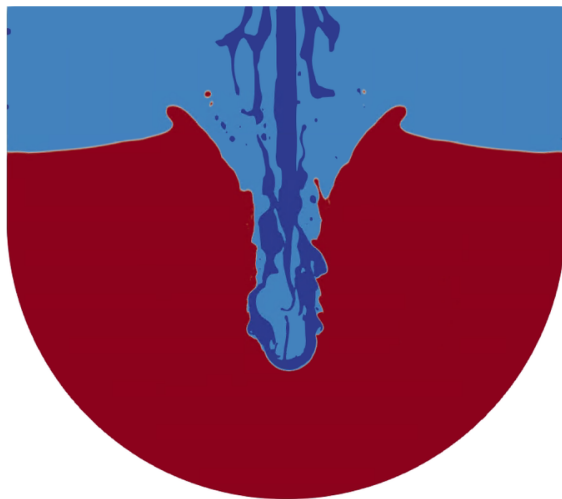
4.2.2 Развитие пароводяной каверны

Анализ экспериментальных нейтронно-радиографических изображений [82] при взаимодействии струи воды с расплавом в различных режимах позволяет выделить несколько характерных стадий развития процесса. Изначально проникновение струи в расплав сопровождается вовлечением паровой фазы из области над свободной поверхностью расплава. Затем стенки формирующейся каверны начинают смыкаться в радиальном направлении под действием гидростатических и инерционных сил, что приводит к разделению каверны на две части и распаду водяной струи. Последующее вскипание воды, захваченной в нижней части каверны, приводит к формированию пароводяной смеси и дальнейшей деформации поверхности расплава.

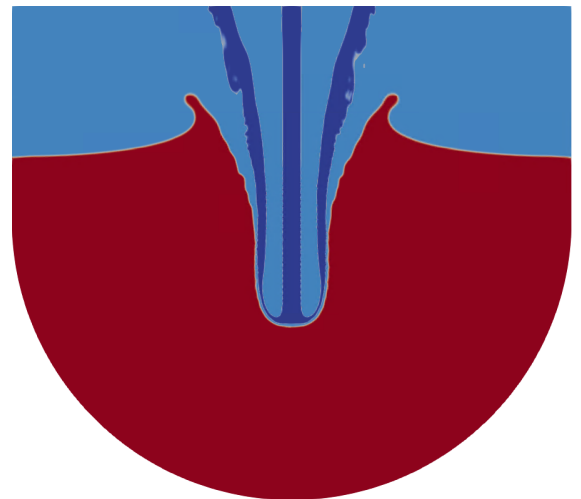
В данной работе динамика взаимодействия отнесена к безразмерным моментам времени, определенным в соответствии с [82]: $t^* = tv_j/D_j$, где t — размерное время. Наиболее наглядное представление результатов достигается при визуализации полей объемных долей фаз. На рис. 4.8 приведены основные стадии взаимодействия в продольной плоскости симметрии для двух вариантов расчета: с применением адаптивной сетки (AMR) и на фиксированной сетке, при этом все физические параметры расчетов одинаковы.

Удар струи воды по поверхности расплава приводит к образованию полости чашеобразной формы (см. рис. 4.8а и 4.8б) при этом часть воды отражается от расплава и формирует обратное течение. Из-за разности скоростей между водой и паром на поверхности струи развивается неустойчивость Кельвина — Гельмгольца, которая приводит к образованию поверхностных волн, отрыву отдельных капель воды. Возникает дополнительное перемешивание потоков воды, обратный поток также дробится на мелкие капли. Рост межфазных возмущений приводит к деформации поверхности расплава с последующем отрывом отдельных струек расплава.

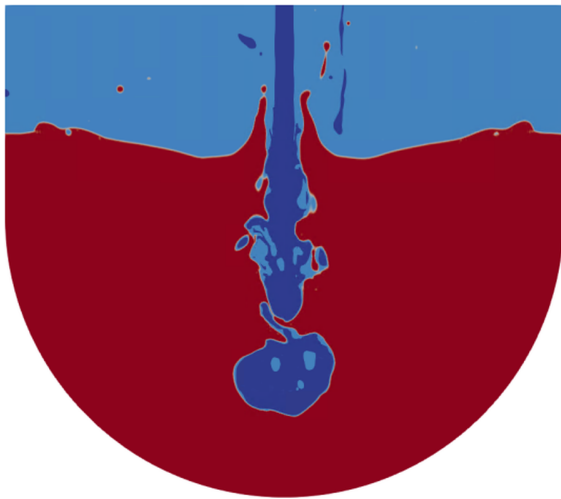
При дальнейшем погружении струи воды в расплав начинается сужение каверны, обусловленное действием инерционных сил, возникает «перетяжка» каверны, происходит ее разделение на две части и распад струи воды (рис. 4.8в и 4.8г), поступление воды в нижнюю часть каверны оказывается затруднено.



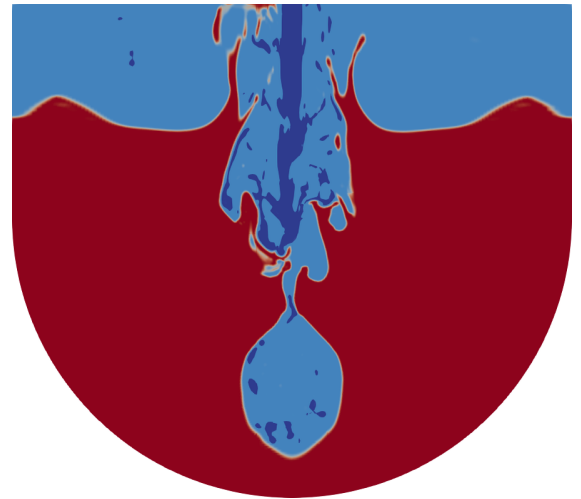
а)



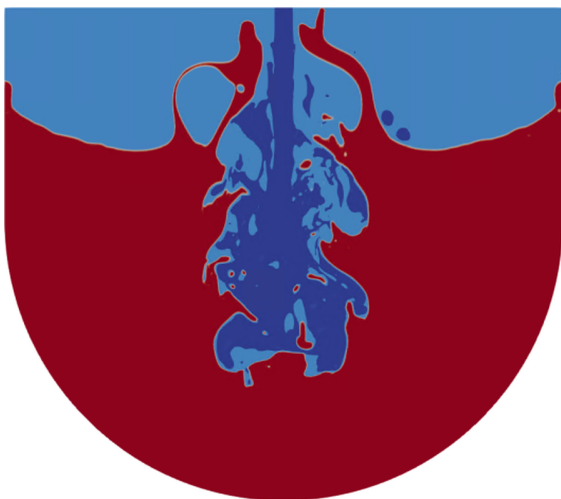
б)



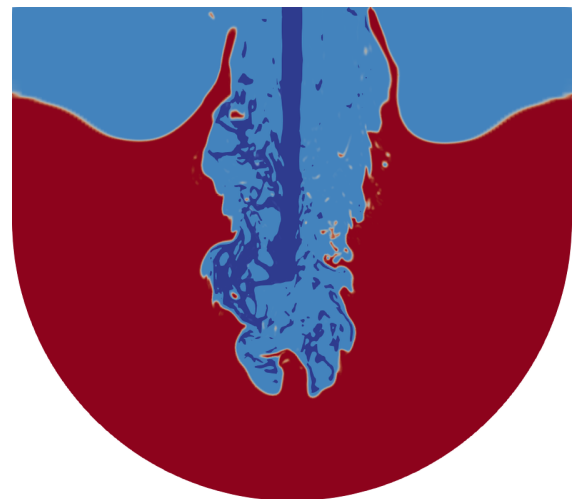
в)



г)



д)



е)

Рисунок 4.8 — Многофазное взаимодействие в плоскости симметрии xz : (а) и (б): $t^* = 45$; (в) и (г): $t^* = 105$; (д) и (е): $t^* = 150$. Ряд слева – численный расчет на адаптивной сетке, ряд справа – расчет на фиксированной сетке.

После достижения максимальной глубины проникновения струи начинается заключительная стадия взаимодействия – формирование двухфазной пароводяной области, сопровождающееся неустойчивым кипением и интенсивным поперечным расширением каверны (рис. 4.8д и 4.8е). Для этой стадии характерны уже значительные деформации поверхности расплава, что приводит к интенсификации теплообмена и обильному выделению пара. Испарение воды в нижней части каверны формирует конфигурацию с более легкой паровой фазой под слоем воды, создавая условия для развития неустойчивости Рэлея — Тейлора.

На рис. 4.9, мгновенные формы поверхностей воды и расплава (изображенные в виде наборов уровней соответствующих объемных долей, $\alpha_m = 0.5$ и $\alpha_w = 0.5$) дополнительно иллюстрируют процесс взаимодействия воды с расплавом, проанализированный выше. Такие трехмерные изображения удобны для лучшего понимания сложной формы фазовых поверхностей, развивающихся в процессе взаимодействия, дополняя распределения объемной доли фазы в сечениях, представленные на рис. 4.8. Видно, что после начала неустойчивого кипения и схлопывания нижней части каверны процесс характеризуется образованием мелких капель расплава, которые приобретают достаточно большие скорости и отбрасываются вверх и в стороны. Эти капли также способствуют образованию зоны перемешивания, которая может создать угрозу возникновения парового взрыва.

На рис. 4.10 проведено сопоставление мгновенных контуров (внешних границ) пароводяной каверны, полученных в расчетах и при обработке экспериментальных изображений [83]. Можно констатировать качественно правильное воспроизведение основных изменений формы каверны: начального углубления, последующего вытягивания и поперечного расширения. Вместе с тем рассчитанная каверна на всех рассмотренных стадиях характеризуется большей глубиной проникновения струи, а ширина каверны в расчете несколько меньше, чем в эксперименте, вследствие чего полость имеет более вытянутую форму. Наиболее заметные различия проявляются на поздней стадии, когда в эксперименте наблюдается более выраженное уменьшение глубины каверны.

Векторные поля скорости представляют большой интерес, поскольку позволяют детально проследить структуру течения в процессе взаимодействия. На рис. 4.11 представлены мгновенные векторные поля безразмерной

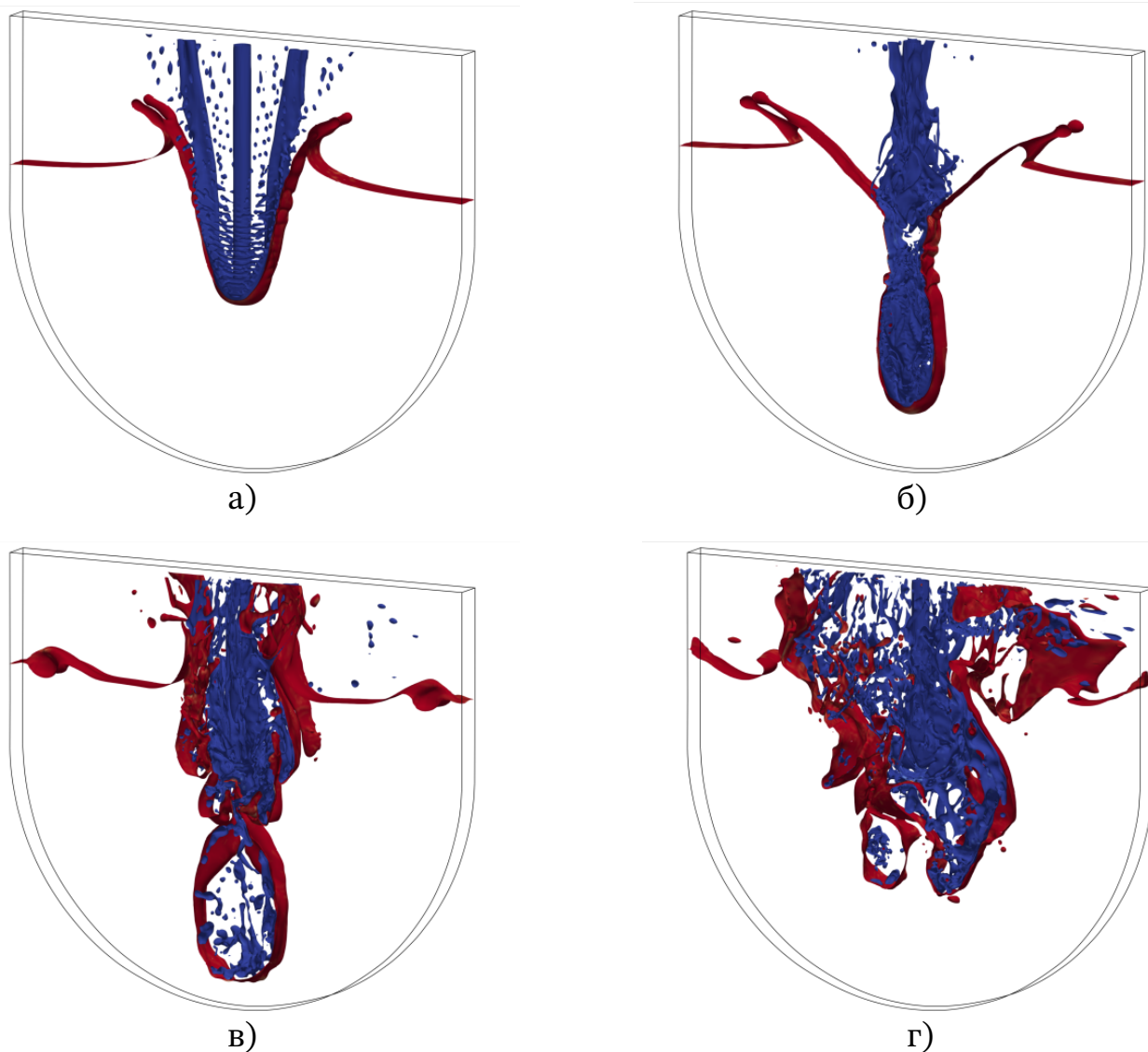


Рисунок 4.9 — Поверхности расплава и воды: а) $t^* = 30$; б) $t^* = 75$; в) $t^* = 105$; г) $t^* = 185$.

скорости среды, $\langle U \rangle = |U| / v_j$, полученные при расчете на адаптивной сетке. Для начального этапа формирования каверны (рис. 4.11а) отчетливо видны обратные потоки воды, причем их скорость (по модулю) соответствует значению $\sim 0.5v_j$. Под воздействием осевой струи и обратного потока в паре, попадающем в нижнюю часть каверны, формируется вихревая рециркуляционная зона. После формирования «перетяжки» происходит «разрушение» водяной струи и разделение каверны на две части (рис. 4.11б). Нижняя область характеризуется сравнительно низкими скоростями течения, в ней формируется застойная зона. Поступление воды в нижнюю часть каверны оказывается ограничено, возрастает степень прогрева воды, что в даль-

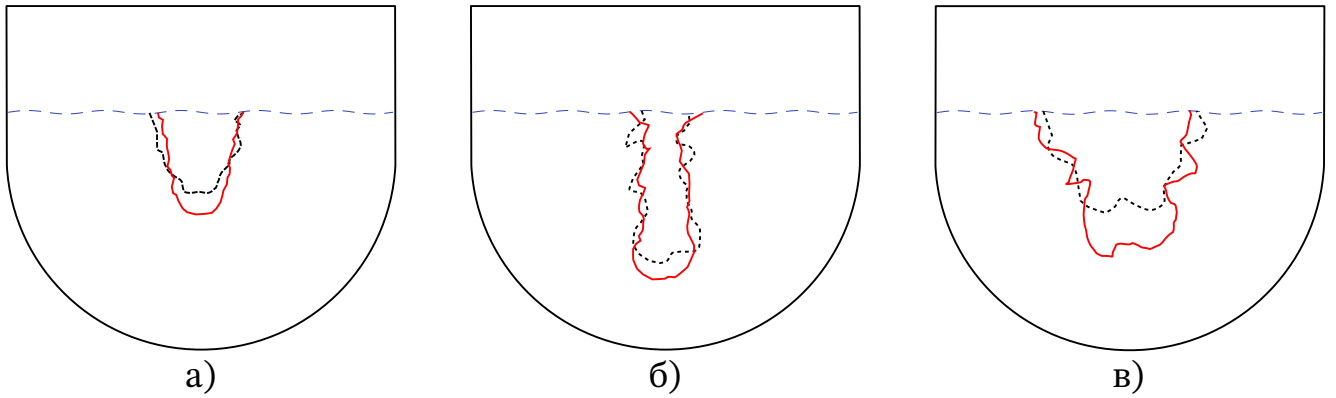


Рисунок 4.10 — Сопоставление мгновенных контуров пароводяной каверны, моменты времени $t^* \approx 35$ (а), $t^* \approx 90$ (б), $t^* \approx 190$ (в) (сплошная линия — расчет, пунктирная — эксперимент, волнистая штриховая линия соответствует начальному уровню поверхности расплава).

нейшем приводит к интенсивному парообразованию и интенсификации взаимодействия.

Рассмотрим далее основные геометрические характеристики развития каверны, использованные в работе [82] при обработке экспериментальных результатов: безразмерную глубину проникновения, определяемую как отношение глубины каверны к диаметру струи H_c/D_j , и отношение размеров каверны H_c/W_c , где W_c — ширина образующейся полости.

На рис. 4.12 показано сравнение глубины каверны, полученной в расчетах на фиксированной и адаптивной сетках, с экспериментом. Результаты свидетельствуют о хорошем согласовании с экспериментом по времени достижения максимальной глубины каверны, $t^* \approx 100$, при этом отличие в значениях безразмерной глубины составляет $\sim 5\%$. Однако наблюдается завышение значений H_c/D_j на начальном этапе взаимодействия, которое может быть связано с недостаточно быстрой потерей струей своей сплошности. Учет турбулентных эффектов способен ускорить снижение осевого импульса струи и, как следствие, уменьшить расчетную глубину каверны.

Полученная зависимость от времени для отношения продольного и поперечного размеров каверны (рис. 4.13) показывает, что практически на протяжении всего расчетного времени ширина пароводяной каверны остается меньше, чем ширина, определенная в эксперименте [82], что соответствует данным на рис. 4.10. До момента достижения наибольшей глубины каверны наблюдается рост отношения H_c/W_c , после чего в диапазоне времени $t^* \approx 100 \div 120$ регистрируется стремительное расширение каверны (на

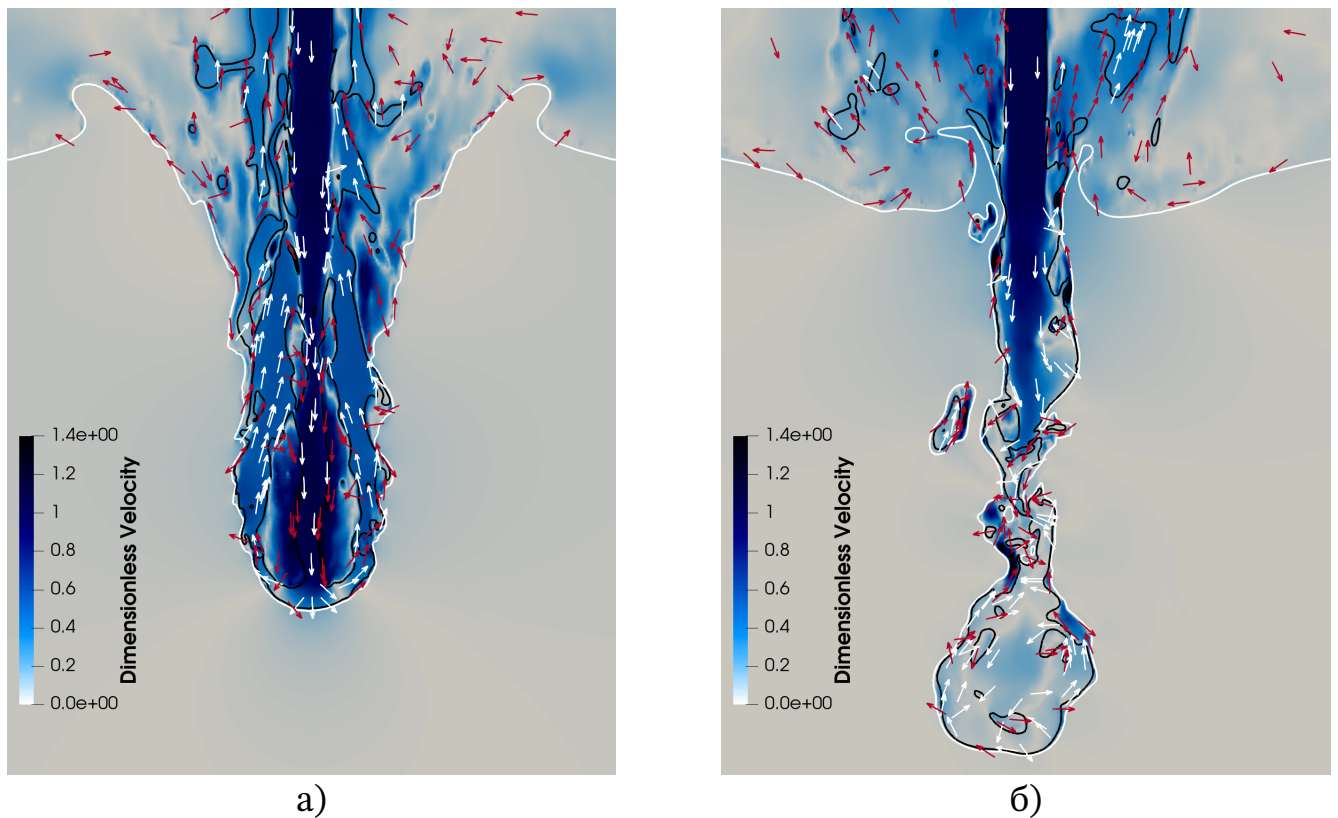


Рисунок 4.11 — Векторные поля безразмерной скорости многофазной среды. Темные векторы показаны в областях преобладания паровой фазы, светлые – в областях преобладания воды. Наложены контуры объемных долей воды (черные линии) и расплава (белые). Моменты времени: а) $t^* = 40$, б) $t^* = 100$.

этом промежутке времени изменение глубины каверны минимально), хорошо согласующееся с экспериментальными данными [82]. Несоответствие значений H_c/W_c экспериментальным данным на заключительном этапе взаимодействия может быть обусловлено сложностью оценки ширины каверны при выраженной деформации межфазной границы как численно (см. рис 4.8д и 4.8е), так и экспериментально.

Таким образом, развитие пароводяной каверны носит выраженный нестационарный характер и определяется взаимодействием нисходящей осевой струи, обратных течений и деформацией межфазной границы. Численный расчет воспроизводит основные стадии формирования и изменения формы каверны и показывает хорошее качественное и количественное согласование с экспериментальными данными.

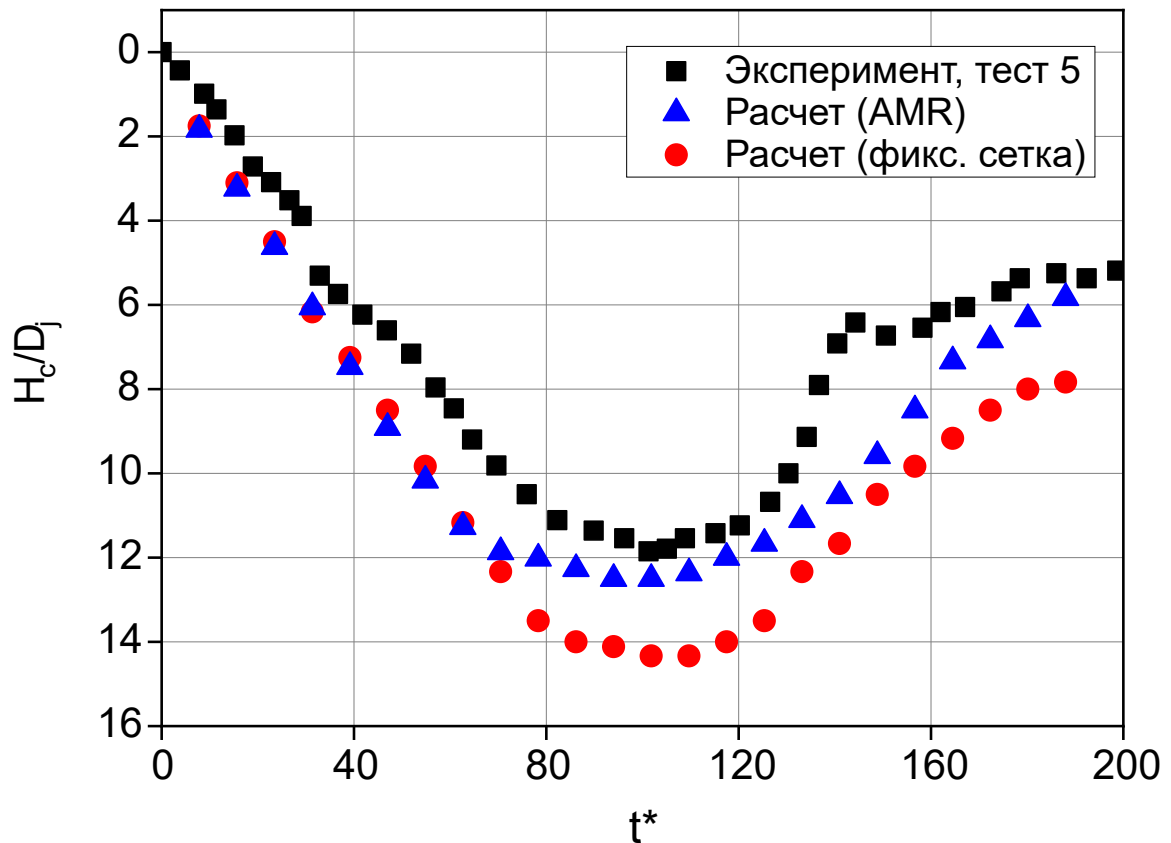


Рисунок 4.12 — Изменение относительной глубины каверны в эксперименте [82] и численных расчетах.

4.2.3 Влияние разрешающей способности сетки

Особенностью численного моделирования методом VOF является то, что эволюция всех фаз и развитие неустойчивостей на границах раздела моделируются напрямую, без какой-либо процедуры усреднения. Измельчение расчетной сетки не только повышает точность аппроксимации конечного объема, но и позволяет разрешать на меньших масштабах возмущения интерфейса, влияющие на фрагментацию жидкостей. Например, моделирование фрагментации струи расплава в воде, выполненное на нескольких сетках в работе [132], показало, что длина распада струи становится короче, и с уменьшением размера ячейки сетки появляется все большее количество мелких фрагментов. Другими словами, в моделировании VOF нельзя ожидать классической сходимости к не зависящему от сетки решению. Однако значимой проверкой является то, становятся ли некоторые существенные характеристики решений независимыми от размера ячеек.

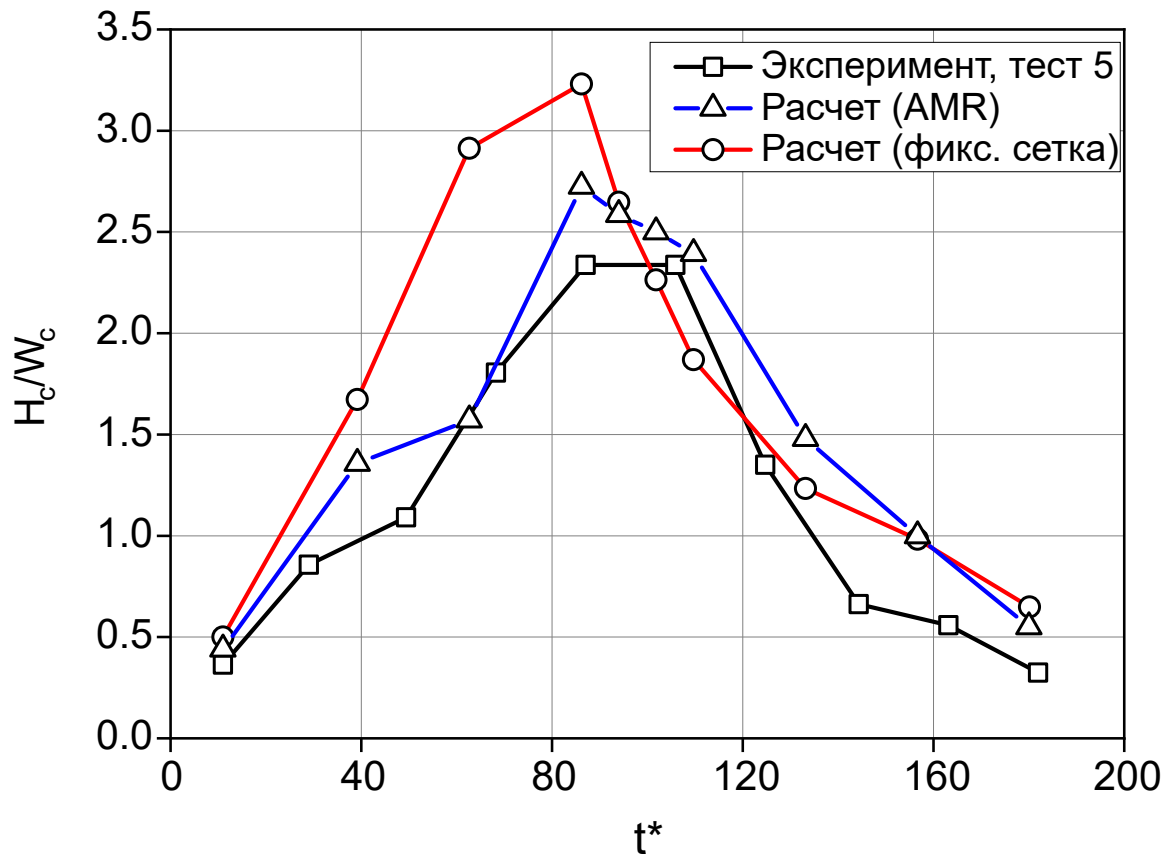


Рисунок 4.13 — Изменение отношения размеров каверны в эксперименте [82] и численных расчетах.

Для исследования зависимости характеристик взаимодействия от размера расчетной сетки проведены дополнительные численные расчеты, с параметрами соответствующими испытанию 4 в экспериментах [82]: скорость струи $v_j = 6.2$ м/с, температура расплава $T_m = 820$ К.

Кроме основного варианта расчета на сетке с общим числом ячеек около 6.6 млн и ячейкой размером $\Delta x = 250$ мкм в области взаимодействия для оценки влияния расчетной сетки было проведено два дополнительных расчета при тех же входных параметрах: один на грубой сетке (общее количество ячеек 878800, центральная область была покрыта кубическими ячейками со стороной $\Delta x = 350$ мкм), и еще один на мелкой сетке (общее количество ячеек 10198656, центральная область покрыта кубическими ячейками со стороной $\Delta x = 180$ мкм).

На рис. 4.14 представлены зависимости от времени для относительной глубины каверны H_c/D_j и отношения размеров каверны H_c/W_c , полученные на трех сетках с различным размером ячеек. Видно, что начальное проникновение струи воды в расплав (до $t^* \approx 100$) происходит с одинаковой скоростью

для всех размеров ячеек; то же самое относится и к соотношению размеров каверны. Это ожидаемо, поскольку на этом этапе струя воды остается устойчивой, а граница каверны имеет простую форму. Большие различия возникают, как только струя воды становится неустойчивой, а также начинается значительное дробление расплава. Эти различия наиболее заметны на рис. 4.14б, начиная с $t^* \approx 130$. К этому времени инерционная стадия разрастания каверны заканчивается, и влияние парообразования становится значительным. Более высокие значения соотношения сторон каверны, полученные на крупной сетке после $t^* \approx 180$, указывают на то, что каверна относительно узкая, т. е. интенсивность выделения пара меньше, чем прогнозируемая на двух более мелких сетках.

Другим подходом повышения пространственного разрешения является использование адаптивного измельчения сетки (AMR), при котором пространственное разрешение локально повышается в области межфазной границы.

Использование адаптивного измельчения сетки позволило воспроизвести основные стадии развития взаимодействия струи с расплавом и обеспечить близкое количественное согласование расчетных характеристик каверны с экспериментом для численного расчета, соответствующего испытанию 5 [82]. Для выяснения зависимости получаемых численных решений от разрешающей способности сетки (пространственного разрешения) ниже проведено сопоставление с результатами, полученными на сетке фиксированного размера, которая является более грубой, чем адаптивная.

Существенное различие в результатах начинает проявляться уже на начальном этапе формирования каверны, когда полость в расплаве под действием удара воды начинает вытягиваться вниз по оси z . Как видно из рис. 4.8б обратный поток воды по стенке каверны при расчете на фиксированной сетке поднимается к свободной поверхности и затем покидает расчетную область. Струя воды имеет гладкую и практически стационарную форму, стенки каверны при этом представляют собой слабо возмущенную поверхность. При более детальном разрешении межфазной области обратный поток, возникающий у стенок каверны (см. рис. 4.8а), вовлекается обратно в осевую струю. Причиной этому является более выраженная деформация границы раздела расплав – вода, формирующейся сразу после удара струи.

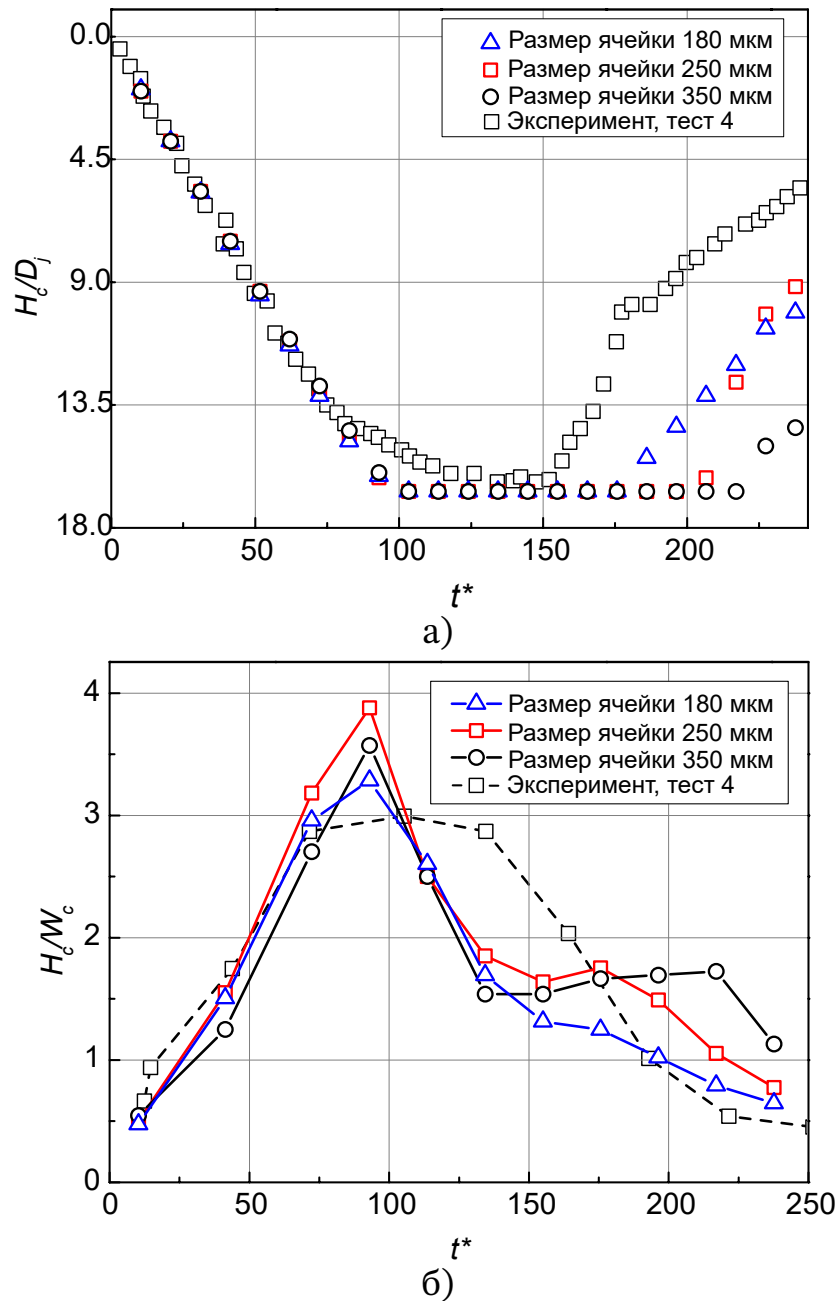


Рисунок 4.14 — Сравнение геометрии каверны для различных размеров ячеек: (а) относительная глубина каверны H_c/D_j ; (б) отношение сторон каверны H_c/W_c .

Захват обратного потока осевой струей приведет к дополнительно-му переносу воды вниз каверны. Это хорошо видно на рис. 4.8в и 4.8г: к рассматриваемым на них моментам времени каверна уже достигла своей максимальной глубины и начинает схлопываться из-за инерции расплава, происходит так называемое «разрушение» струи воды, при этом каверна разделяется на две части. Для расчета при фиксированном сеточном разрешении в нижней части каверны вода присутствует только в виде небольших фракций и отдельных капель (рис. 4.8г). Адаптивное измельчение сетки

позволяет воспроизвести формирование практически сплошной водяной области в нижней части каверны, такая структура хорошо согласуется с экспериментом [82]. Вскипание воды к рассматриваемому моменту времени вносит лишь небольшой вклад в уменьшение объема воды в каверне, поэтому основная причина различий объемов воды, содержащихся в полости, заключается в характере гидродинамического взаимодействия осевой струи с обратным течением в нижней части полости. При более детальном разрешении межфазной границы взаимное вовлечение осевой струи и обратного потока приводит к накоплению воды в нижней части каверны к моменту ее разделения (эффект «pinch-off»), тогда как при фиксированном сеточном разрешении преобладает механизм выноса воды из каверны обратным потоком (оценка объемов воды, наполняющих каверну, будет произведена в разделе 4.2.4). Уже после разделения каверны поступление воды в нижнюю часть каверны из осевой струи ограничено.

Далее происходит формирование двухфазной пароводяной области: из рис. 4.8д и 4.8е видно, что при использовании адаптивного сеточного измельчения в каверне аккумулируется значительно больший объем воды чем для расчета на фиксированной сетке, при этом поверхность каверны также развита сильнее при расчете на адаптивной сетке (большее количество отдельных капель, сильнее выражена форма возмущений).

Таким образом, более детальное разрешение процессов вблизи межфазной границы при помощи метода AMR позволило заметно улучшить воспроизведение как качественной картины, так и количественных характеристик взаимодействия струи воды с расплавом. В частности, удалось уточнить форму и размеры возникающей каверны и распределение воды в ее пределах.

4.2.4 Оценка влияния вскипания воды

Формирование каверны при взаимодействии струи воды со свободной поверхностью определяется двумя основными механизмами. Первый из них является гидродинамическим: передача импульса и кинетической энергии струи расплаву вызывает локальное вытеснение расплава и проник-

новение воды вглубь среды с образованием полости. Такие каверны хорошо изучены, они образуются и при соударении изотермических жидкостей, при падении капель и ударе струек по поверхности [165; 166]. Второй механизм обусловлен интенсивным испарением воды, наполняющей каверну. Образуемый пар расширяется и дополнительно вытесняет расплав, изменяя объем, форму и устойчивость пароводяной каверны. Сложное взаимное влияние процессов кипения, движения фаз и деформации межфазной поверхности представляет особый научный интерес.

Для оценки относительного вклада гидродинамического воздействия струи и фазового перехода проведен дополнительный численный расчет без учета испарения воды на фиксированной сетке. Ниже сопоставляются три варианта расчета: на фиксированной сетке с учетом фазового перехода и без него, а также расчет с использованием AMR и учетом фазового перехода. Такое сравнение позволяет оценить влияние испарения на развитие каверны в условиях одинаковой сеточной постановки и определить, как использование адаптивной сетки изменяет воспроизведение процесса при наличии фазового перехода.

Установлено, что при расчете без учета фазового перехода изменение безразмерной глубины каверны H_c/D_j практически совпадает с результатами, полученными на той же (фиксированной) сетке с учетом вскипания, за исключением конечного участка взаимодействия (после $t^* \approx 160$), где расчет без фазового перехода дает большее значение глубины проникновения. Отношение глубины каверны к ее ширине H_c/W_c для всех расчетов и эксперимента представлено на рис. 4.15. Очевидно, что результат расчета без фазового перехода наиболее сильно отличается от экспериментального и постоянно завышает значение отношения. Принимая во внимание данные по глубине проникновения, можно заключить, что для случая без вскипания воды ширина каверны после начального этапа взаимодействия всегда меньше, чем получается в эксперименте и в других вариантах расчета.

Для более наглядной оценки изменения размеров каверны рассмотрим безразмерную ширину каверны, определяемую как отношение ее ширины к начальному диаметру струи воды (см. рис 4.16). Важно отметить, что значение $W_c/D_j \approx 4 \div 5$, которое преимущественно наблюдается для всех расчетных вариантов на начальном этапе развития каверны (вплоть до $t^* \approx 100$), близко к значению $W_c/D_j \approx 3 \div 4$, полученному в работе [166] при аналогич-

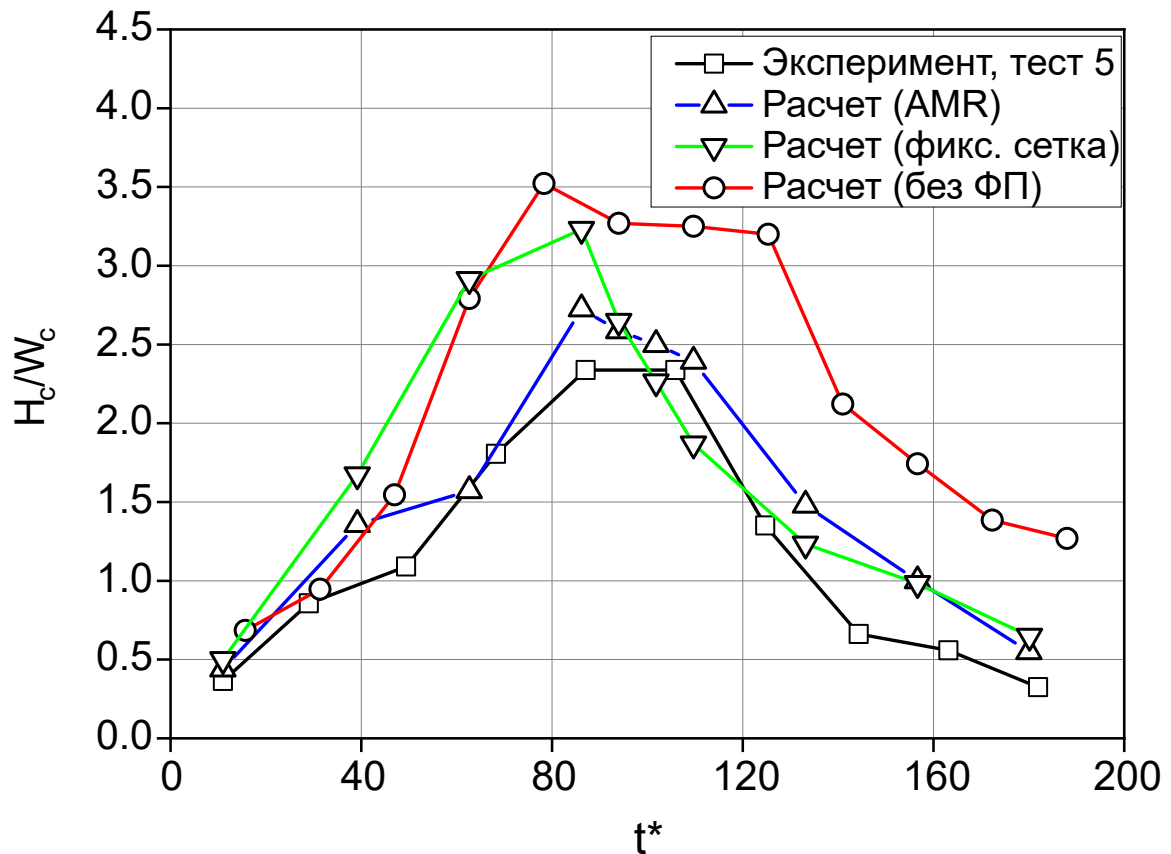


Рисунок 4.15 — Влияние фазового перехода (ФП) на отношение размеров каверны.

ном режиме взаимодействия струи с расплавом при отсутствии вскипания. При этом данное отношение в экспериментах [166] оставалось практически неизменным во времени, что указывало на формирование квазистационарной формы каверны. После момента времени $t^* \approx 100$ (соответствует достижению максимальной глубины каверны) ключевую роль в формировании каверны начинают играть вскипание воды и инерционные силы. Для варианта без фазового перехода к концу расчетного времени отношение выходит на уровень $W_c/D_j \approx 6 \div 7$, в то время как для расчетов с фазовым переходом этот показатель выходит на уровень $W_c/D_j \sim 12$, что уже намного ближе к экспериментальному [166] ($W_c/D_j \sim 16$). При этом расчет на адаптивно измельчаемой сетке заметно лучше воспроизводит экспериментальную кривую, повторяя ее немонокотное поведение, наблюдаемое при $t^* \approx 40 \div 80$. Данная немонокотность обусловлена быстрым начальным расширением каверны в поперечном направлении, за которым следует смещение расплава обратно к оси под действием инерции. Полученный стремительный рост отношения ширины каверны к диаметру струи при $t^* > 100$

указывает на определяющую роль вскипания воды при формировании каверны на поздних стадиях взаимодействия.

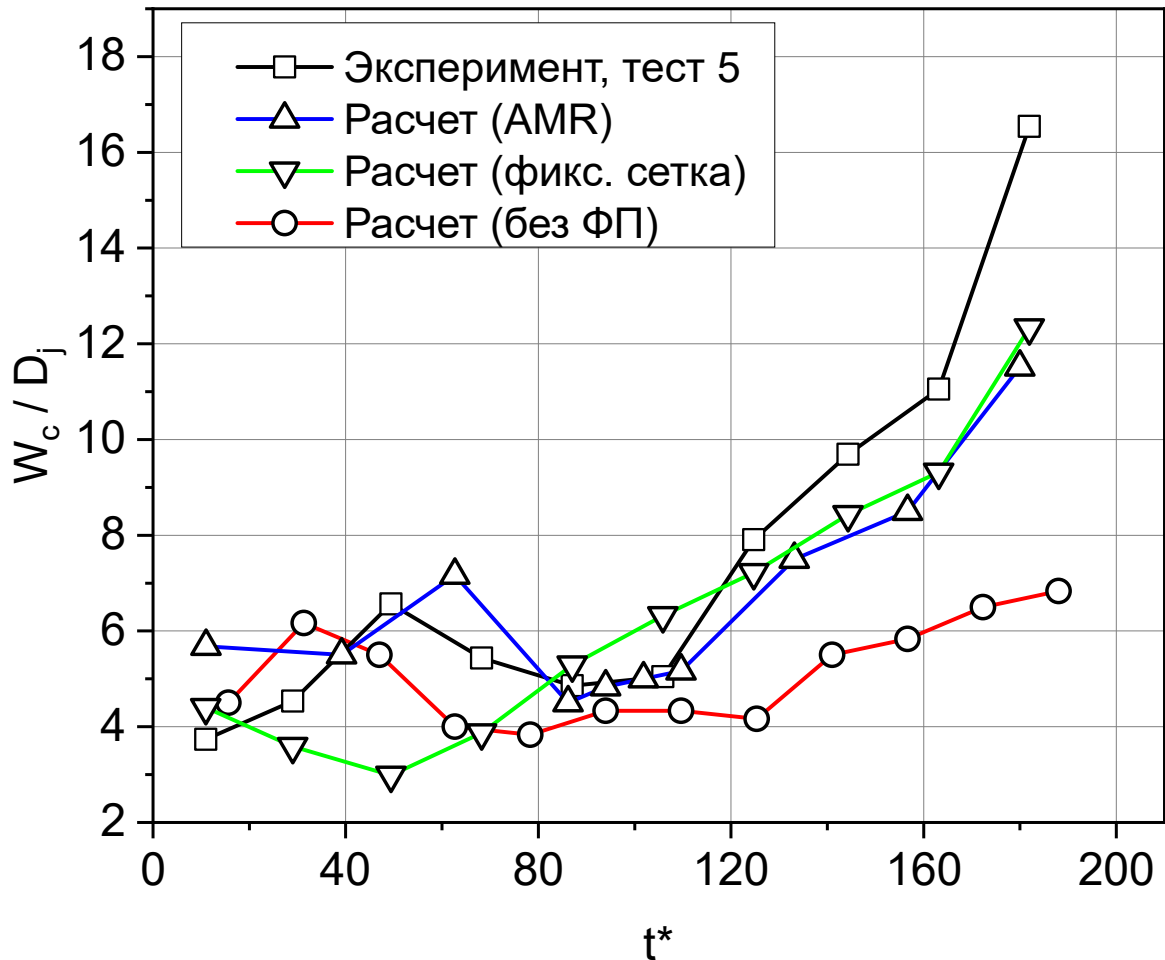


Рисунок 4.16 — Влияние фазового перехода (ФП) на отношение ширины каверны к начальному диаметру струи.

Рассмотрим теперь изменение полного объема пароводяной каверны и объема содержащейся в ней воды. На рис. 4.17 представлены данные по заполнению каверны водой. Объем каверны ограничен уровнем начальной поверхности расплава. Штриховая кривая на графике соответствует объему воды, который был бы накоплен в каверне в отсутствие всякого рода потерь, т.е. при полном удержании в ней всей подаваемой струей воды (эквивалентно заполнению пустого объема непрерывно поступающей водой). Однако, как было установлено при анализе рис. 4.8, часть воды покидает расчетную область, будучи унесенная обратным потоком, а постепенное схлопывание каверны ограничивает поступление воды в ее нижнюю часть. Данные на рис. 4.17 подтверждают ранее сделанные предположения: для расчетов, где не происходило разрушения сплошности струи (без AMR) объем

воды в каверне оказывается значительно ниже, чем оцененный из экспериментальных данных. При использовании адаптивного измельчения сетки результаты оказываются значительно ближе к экспериментальным значениям. К моменту времени $t^* \approx 140$ в каверне начинается объемное вскипание, что, наряду с вытеснением воды за счет инерции каверны (вода, которая поднимается выше уровня начальной поверхности расплава не учитывается), приводит к уменьшению объема воды, удерживаемого в каверне. При этом, учитывая, что для расчета без фазового перехода увеличение объема воды происходило и после $t^* \approx 140$, прекращение его роста для всех вариантов с фазовым переходом свидетельствует именно о развитии интенсивного кипения внутри каверны.

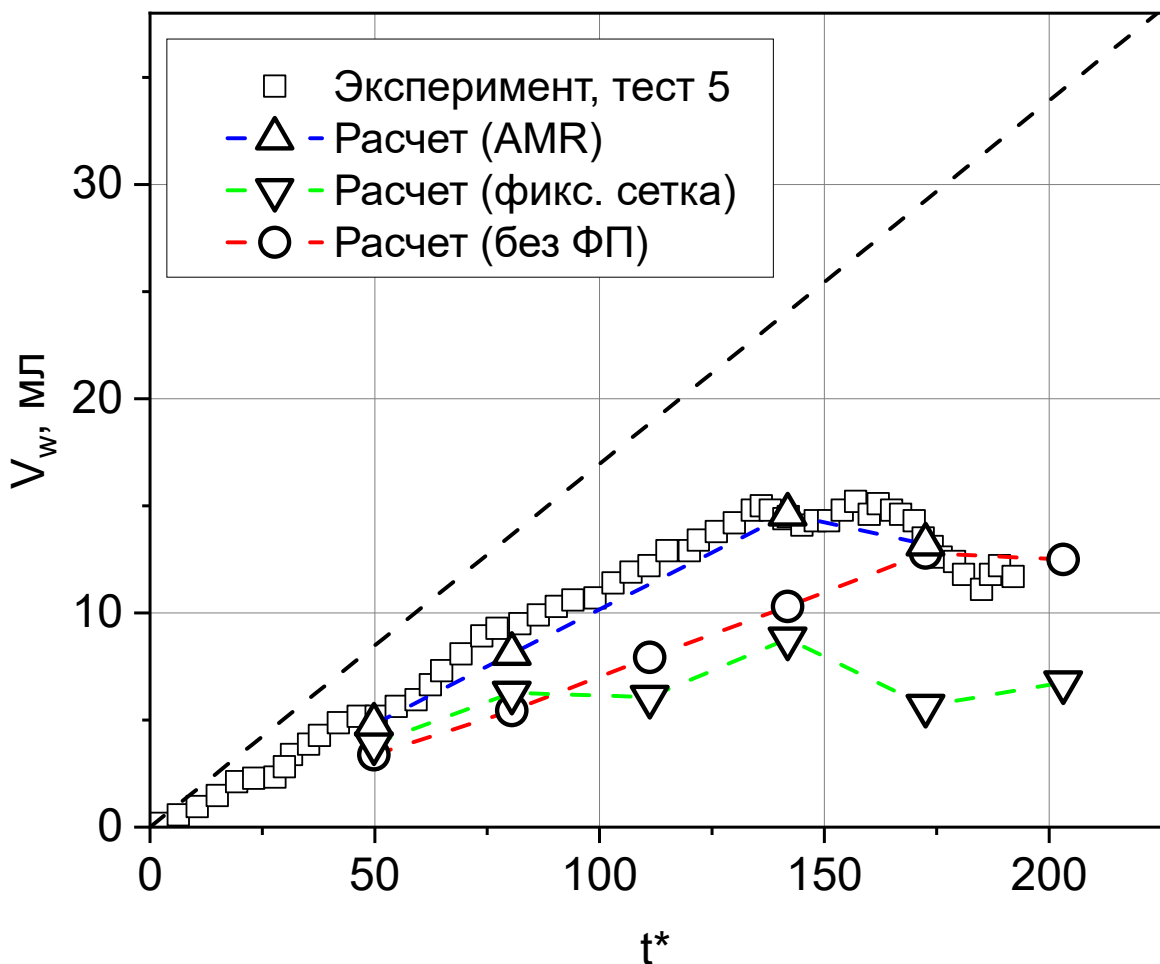


Рисунок 4.17 — Влияние фазового перехода (ФП) на объем воды, содержащейся в каверне.

В расчетах были получены значения объема пароводяной каверны, которые, по аналогии с экспериментальными данными на рис. 4.18, представлены в безразмерном виде $V_c/V_{c,0}$. Здесь $V_{c,0} = \rho_w \pi D_j^2 v_j^2 / 2 \rho_m g$ — оценка

максимального объема каверны в отсутствие вскипания, полученная из баланса сил [82]: импульс струи уравнивается выталкивающей силой, действующей на каверну. Для условий, соответствующих испытанию 5 в серии экспериментов [82] получена оценка $V_{c,0} \approx 13$ мл. Из данных на рис. 4.18 следует, что предельное теоретическое значение объема каверны достигается в момент времени $t^* \approx 80$ для всех расчетов и эксперимента. Далее для расчетных вариантов наблюдается более выраженный рост объема каверны, в том числе и для варианта без вскипания воды. Это говорит о сложном нестационарном развитии каверны, которое трудно описать упрощенными моделями, даже в случае отсутствия фазового перехода.

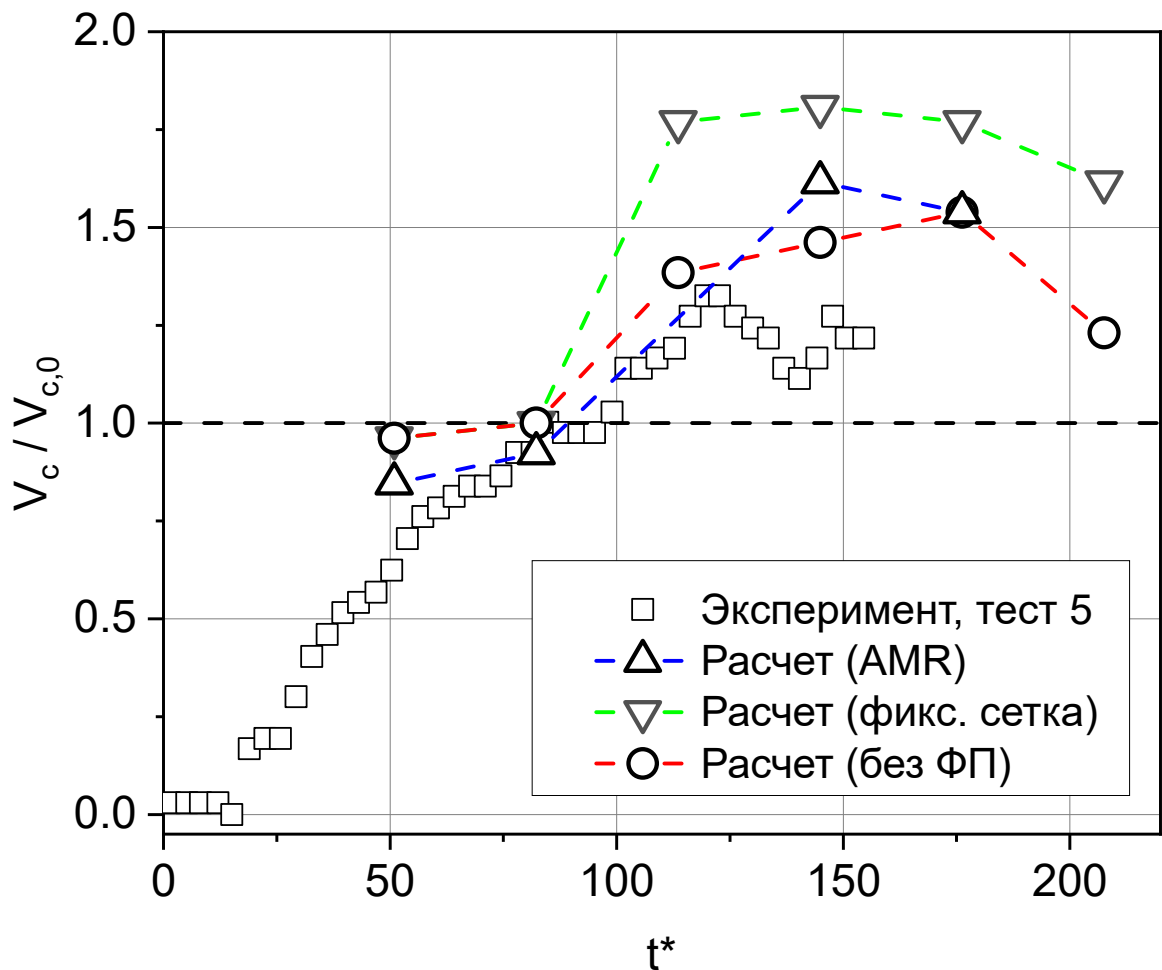


Рисунок 4.18 — Влияние фазового перехода (ФП) на безразмерный объем каверны.

Из сопоставления общих объемов каверны и объемов воды в ней можно заметить, что для расчетов методом AMR и без фазового перехода к заключительному этапу взаимодействия регистрируется практически одинаковый объем пара. Стоит учитывать, что при расчете без фазового

перехода, выполненном на фиксированной сетке, паровой объем преимущественно формируется вследствие захвата газа из области над расплавом падающей струей. В расчете с адаптивным измельчением сетки и учетом фазового перехода объемное содержание пара в каверне определяется главным образом испарением воды. Это подтверждает и расчет на фиксированной сетке с фазовым переходом, для которого объем паровой фазы, формируемый за счет двух вышеописанных механизмов, оказывается значительно большим, чем в двух других расчетах.

Таким образом, сопоставление расчетов с учетом вскипания воды и без него подтверждает существенный вклад фазового перехода в развитие каверны на поздних стадиях взаимодействия.

В работах [83; 84] отмечается, что теплообмен между расплавом и водой протекал в режиме пленочного кипения с конвекцией пара в слое, разделяющем расплав и воду. Представляет интерес более подробно рассмотреть течение паровой пленки, используя результаты численного моделирования. На рис. 4.19 показан фрагмент объемных долей фаз с наложенным полем скорости пара (расчет на фиксированной сетке, время $t^* = 50$). Этот момент выбран потому, что поток на этом этапе все еще является регулярным, в отличие от более поздних этапов, где он становится стохастическим и его трудно анализировать.

Толщина паровой пленки составляет 1.5–2 мм, при этом пленка расширяется по мере поднятия к уровню расплава. Образующийся вследствие нагрева воды пар поднимается вверх со средней скоростью около 2.5 м/с. Число Рейнольдса, определенное по скорости пара и толщине пленки, равно примерно 100. Таким образом, в пленке реализуется конвективный теплообмен в ламинарном режиме.

На рис. 4.20 построены вертикальные профили температуры и объемных долей фаз вдоль вертикальной оси, соответствующей осевой линии водяной струи, т.е. поперек паровой пленки, вблизи самой нижней точки полости на рис. 4.19 ($t^* = 50$). Чтобы продемонстрировать относительную толщину паровой пленки по отношению к размеру ячеек сетки, по оси абсцисс отложены условные номера ячеек, при этом 0-ая ячейка находится в расплаве, 10-ая ячейка находится в воде, а паровая пленка расположена около 5-ой ячейки. Сетка в этой области однородная, а расстояние между центрами соседних ячеек составляет $\Delta x = 250$ мкм.

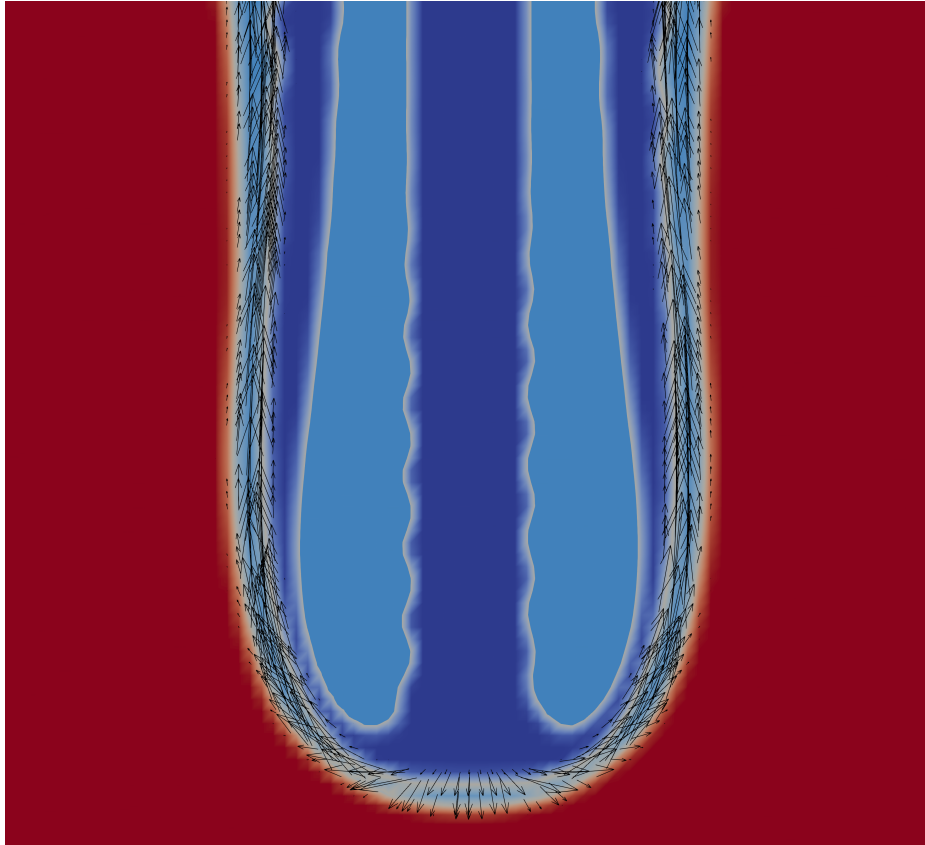


Рисунок 4.19 — Фрагмент поля скорости пара в паровой пленке в момент времени $t^* = 50$.

Видно, что в переходной зоне температура падает от температуры расплава до температуры воды на расстоянии нескольких ячеек; толщина зоны присутствия пара (ячейки 3–7, максимум в ячейке 5) составляет около 1 мм. Видно некоторое перекрытие размытых фазовых границ (максимальная объемная доля пара составляет 0.9 в ячейке 5), что указывает на необходимость дальнейшего измельчения сетки для полного разрешения паровой пленки. Однако даже на текущей сетке (около 6.6 миллионов ячеек и минимальном размере ячеек 250 мкм) можно получить разумные значения локального коэффициента теплопередачи. Эта величина оценивалась в ходе моделирования как $h_T = q_T / (T_m - T_w)$, где локальный тепловой поток определялся как максимальное значение $\lambda |\nabla T|$ поперёк паровой пленки. Получено, что локальный коэффициент теплоотдачи изменяется в диапазоне $h_T = 500 - 1000$ Вт/м²·К (на стадиях, когда форма каверны была гладкой и на поверхности каверны присутствовала четко выраженная паровая пленка). Этот диапазон хорошо согласуется с экспериментальным диапазоном коэффициента теплоотдачи при пленочном кипении, $h_T = 100 - 1000$ Вт/м²·К [49; 167].

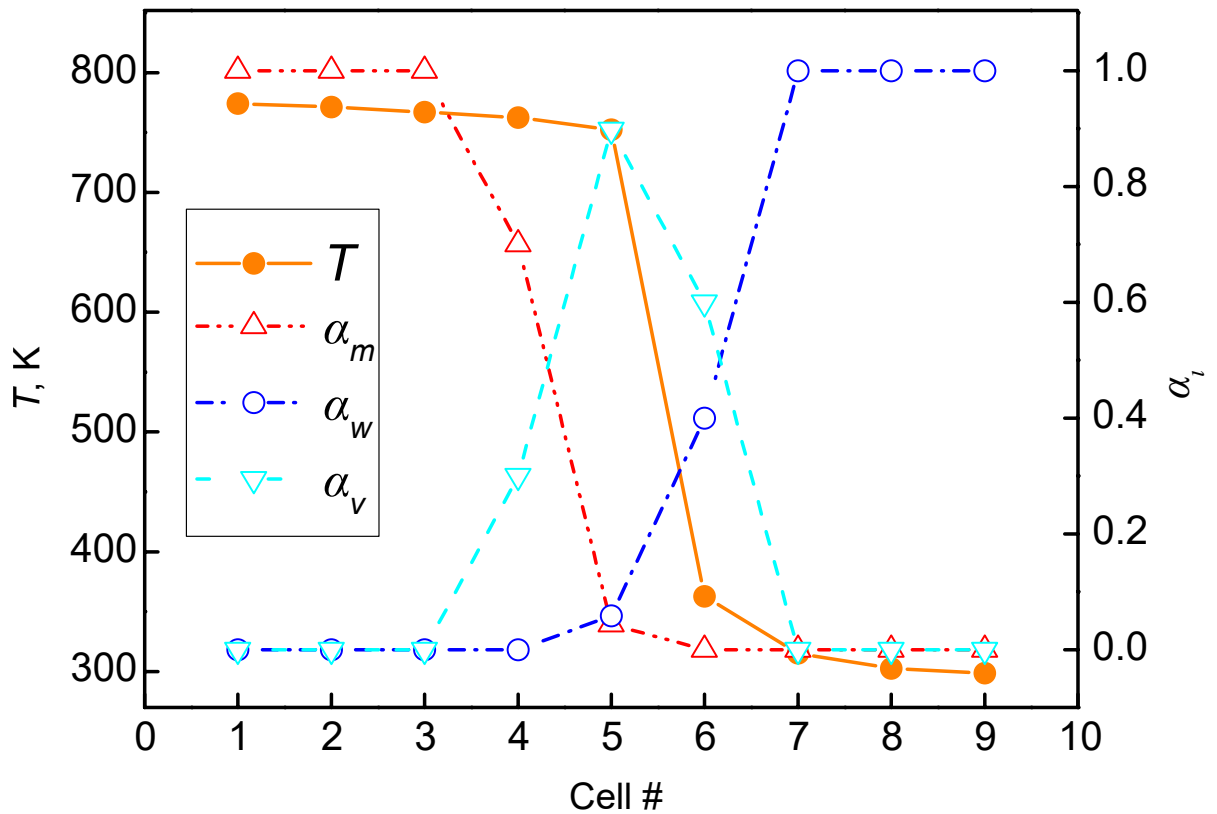


Рисунок 4.20 — Поярочные вертикальные распределения температуры и объемных долей фаз вблизи ведущей точки каверны, $t^* = 50$.

4.2.5 Кросс-верификация результатов

В недавней работе [121], численный анализ экспериментов [82] был выполнен с использованием вычислительного кода MC3D [120], разработанного для моделирования взаимодействия высокотемпературного расплава активной зоны с водой под высоким давлением. Математическая модель MC3D основана на эйлеровом многожидкостном подходе, при котором фазовые взаимодействия описываются набором корреляций, зависящих от режима течения. В данной работе образование капель расплава из сплошного расплава описывалось путем задания постоянной скорости фрагментации расплава; размер образующихся капель также непосредственно задается.

Численный анализ экспериментов [82] был также проведен [123] с использованием двумерного кода ACENA [122], разработанного для моделирования течений в системе жидкий металл–газ. В отличие от трехмерного кода MC3D, расчеты в ACENA выполняются в двумерной декартовой постановке. При моделировании экспериментов [82] одна жидкая фаза

представляла расплав свинцово-висмутовой эвтектики (LBE), а другая — пароводяную смесь, описываемую в односкоростном и однотемпературном приближении.

На рис. 4.21 приведено сопоставление результатов моделирования испытания 5 [82], полученных с помощью трех расчетных кодов: модели VOF, реализованной в расчетном модуле fciFoam на базе OpenFOAM, и многожидкостных моделей MC3D и ACENA. Следует отметить, что в результатах расчета ACENA [123], в отличие от двух других кодов, не представлена пространственно-временная эволюция объемной доли расплава. Поэтому первоначально результаты расчета с использованием fciFoam сопоставляются с данными MC3D. В целом оба кода качественно воспроизводят основные стадии развития взаимодействия: формирование чашеобразной каверны при $t = 43$ мс, возникновение перетяжки при $t = 114$ мс, а также прекращение ее дальнейшего углубления и последующее уменьшение глубины при $t = 198$ мс.

Наиболее существенные различия между результатами fciFOAM и MC3D относятся к глубине проникновения струи. В расчете fciFoam струя проникает глубже, и при $t = 156$ мс разделяется на верхнюю и нижнюю части. Вероятной причиной различий могут быть используемые в MC3D карта режимов течения и корреляции межфазного сопротивления, предсказывающие более интенсивное сопротивление движению многофазной смеси и тем самым ограничивающие развитие каверны вглубь расплава. Дополнительный вклад может вносить более высокая численная вязкость расчета MC3D.

В расчете кодом ACENA каверна, как и в результатах fciFoam и MC3D, не достигает дна сосуда. До момента времени $t = 114$ мс форма пароводяной каверны близка к предсказанной двумя другими кодами, однако ее поперечный размер воспроизводится менее точно. На заключительных стадиях, представленных на рис. 4.21, все три кода предсказывают формирование сложной неупорядоченной межфазной структуры в широкой и сравнительно неглубокой каверне.

Сопоставление зависимостей безразмерной глубины каверны от времени (см. рис. 4.22) выявляет существенное различие между рассматриваемыми расчетными вариантами. Для всех расчетных кодов на начальной стадии взаимодействия наблюдается проблема с воспроизведением скоро-

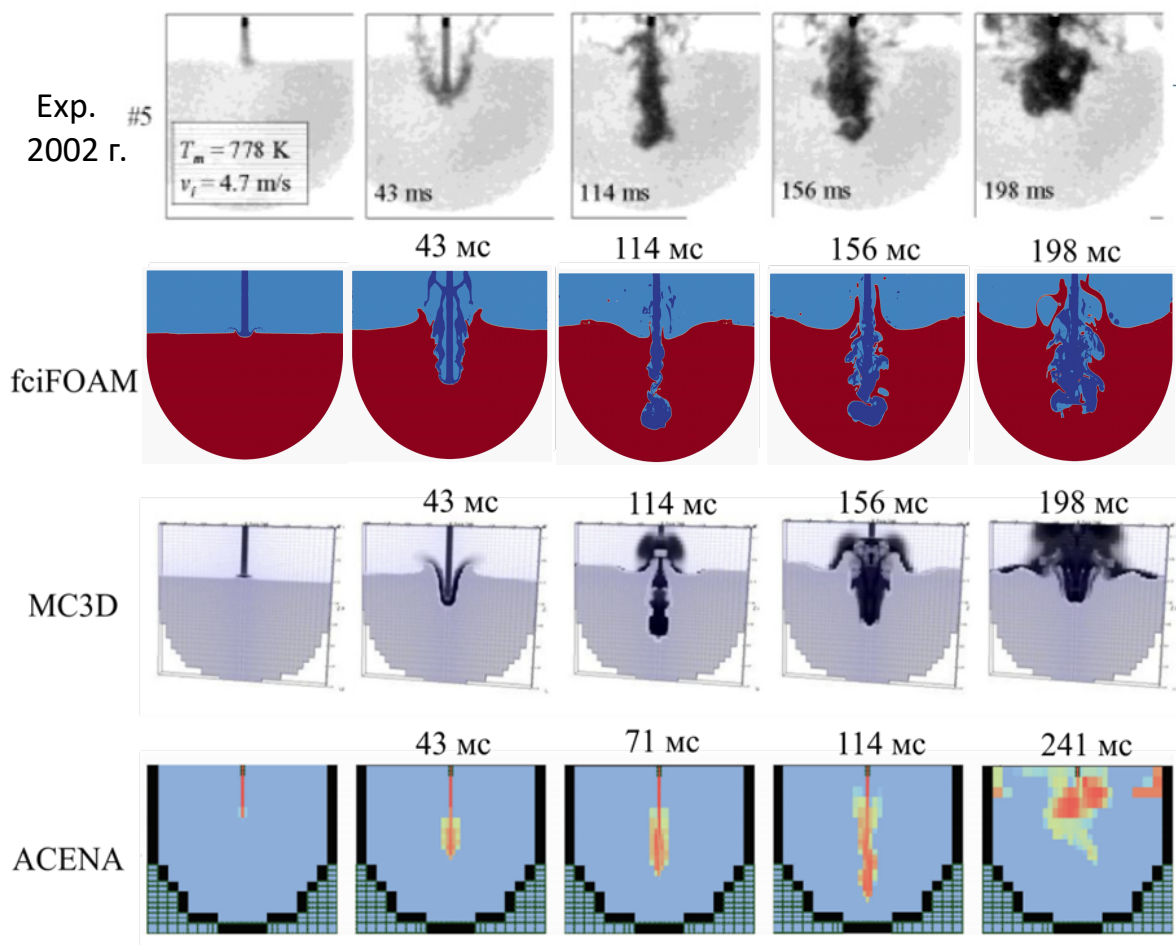


Рисунок 4.21 — Экспериментальные изображения и распределение объемных долей фаз в несколько последовательных моментов времени при численном моделировании, испытание 5 [82].

сти проникновения струи, соответствующей экспериментальным данным. Использование адаптивной расчетной сетки позволило получить наилучшее согласование с экспериментальной глубиной проникновения после момента времени $t^* \approx 70$. При этом расчет методом AMR дает наиболее близкое к эксперименту [82] значение максимальной глубины каверны.

Таким образом, все три кода качественно воспроизводят основные особенности динамики процесса, однако сохраняющиеся количественные расхождения указывают на необходимость дальнейшего совершенствования расчетных моделей.

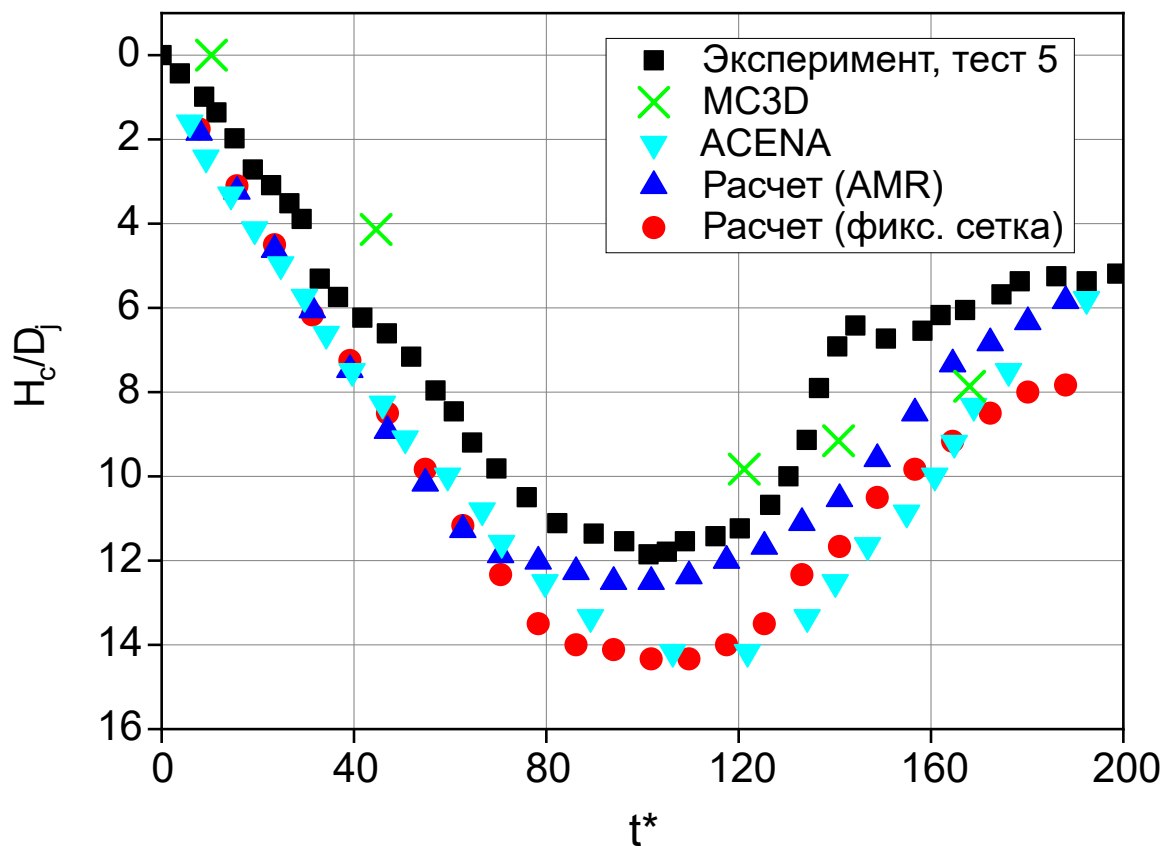


Рисунок 4.22 — Сравнение относительной глубины каверны, измеренной в испытании 5 [82] и рассчитанной при помощи кодов fciFoam, MC3D [121], ACENA [123].

4.3 Выводы по главе 4

Проведенные исследования показали возможность численного прогноза характеристик всплесков расплава при воздействии кратковременных струй воды. Установлено, что даже при значительном превышении плотности расплава над плотностью воды струя способна вызвать его подъем на несколько сантиметров за счет схлопывания каверны и формирования центральной кумулятивной струи. Интенсивность всплеска определяется не только импульсом, но и формой водяной струи, а также толщиной слоя расплава. Подтверждено влияние плотности расплава на высоту всплеска, что важно при оценке условий формирования зоны предварительного перемешивания и энергетики парового взрыва. Кроме того, расчеты воспроизвели образование и выброс мелких капель расплава, участвующих в формировании этой зоны.

Трехмерные численные исследования взаимодействия непрерывной струи воды с высокотемпературным расплавом подтвердили сложный нестационарный характер развития возникающей пароводяной каверны. Начальный этап ее формирования определяется преимущественно гидродинамическим воздействием струи, обеспечивающим проникновение воды и вытеснение расплава. При дальнейшем развитии каверны ключевую роль начинает играть интенсивное вскипание воды, расширяющийся пар деформирует межфазные поверхности, что интенсифицирует теплообмен между водой и расплавом и приводит к усложнению структуры пароводяной каверны.

Для адекватного воспроизведения сложных многофазных течений при помощи численных расчетов требуется развитие соответствующих вычислительных моделей, учитывающих как физические особенности процессов, так и свойства применяемых аппроксимаций и сеток. Адаптивная расчетная сетка позволяет существенно повысить разрешение межфазной границы и возможность описания мелкомасштабных гидродинамических неустойчивостей, а учет фазового перехода в модели необходим для правильного воспроизведения структуры каверны и влияния на нее процессов парообразования. В конечном итоге данные факторы определяют возможность описать в численных расчетах количественные характеристики взаимодействия воды с расплавом, структуру течения и динамику каверны, в том числе формирование потенциально взрывной трехфазной смеси из диспергированных фрагментов воды и расплава в присутствии паровой фазы.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработана и реализована математическая модель многофазных течений с фазовым переходом в сжимаемых средах. Модель верифицирована на тестовых задачах, она позволяет рассчитывать процессы теплового и гидродинамического взаимодействия расплава с охладителем, которые не могут быть адекватно описаны на основе стандартных моделей пакета OpenFOAM.
2. Проведены трехмерные расчеты взаимодействия сферической капли расплава с водой, инициированного схлопыванием паровой пленки, разделяющей фазы. Поверхность расплава испытывает значительные возмущения при ударе воды, вызванном внезапным повышением давления окружающей среды.
3. Установлены различия в механизмах фрагментации для случаев симметричного схлопывания паровой пленки и асимметричного коллапса парового пузыря. Показано, что в последнем случае формируются кумулятивные водяные микроструи, которые ранее не учитывались при анализе механизмов взрывной фрагментации капель расплава в воде.
4. Проведены трехмерные расчеты взаимодействия расплава с водой, инициированного ударом струйки воды. Воспроизведены основные стадии процесса: образования каверны на поверхности жидкости, венца с разлетающимися каплями, и кумулятивной струйки, возникающей при схлопывании каверны. Получены количественные данные о влиянии параметров водяной струйки на характеристики всплеска расплава (скорость, высота подъема).
5. Трехмерные численные исследования взаимодействия непрерывной струи воды с высокотемпературным расплавом позволили выделить основные стадии развития пароводяной каверны: проникновение струи в расплав с вытеснением расплава из зоны взаимодействия, последующее вскипание воды, расширение паровой области, деформацию межфазных границ и формирование сложной трехфазной структуры течения.

6. Полученные результаты соответствуют известным экспериментальным данным. Для задачи о взрыве одиночной капли расплава отмечается согласование численных результатов и экспериментальных данных, полученных для колебаний парового пузыря. Достигнуто хорошее совпадение результатов с экспериментом для формы кумулятивной струи, возникающей при ударе струйки воды по расплаву. Расчеты воспроизводят основные стадии формирования каверны и особенности структуры многофазной области при взаимодействии непрерывной струи воды с расплавом.
7. Результаты исследования подтверждают высокий потенциал метода VOF в сочетании с адаптивным измельчением сеток (AMR) для моделирования сложных многофазных течений с теплообменом и фазовыми переходами. Показано, что данный подход позволяет детально описывать эволюцию границ раздела фаз, учитывая интенсивное парообразование, развитие межфазных неустойчивостей, фрагментацию жидкостей и формирование трехфазной структуры течения, а также получать наилучшее согласование с экспериментальными данными.

Полученные результаты позволяют заключить, что рассматриваемые процессы взаимодействия высокотемпературных расплавов с водой носят сложный нестационарный многофазный характер. Их корректное описание требует одновременного учета фазовых переходов, эволюции межфазных границ и достаточного пространственного разрешения областей интенсивного взаимодействия.

Автор выражает глубокую и искреннюю благодарность научному руководителю С.Е. Якушу за постоянную научную и методическую поддержку, а также за ценные знания и возможность перенять научный опыт в ходе работы над диссертацией.

Автор благодарит О.И. Мелихова и В.И. Мелихова за плодотворные обсуждения теплофизики и гидродинамики многофазных течений, во многом сформировавших научную и методическую основу исследования, а также за помощь в постановке задач и интерпретации результатов.

Список литературы

1. Yakush S. E., Sivakov N. S. Numerical modeling of high-temperature melt droplet interaction with water // *Annals of Nuclear Energy*. — 2023. — Vol. 185. — P. 109718.
2. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov O. I., Melikhov V. I. Numerical modeling of water jet plunging in molten heavy metal pool // *Mathematics*. — 2024. — Vol. 12, no. 1. — P. 12.
3. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov O. I., Melikhov V. I. Three-phase VOF modeling of water jet–molten metal interaction // *Nuclear Engineering and Design*. — 2024. — Vol. 418. — P. 112893.
4. Сиваков Н. С. Численное исследование взаимодействия водяной струи с расплавом металла // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. — 2026. — № 6.
5. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Hot melt splash upon impingement of a water jet // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — Vol. 1666. — P. 012060.
6. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Numerical modelling of melt droplet interaction with water // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2021. — Vol. 2057, no. 1. — P. 012057.
7. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Modelling of water jet impact on molten metal // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2021. — Vol. 2119, no. 1. — P. 012073.
8. Yakush S. E., Sivakov N. S. Numerical simulation of water jet impact on molten material layer // *AIP Conference Proceedings*. — 2023. — Vol. 2872. — P. 120052.
9. Якуш С. Е., Сиваков Н. С., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Численное моделирование взаимодействия слоя высокотемпературного расплава с водой // *Волны и вихри в сложных средах: 11-я международная конференция–школа молодых ученых. Сборник материалов школы*. — 2020. — С. 238–241.

10. Sivakov N. S., Yakush S. E. Numerical simulation of melt droplet–water interaction in steam explosions // Proceedings of the 30th International Conference Nuclear Energy for New Europe. — Nuclear Society of Slovenia, 2021. — P. 406.
11. Якуш С. Е., Сиваков Н. С., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Численное моделирование взаимодействия капли высокотемпературного расплава с водой // Волны и вихри в сложных средах: 12-я международная конференция–школа молодых ученых. Сборник материалов школы. — 2021. — С. 263–266.
12. Якуш С. Е., Сиваков Н. С., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Моделирование взрыва одиночной капли расплава при взаимодействии с водой // XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» им. А. П. Сухорукова. — Москва, 2022. — С. 18–20.
13. Сиваков Н. С., Якуш С. Е. Численное исследование механизмов взаимодействия капли высокотемпературного расплава с водой // XXXVIII Сибирский теплофизический семинар. Сборник трудов. — 2022. — С. 282–286.
14. Сиваков Н. С., Якуш С. Е. Численное исследование взаимодействия движущейся капли высокотемпературного расплава с водой // Волны и вихри в сложных средах: 13-я международная конференция–школа молодых ученых. Сборник материалов школы. — 2022. — С. 223–227.
15. Сиваков Н. С., Якуш С. Е., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Численное исследование взаимодействия струи воды с расплавом свинец–висмут // Волны и вихри в сложных средах: 14-я международная конференция–школа молодых ученых. Сборник материалов школы. — 2023. — С. 254–258.
16. Сиваков Н. С., Якуш С. Е. Влияние недогрева воды на характеристики взаимодействия расплава с водой // XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике: сборник тезисов докладов в 4 томах. — 2023. — С. 587–589.
17. Сиваков Н. С. Численное исследование взаимодействия капель расплава олова в воде // Волны и вихри в сложных средах: 16-я международная конференция–школа молодых ученых. Сборник материалов школы. — 2025. — С. 220–223.

18. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. — Москва : Наука, 1987. — 464 с.
19. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 2. — Москва : Наука, 1987. — 360 с.
20. Накоряков В. Е., Горин А. В. Тепломассоперенос в двухфазных системах. — Новосибирск : Институт теплофизики СО РАН, 1994. — 431 с.
21. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. — Москва : Атомиздат, 1979. — 416 с.
22. Kolev N. I. Multiphase Flow Dynamics. Vol. 2. Thermal and Mechanical Interactions. — Berlin : Springer, 2007. — 692 p.
23. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — Москва : Наука, 1986. — 736 с.
24. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. — Oxford : Clarendon Press, 1961. — 652 p.
25. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. — Москва : Энергоатомиздат, 1990. — 246 с.
26. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. — Новосибирск : Наука. Сибирская издательская фирма, 1992. — 255 с.
27. Alekseenko S. V., Cherdantsev A. V., Cherdantsev M. V., Isaenkov S. V., Markovich D. M. Study of formation and development of disturbance waves in annular gas-liquid flow // International Journal of Multiphase Flow. — 2015. — Vol. 77. — P. 65—75.
28. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Теория турбулентных струй. — Москва : Наука, 1984. — 716 с.
29. Turner J. S. Buoyancy Effects in Fluids. — Cambridge : Cambridge University Press, 1973. — 367 p.
30. Albertson M. L., Dai Y. B., Jensen R. A., Rouse H. Diffusion of submerged jets // Transactions of the American Society of Civil Engineers. — 1950. — Vol. 115. — P. 639—664.

31. Eggers J., Villermaux E. Physics of liquid jets // Reports on Progress in Physics. — 2008. — Vol. 71, no. 3. — P. 036601.
32. Pilch M., Erdman C. A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop // International Journal of Multiphase Flow. — 1987. — Vol. 13, no. 6. — P. 741—757.
33. Gelfand B. E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // Progress in Energy and Combustion Science. — 1996. — Vol. 22, no. 3. — P. 201—265.
34. Gottfried B. S., Lee C. J., Bell K. J. The Leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1966. — Vol. 9, no. 11. — P. 1167—1188.
35. Corradini M. L., Kim B. J., Oh M. D. Vapor explosions in light water reactors: a review of theory and modeling // Progress in Nuclear Energy. — 1988. — Vol. 22, no. 1. — P. 1—117.
36. Berthoud G. Vapor explosions // Annual Review of Fluid Mechanics. — 2000. — Vol. 32. — P. 573—611.
37. Мелихов В. И., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Гидродинамика и теплофизика паровых взрывов. — Москва : ИПМех РАН, 2020. — 276 с.
38. Fletcher D. F., Theofanous T. G. Recent progress in the understanding of steam explosions // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. — 1994. — Vol. 7, no. 6. — P. 457—462.
39. Meignen R., Raverdy B., Buck M., Pohlner G., Kudinov P., Ma W., Brayer C., Piluso P., Hong S.-W., Leskovar M., Uršič M., Albrecht G., Lindholm I., Ivanov I. Status of steam explosion understanding and modelling // Annals of Nuclear Energy. — 2014. — Vol. 74. — P. 125—133.
40. Мелихов В. И., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Термическое взаимодействие высокотемпературных расплавов с жидкостями // Теплофизика высоких температур. — 2022. — Т. 60, № 2. — С. 280—318.
41. Shen P., Zhou W., Cassiaut-Louis N., Journeau C., Piluso P., Liao Y. Corium behavior and steam explosion risks: a review of experiments // Annals of Nuclear Energy. — 2018. — Vol. 121. — P. 162—176.

42. Board S. J., Hall R. W. Recent advances in understanding large scale vapour explosions // Proceedings of the Third Specialist Meeting on Sodium Fuel Interactions in Fast Reactors. — 1976. — P. 251—278.
43. Magallon D., Huhtiniemi I. Corium melt quenching tests at low pressure and subcooled water in FARO // Nuclear Engineering and Design. — 2001. — Vol. 204, no. 1—3. — P. 369—376.
44. Huhtiniemi I., Magallon D. Insight into steam explosions with corium melts in KROTOS // Nuclear Engineering and Design. — 2001. — Vol. 204, no. 1—3. — P. 391—400.
45. Kim J.-H., Park I.-K., Hong S.-W., Kim H.-D. Steam explosion experiments using nuclear reactor materials in the TROI facilities // Heat Transfer Engineering. — 2008. — Vol. 29, no. 8. — P. 748—756.
46. Варгафтик Г. М., Осипцов А. Н. Пленочное кипение на горячем затупленном теле в потоке жидкости // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2011. — № 6. — С. 118—129.
47. Fletcher D. F. Steam explosion triggering: a review of theoretical and experimental investigations // Nuclear Engineering and Design. — 1995. — Vol. 155, no. 1/2. — P. 27—36.
48. Harlow F. H., Ruppel H. M. Propagation of a Liquid-Liquid Explosion : Los Alamos National Laboratory Report LA-8971-MS : tech. rep. / Los Alamos National Laboratory. — 1981.
49. Fletcher D. F., Anderson R. P. A review of pressure induced propagation models of the vapour explosion process // Progress in Nuclear Energy. — 1990. — Vol. 23. — P. 137—179.
50. Yakush S. E. Model for blast waves of boiling liquid expanding vapor explosions // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2016. — Vol. 103. — P. 173—185.
51. Iskhakov A. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Hugoniot analysis of energetic molten lead-water interaction // Annals of Nuclear Energy. — 2019. — Vol. 129. — P. 437—449.
52. Bang K. H., Corradini M. L. Stratified vapor explosion experiments // Chemical Engineering Communications. — 1989. — Vol. 86, no. 1. — P. 31—42.

53. Grishchenko D., Konovalenko A., Karbojian A., Kudinova V., Bechta S., Kudinov P. Insight into steam explosion in stratified melt-coolant configuration // Proceedings of the 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-15). — 2013. — Paper NURETH15-599.
54. Kudinov P., Grishchenko D., Konovalenko A., Karbojian A. Premixing and steam explosion phenomena in the tests with stratified melt-coolant configuration and binary oxidic melt simulant materials // Nuclear Engineering and Design. — 2017. — Vol. 314. — P. 182—197.
55. Jo H., Wang J., Corradini M. Stratified steam explosion energetics // Nuclear Engineering and Technology. — 2019. — Vol. 51, no. 1. — P. 95—103.
56. Melikhov V. I., Melikhov O. I., Yakush S. E., Le T. C. Evaluation of energy and impulse generated by superheated steam bubble collapse in subcooled water // Nuclear Engineering and Design. — 2020. — Vol. 366. — P. 110753.
57. Wang G. A. A review of research progress in heat exchanger tube rupture accident of heavy liquid metal cooled reactors // Annals of Nuclear Energy. — 2017. — Vol. 109. — P. 1—8.
58. Алексеев М. В., Лежнин С. И., Прибатурин Н. А., Сорокин А. Л. Генерация ударноволновых и вихревых структур при истечении струи вскипающей воды // Теплофизика и аэромеханика. — 2014. — Т. 21, № 6. — С. 795—798.
59. Алексеев М. В., Вожаков И. С., Лежнин С. И., Прибатурин Н. А. Влияние межфазного трения на характеристики истечения двухфазной смеси в среду с высокой плотностью // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. — 2016. — Т. 2, № 3. — С. 49—62.
60. Прибатурин Н. А., Лобанов П. Д., Курдюмов А. С. [и др.]. Экспериментально-расчетное исследование естественной циркуляции свинцово-висмутового теплоносителя // Труды НГТУ им. Р. Е. Алексеева. — 2023. — № 4. — С. 72—81.

61. Yu Q., Qiu S., Wang C., Zhang D., Tian W., Su G. H. An experimental review of steam generator tube rupture accident in lead-cooled fast reactors: thermal-hydraulic experiments classification and methods introduction // Progress in Nuclear Energy. — 2023. — Vol. 160. — P. 104711.
62. Ciampichetti A., Ricapito I., Aiello A., Benamati G. Water large leaks into liquid Pb-17Li: first experimental results on LIFUS 5 facility // Fusion Engineering and Design. — 2003. — Vol. 69. — P. 563—567.
63. Ciampichetti A., Pellini D., Agostini P., Oriolo F. Experimental and computational investigation of LBE–water interaction in LIFUS 5 facility // Nuclear Engineering and Design. — 2009. — Vol. 239, no. 11. — P. 2468—2478.
64. Ciampichetti A., Bernardi D., Forgione N. Analysis of the LBE-Water Interaction in the LIFUS 5 Facility to Support the Investigation of an SGTR Event in LFRs : ENEA Report RdS/2010/102 : tech. rep. / ENEA. — 2010.
65. Del Nevo A., Ciampichetti A., Forgione N. Investigating HLM-water interaction experiments in LIFUS5/Mod2 facility // Proceedings of the 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-15). — 2013. — Paper NURETH15-450.
66. Pesetti A., Forgione N., Del Nevo A. Water/Pb-Bi interaction experiments in LIFUS5/Mod2 facility modelled by SIMMER code // Proceedings of the 22nd International Conference on Nuclear Engineering (ICONE22). — 2014. — Paper ICONE22-30191.
67. Pesetti A., Del Nevo A., Forgione N. Experimental investigation and SIMMER-III code modelling of LBE-water interaction in LIFUS5/Mod2 facility // Nuclear Engineering and Design. — 2015. — Vol. 290. — P. 119—126.
68. Pesetti A., Del Nevo A., Forgione N. Experimental investigation of spiral tubes steam generator rupture scenarios in LIFUS/Mod2 facility for ELFR // Proceedings of the 24th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE24). — 2016. — Paper ICONE24-60715.
69. Eboli M., Moghanaki S. K., Martelli D., Forgione N., Porfiri M. T., Del Nevo A. Experimental activities for in-box LOCA of WCLL BB in LIFUS5/Mod3 facility // Fusion Engineering and Design. — 2019. — Vol. 146. — P. 914—919.

70. Eboli M., Crugnola R. M., Cammi A., Khani S., Forgione N., Del Nevo A. Test series D experimental results for SIMMER code validation of WCLL BB in-box LOCA in LIFUS5/Mod3 facility // *Fusion Engineering and Design*. — 2020. — Vol. 156. — P. 111582.
71. Eboli M., Forgione N., Del Nevo A. Assessment of SIMMER-III code in predicting water cooled lithium lead breeding blanket in-box loss of coolant accident // *Fusion Engineering and Design*. — 2021. — Vol. 163. — P. 112127.
72. Yu Q., Fang Y., Zhao Y., Qiu S., Wang C., Zhang D., Tian W., Su G. H. Experimental investigation of pressure fluctuation and steam transport under SGTR accident in lead-cooled fast reactors // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2023. — Vol. 207. — P. 123988.
73. Pesetti A., Tarantino M., Forgione N. Test section design for SGTR experimental investigation in CIRCE facility for HLMRs supported by SIMMER-III code // *Proceedings of the 24th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE24)*. — 2016. — Paper ICONE24-60716.
74. Pesetti A., Tarantino M., Gaggini P., Polazzi G., Forgione N. Commissioning of CIRCE facility for SGTR experimental investigation for HLMRs and pre-test analysis by SIMMER-IV code // *Proceedings of the 25th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE25)*. — 2017. — Paper ICONE25-67419.
75. Pesetti A., Tarantino M., Forgione N. Experimental and numerical analysis of steam generator tube rupture event for MYRRHA reactor in CIRCE facility with SIMMER-IV code // *Proceedings of the 26th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE26)*. — 2018. — Paper ICONE26-82503.
76. Lorusso P., Bassini S., Del Nevo A., Di Piazza I., Giannetti F., Tarantino M., Utili M. GEN-IV LFR development: status & perspectives // *Progress in Nuclear Energy*. — 2018. — Vol. 105. — P. 318—331.
77. Cheng S., Matsuba K.-I., Isozaki M., Kamiyama K., Suzuki T., Tobita Y. The effect of coolant quantity on local fuel-coolant interactions in a molten pool // *Annals of Nuclear Energy*. — 2015. — Vol. 75. — P. 20—25.

78. Zhang T., Cheng S., Zhu T., Meng C., Li X. A new experimental investigation on local fuel-coolant interaction in a molten pool // *Annals of Nuclear Energy*. — 2018. — Vol. 120. — P. 593—603.
79. Cheng S., Zou Y., Dong Y., Cheng H., Ye Y., Chen X., Chen Y. Experimental study on pressurization characteristics of a water droplet entrapped in molten LBE pool // *Nuclear Engineering and Design*. — 2021. — Vol. 378. — P. 111192.
80. Yakush S. E., Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Usanov V. A. The splashing of melt upon the impact of water droplets and jets // *Applied Sciences*. — 2021. — Vol. 11, no. 3. — P. 909.
81. Yakush S. E., Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Usanov V. A. Experimental study on the interaction of an impulse water jet with molten metal // *Fluids*. — 2023. — Vol. 8, no. 6. — P. 166.
82. Sibamoto Y., Kukita Y., Nakamura H. Visualization and measurement of subcooled water jet injection into high-temperature melt by using high-frame-rate neutron radiography // *Nuclear Technology*. — 2002. — Vol. 139, no. 3. — P. 205—220.
83. Sibamoto Y., Kukita Y., Nakamura H. Simultaneous measurement of fluid temperature and phase during water jet injection into high temperature melt // *Proceedings of the 11th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics (NURETH-11)*. — 2005. — Paper 181.
84. Sibamoto Y., Kukita Y., Nakamura H. Small-scale experiment on subcooled water jet injection into molten alloy by using fluid temperature-phase coupled measurement and visualization // *Journal of Nuclear Science and Technology*. — 2007. — Vol. 44, no. 8. — P. 1059—1069.
85. Sa R., Takahashi M. Experimental study on thermal interaction of ethanol jets in high temperature Fluorinert // *Journal of Power and Energy Systems*. — 2012. — Vol. 6, no. 2. — P. 314—323.
86. Zhou Y., Chen J., Huang Q., Gong H. Study on final depth under hydraulic coolant penetration condition // *Proceedings of the 25th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE25)*. — 2017. — Paper ICONE25-66267.

87. Zhang C., Sa R., Zhou D., Jiang H. Effects of gas velocity and break size on steam penetration depth using gas jet into water similarity experiments // *Progress in Nuclear Energy*. — 2017. — Vol. 98. — P. 38–44.
88. Chen J., Zhou Y., Zhong M., Wang J., Gong H., Huang Q. Experimental and computational study on jet final depth under coolant jet-melt interaction // *Journal of Nuclear Science and Technology*. — 2017. — Vol. 54, no. 9. — P. 1002–1010.
89. Cheng H., Chen S., Huang H., Cheng S., Zhao Z., Zhao J. Study on water jet penetration behavior in molten LBE during SGTR accident with simulant experiments // *Nuclear Engineering and Design*. — 2023. — Vol. 411. — P. 112413.
90. Dullforce T. A., Buchanan D. J., Peckover R. S. Self-triggering of small-scale fuel-coolant interactions: I. experiments // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1976. — Vol. 9, no. 9. — P. 1295–1303.
91. Ciccarelli G., Frost D. L. Fragmentation mechanisms based on single drop steam explosion experiments using flash X-ray radiography // *Nuclear Engineering and Design*. — 1994. — Vol. 146. — P. 109–132.
92. Nelson L. S. Steam explosions of single drops of pure and alloyed molten aluminum // *Nuclear Engineering and Design*. — 1995. — Vol. 155, no. 1/2. — P. 413–425.
93. Nelson L. S., Brooks P. W., Bonazza R., Corradini M. L., Hildal K., Bergstrom T. H. Steam explosions of single drops of molten silicon-rich alloys // *Proceedings of the Ninth International Ferroalloys Congress*. — 2005. — P. 338–351.
94. Li T., Yang Y., Yuan M., Hu Z. Experimental investigation on the bursting of single molten droplet in coolant // *Nuclear Science and Techniques*. — 2007. — Vol. 18, no. 6. — P. 376–380.
95. Hansson R. C., Park H. S., Dinh T.-N. Simultaneous high speed digital cinematographic and X-ray radiographic imaging of an intense multi-fluid interaction with rapid phase changes // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2009. — Vol. 33, no. 4. — P. 754–763.

96. Hansson R. C., Dinh T.-N., Manickam L. T. A study of the effect of binary oxide materials in a single droplet vapor explosion // *Nuclear Engineering and Design*. — 2013. — Vol. 264. — P. 168—175.
97. Manickam L., Guo Q., Ma W., Bechta S. An experimental study on the intense heat transfer and phase change during melt and water interactions // *Experimental Heat Transfer*. — 2019. — Vol. 32, no. 3. — P. 251—266.
98. Park H. S., Hansson R. C., Sehgal B. R. Fine fragmentation of molten droplet in highly subcooled water due to vapor explosion observed by X-ray radiography // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2005. — Vol. 29, no. 3. — P. 351—361.
99. Simons A., Bellemans I., Crivits T., Verbeken K. The effect of vapour formation and metal droplet temperature and mass on vapour explosion behaviour // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2022. — Vol. 196. — P. 123289.
100. Simons A., Bellemans I., Crivits T., Verbeken K. The influence of melt composition, liquidus temperature and solidus temperature on vapour explosions in melt droplet impingement experiments // *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. — 2023. — Vol. 83. — P. 105068.
101. Deng Y., Guo Q., Xiang Y., Fang D., Komlev A., Bechta S., Ma W. An experimental study on the effect of coolant salinity on steam explosion // *Annals of Nuclear Energy*. — 2024. — Vol. 201. — P. 110420.
102. Simons A., Bellemans I., Crivits T., Verbeken K. The effect of coolant additives on the vapour explosion behaviour in melt droplet impingement experiments // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2024. — Vol. 221. — P. 125108.
103. Jain M., Prakash R. S., Tomar G., Ravikrishna R. V. Secondary breakup of a drop at moderate Weber numbers // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. — 2015. — Vol. 471, no. 2177. — P. 20140930.
104. Kim B., Corradini M. L. Modeling of small-scale single droplet fuel/coolant interactions // *Nuclear Science and Engineering*. — 1988. — Vol. 98, no. 1. — P. 16—28.

105. Lamome J., Meignen R. On the explosivity of a molten drop submitted to a small pressure perturbation // *Nuclear Engineering and Design*. — 2008. — Vol. 238, no. 12. — P. 3445—3456.
106. Wang Q., Shen Z., Wang J., Wang C. The interaction between single droplet of molten tin and cooling water: effects of tin droplet temperature and falling height // *Annals of Nuclear Energy*. — 2019. — Vol. 126. — P. 169—177.
107. Wang C., Wang C., Chen B., Li M., Shen Z. Fragmentation regimes during thermal interaction between molten tin droplet and cooling water // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2021. — Vol. 166. — P. 120782.
108. Ивочкин Ю. П., Зейгарник Ю. А., Кубриков К. Г. Механизмы тонкой фрагментации горячего расплава, погруженного в холодную воду // *Теплоэнергетика*. — 2018. — № 7. — С. 64—75.
109. Зейгарник Ю. А., Ивочкин Ю. П., Король Е. З. Термомеханический механизм тонкой фрагментации жидких капель при паровом взрыве // *Теплофизика высоких температур*. — 2004. — Т. 42, № 3. — С. 491—492.
110. Глазков В. В., Григорьев В. С., Жилин В. Г., Зейгарник Ю. А., Ивочкин Ю. П., Кубриков К. Г., Медвецкая Н. В., Оксман А. А., Синкевич О. А. Об одном возможном механизме инициирования (триггеринга) парового взрыва // *Теплофизика высоких температур*. — 2006. — Т. 44, № 6. — С. 913—917.
111. Зейгарник Ю. А., Ивочкин Ю. П., Григорьев В. С., Оксман А. А. Заметки о некоторых аспектах парового взрыва // *Теплофизика высоких температур*. — 2008. — Т. 46, № 5. — С. 797—800.
112. Antonov D. V., Volkov R. S., Strizhak P. A. An explosive disintegration of heated fuel droplets with adding water // *Chemical Engineering Research and Design*. — 2018. — Vol. 140. — P. 292—307.
113. Strizhak P. A., Volkov R. S., Moussa O., Tarlet D., Bellettre J. Child droplets from micro-explosion of emulsion and immiscible two-component droplets // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2021. — Т. 169. — С. 120931.

114. Antonov D. V., Fedorenko R. M., Strizhak P. A. Micro-explosion phenomenon: conditions and benefits // *Energies*. — 2022. — Vol. 15, no. 20. — P. 7670.
115. Antonov D. V., Fedorenko R. M., Yanovskiy L. S., Strizhak P. A. Physical and mathematical models of micro-explosions: achievements and directions of improvement // *Energies*. — 2023. — Vol. 16, no. 16. — P. 6034.
116. Meignen R., Picchi S., Lamome J., Raverdy B., Castrillon Escobar S., Nicaise G. The challenge of modeling fuel-coolant interaction: part I — pre-mixing // *Nuclear Engineering and Design*. — 2014. — Vol. 280. — P. 511–527.
117. Meignen R., Raverdy B., Picchi S., Lamome J. The challenge of modeling fuel-coolant interaction: part II — steam explosion // *Nuclear Engineering and Design*. — 2014. — Vol. 280. — P. 528–541.
118. Drew D. A., Passman S. L. *Theory of Multicomponent Fluids*. — New York : Springer, 1999. — 308 p.
119. Tobita Y., Kondo S., Yamano H., Morita K., Maschek W., Coste P., Cadiou T. The development of SIMMER-III, an advanced computer program for LMFR safety analysis, and its application to sodium experiments // *Nuclear Technology*. — 2006. — Vol. 153, no. 3. — P. 245–255.
120. Meignen R., Picchi S. MC3D Version 3.5: User's Guide : IRSN Report NT/DSR/SAGR/05-84 : tech. rep. / IRSN. — 2005.
121. Huang X., Chen P., Yin Y., Pang B., Li Y., Gong X., Deng Y. Numerical investigation on LBE-water interaction for heavy liquid metal cooled fast reactors // *Nuclear Engineering and Design*. — 2020. — Vol. 361. — P. 110567.
122. Chen Y., Zhang D., Liang Y., Wang S., Yu Q., Wang C., Tian W., Qiu S. Z., Su G. H. Preliminary development and validation of ACENA code for heavy liquid metal-gas two phase flow simulation // *Annals of Nuclear Energy*. — 2021. — Vol. 161. — P. 108452.
123. Lin Y., Zhang D., Chen Y., Zhang X., Tian W., Qiu S., Su G. Thermal-hydraulic characteristics of molten-lead bismuth eutectic and water interaction // *Atomic Energy Science and Technology*. — 2023. — Vol. 57. — P. 56–66.

124. Alipchenkov V. M., Anfimov A. M., Afremov D. A., [et al.]. Fundamentals, current state of the development of, and prospects for further improvement of the new-generation thermal-hydraulic computational HYDRA-IBRAE/LM code for simulation of fast reactor systems // Thermal Engineering. — 2016. — Vol. 63, no. 2. — P. 130—139.
125. Rtishchev N. A., Chalyy R. V., Tarasov A. E., [et al.]. SOCRAT-BN integral code for safety analyses of NPP with sodium cooled fast reactors: development and plant applications // International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development (FR17). — Vienna : IAEA, 2018. — Paper CN245-281.
126. Бутов А. А., Жданов В. С., Климонов И. А. [и др.]. Физические модели для расчета разрушений твэла и активной зоны реактора с жидкометаллическим теплоносителем, реализованные в коде ЕВКЛИД/V2 // Теплоэнергетика. — 2019. — № 5. — С. 5—15.
127. Долганов К. С., Семенов В. Н., Киселев А. Е. [и др.]. Методика расчётной оценки нагружения корпуса реактора ВВЭР-1200 при внутрикорпусных паровых взрывах // Известия Российской академии наук. Энергетика. — 2018. — № 5. — С. 42—58.
128. Hirt C. W., Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // Journal of Computational Physics. — 1981. — Vol. 39, no. 1. — P. 201—225.
129. Tryggvason G., Scardovelli R., Zaleski S. Direct Numerical Simulations of Gas–Liquid Multiphase Flows. — Cambridge : Cambridge University Press, 2011. — 338 p.
130. Thakre S., Manickam L., Ma W. A numerical simulation of jet breakup in melt coolant interactions // Annals of Nuclear Energy. — 2015. — Vol. 80. — P. 467—475.
131. Thakre S., Xiang Y., Ma W., Villanueva W., Bechta S. Metallic melt jet fragmentation in a water pool: experiments and numerical simulations // Nuclear Engineering and Design. — 2022. — Vol. 396. — P. 111876.
132. Мелихов В. И., Мелихов О. И., Волков Г. Ю., Якуш С. Е., Салех Б. Моделирование струйного истечения жидкости в затопленное пространство методом VOF // Теплоэнергетика. — 2023. — № 1. — С. 75—86.

133. Zhou Y., Zhong M., Fan X., Chen J., Lv M. A numerical simulation of water jet injection behavior in fuel-coolant interaction // *Journal of Nuclear Science and Technology*. — 2017. — Vol. 54, no. 2. — P. 174–181.
134. Yuan J., Liu L., Bao R., Luo H., Liu M., Gu H. Three-dimensional numerical simulation of the interaction between high-pressure sub-cooled water jet impacting high-temperature liquid lead-bismuth metal // *Applied Thermal Engineering*. — 2023. — Vol. 230. — P. 120705.
135. Yu Q., Zhao Y., Chen Y., Liu Z., Wang C., Zhang D., Tian W., Qiu S., Su G. H. Multiphase simulation of hyperbaric steam-water jet inside liquid Pb-Bi eutectic environment // *Annals of Nuclear Energy*. — 2024. — Vol. 195. — P. 110159.
136. Yuan J., Liu L., Bao R., Li D., Tian X., Luo H., Jia Z., Gu H. Numerical simulation of jet boiling characteristics of high-pressure water injected into high-temperature liquid lead-bismuth in a confined space // *Applied Thermal Engineering*. — 2024. — Vol. 250. — P. 123432.
137. Yuan J., Liu L., Bao R., Luo H., Jia Z., Tian X., Li D., Gu H. Numerical simulation of energy-mass transfer in high-pressure sub-cooled water jet impacting high-temperature lead-bismuth molten pool in confined space // *Atomic Energy Science and Technology*. — 2024. — Vol. 58, no. 9. — P. 1958–1969.
138. Liu L., Yuan J., Bao R., Luo H., Jia Z., Gu H. Numerical simulation of boiling dynamics in liquid lead-bismuth injected with multi-rupture high-pressure water jets // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. — 2024. — Vol. 159. — P. 108219.
139. Li G., Hu H., Zhang X. Numerical study on the interaction of high-pressure water injection with lead-bismuth in the SGTR accident of LFR // *Nuclear Engineering and Technology*. — 2025. — Vol. 57, no. 5. — P. 103355.
140. Yuan J., Liu L., Bao R., Luo H., Jia Z., Chen S., Gu H. Numerical study of transient jet phenomena and system effects during the SGTR accident in lead-bismuth fast reactor // *International Journal of Thermal Sciences*. — 2025. — Vol. 210. — P. 109599.

141. Luo H., Liu L., Yuan J., Bao R., Li D., Tian X., Gu H. Numerical simulation of bubble migration characteristics and distribution probability under lead-cooled fast reactor during SGTR accident // *Annals of Nuclear Energy*. — 2025. — Vol. 213. — P. 111173.
142. Chen W., Luo Z., Tang Z., Wei P., Zhao Q., Chong D. Physics of steam injection into molten lead-bismuth eutectic: interface evolution and pressure shock // *Physics of Fluids*. — 2026. — Vol. 38, no. 6. — P. 063310.
143. Yakush S. E., Iskhakov A. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Pressure waves due to rapid evaporation of water droplet in liquid lead coolant // *Science and Technology of Nuclear Installations*. — 2018. — Vol. 2018. — P. 3087051.
144. Iskhakov A. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I., Yakush S. E. Steam generator tube rupture in lead-cooled fast reactors: estimation of impact on neighboring tubes // *Nuclear Engineering and Design*. — 2019. — Vol. 341. — P. 198—208.
145. Zhou Y., Zhang Z., Lin M., Yuan M., Yan X. Numerical simulation of fragmentation of melt drop triggered by external pressure pulse in vapor explosions // *Annals of Nuclear Energy*. — 2013. — Vol. 57. — P. 92—99.
146. Zhong M., Li Y., Lin M., Yuan M., Yang Y. A numerical analysis research on earlier behavior of molten droplet covered with vapor film at the stage of triggering and propagation in steam explosion // *Science and Technology of Nuclear Installations*. — 2014. — Vol. 2014. — P. 301262.
147. Thakre S., Ma W., Li L. A numerical analysis on hydrodynamic deformation of molten droplets in a water pool // *Annals of Nuclear Energy*. — 2013. — Vol. 53. — P. 228—237.
148. Thakre S., Ma W. 3D simulations of the hydrodynamic deformation of melt droplets in a water pool // *Annals of Nuclear Energy*. — 2015. — Vol. 75. — P. 123—131.
149. Varaksin A. Y., Ryzhkov S. V. Mathematical modeling of gas-solid two-phase flows: problems, achievements and perspectives (a review) // *Mathematics*. — 2023. — Vol. 11, no. 15. — P. 3290.
150. Varaksin A. Y., Ryzhkov S. V. Particle-laden and droplet-laden two-phase flows past bodies (a review) // *Symmetry*. — 2023. — Vol. 15, no. 2. — P. 388.

151. Brackbill J. U., Kothe D. B., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // Journal of Computational Physics. — 1992. — Vol. 100, no. 2. — P. 335—354.
152. Hardt S., Wondra F. Evaporation model for interfacial flows based on a continuum-field representation of the source terms // Journal of Computational Physics. — 2008. — Vol. 227, no. 11. — P. 5871—5895.
153. Lee W. H. A Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Modeling : тех. отч. / Los Alamos Scientific Laboratory. — Los Alamos, New Mexico, 1979. — LA-UR 79—975.
154. Chen G., Nie T., Yan X. An explicit expression of the empirical factor in a widely used phase change model // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2020. — Vol. 150. — P. 119279.
155. OpenFOAM Foundation / OpenCFD. OpenFOAM. Open Source Field Operation and Manipulation. — OpenFOAM Foundation / OpenCFD, 2023. — URL: <https://www.openfoam.com>.
156. Moukalled F., Mangani L., Darwish M. The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics: An Advanced Introduction with OpenFOAM and Matlab. — Cham : Springer, 2016. — 791 p.
157. Márquez Damián S., Nigro N. M. An extended mixture model for the simultaneous treatment of small-scale and large-scale interfaces // International Journal for Numerical Methods in Fluids. — 2014. — Vol. 75, no. 8. — P. 547—574.
158. Jasak H., Gosman A. D. Automatic resolution control for the finite-volume method, part 2: adaptive mesh refinement and coarsening // Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals. — 2000. — Vol. 38, no. 3. — P. 257—271.
159. Alexiades V., Solomon A. D. Mathematical Modeling of Melting and Freezing Processes. — Boca Raton : Routledge, 2018. — 340 p.
160. Welch S. W. J., Wilson J. A volume of fluid based method for fluid flows with phase change // Journal of Computational Physics. — 2000. — Vol. 160, no. 2. — P. 662—682.
161. Berenson P. J. Film-boiling heat transfer from a horizontal surface // Journal of Heat Transfer. — 1961. — Vol. 83, no. 3. — P. 351—358.

162. Plevachuk Y., Sklyarchuk V., Gerbeth G., Eckert S., Novakovic R. Surface tension and density of liquid Bi–Pb, Bi–Sn and Bi–Pb–Sn eutectic alloys // *Surface Science*. — 2011. — Vol. 605, no. 11/12. — P. 1034–1042.
163. Аганин А. А., Ильгамов М. А., Косолапова Л. А., Малахов В. Г. Схлопывание кавитационного пузырька в жидкости вблизи твердой стенки // *Вестник Башкирского университета*. — 2013. — Т. 18, № 1. — С. 15–21.
164. Воинов О. В., Воинов В. В. О схеме захлопывания кавитационного пузырька около стенки и образования кумулятивной струйки // *Доклады Академии наук СССР*. — 1976. — Т. 227. — С. 63–66.
165. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Эволюция формы последовательных каверн импакта свободно падающей капли // *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки*. — 2022. — Т. 502, № 1. — С. 36–44.
166. Park H. S., Kazachkov I. V., Sehgal B. R., Maruyama Y., Sugimoto J. Analysis of plunging jet penetration into liquid pool in isothermal conditions // *Proceedings of the Fourth International Conference on Multiphase Flow (ICMF 2001)*. — New Orleans, Louisiana, USA, 2001. — May 27–June 1.
167. Безносков А. В., Пинаев С. С., Давыдов Д. В., Молодцов А. А., Бокова Т. А., Мартынов П. Н., Рачков В. И. Экспериментальные исследования характеристик контактного теплообмена свинцовый теплоноситель–рабочее тело // *Атомная энергия*. — 2005. — Т. 98, № 3. — С. 182–187.