

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ
ЭНЕРГЕТИКИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

УДК 532.5

На правах рукописи

Григорьев Сергей Юрьевич

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНВЕКТИВНОГО
ПЕРЕМЕШИВАНИЯ И ПРИСТЕНОЧНОГО МАССООБМЕНА В ЗАДАЧАХ
АНАЛИЗА ВОДОРОДНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ АЭС ПРИ ТЯЖЕЛОЙ
АВАРИИ

05.13.18 – математическое моделирование, численные методы и
комплексы программ

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук
А.С. Филиппов

Москва – 2016

Оглавление

Сокращения.....	4
Введение.....	6
Глава 1. Обзор подходов и моделей для решения задач ВБ АЭС.....	17
1.1. Подходы к решению задач ВБ АЭС.....	17
1.2. Модели турбулентности.....	19
1.3. Модели пристеночной конденсации пара в присутствии неконденсируемых газов.....	21
1.4. Модели ПКРВ и поверхностной химии.....	27
1.5. Модели конденсаторов-теплообменников.....	31
1.6. Модели спринклерной системы.....	33
Основные выводы по главе 1.....	35
Глава 2. Физические и численные модели для решения задач ЗО АЭС.....	37
2.1. Уравнения многофазной и многокомпонентной динамики газа и теплообмена.....	37
2.2. Пристеночный и объемный тепло и массообмен в задачах ЗО АЭС.....	49
Основные выводы по главе 2.....	61
Глава 3. Стратификация лёгкого газа. Формирование и разрушение.....	62
3.1. Формирование стратификации легкого газа.....	65
3.1.1. Формирование стратификации в пустом сосуде.....	65
3.1.2. Формирование стратификации в присутствии внутренних конструкций.....	72
3.1.3. Формирование стратификации в связанных помещениях.....	74
3.2. Разрушение стратификации легкого газа.....	76

3.2.1. Разрушение стратификации струей легкого газа.....	76
3.2.2. Разрушение стратификации под действием конденсатора-теплообменника.....	81
3.2.3. Разрушение стратификации под действием спринклерной системы.....	88
Основные выводы по главе 3.....	95
Глава 4. Пристеночный и объемный тепло и массообмен.....	97
4.1. Верификация модели пристеночной конденсации	97
4.2. Верификация модели рекомбинации водорода на каталитической поверхности.....	115
4.3. Верификация модели испарения воды из бака-приямка.....	120
Основные выводы по главе 4.....	122
Заключение	124
Приложение	126
Приложение А. Установка PANDA.....	126
Приложение Б. Установка TOSQAN	129
Литература	131

Сокращения

АЭС – атомная электростанция

ВБ – водородная безопасность

ВВЭР – водо-водяной энергетический реактор

ГЦН – главный циркуляционный насос

ЗО – защитная оболочка

КТО – конденсатор-теплообменник

МКО – метод контрольных объемов

НС – (уравнения) Навье — Стокса

ПГ - парогенератор

ПКРВ – пассивный каталитический рекомбинатор водорода

РФЯЦ-ВНИИТФ - Российский Федеральный Ядерный Центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики
имени академика Е.И. Забабахина

ТА – тяжелая авария

ТКЭ – турбулентная кинетическая энергия

ЭВМ – электронно-вычислительная машина

ЯР – ядерный реактор

ЯЭУ – ядерная энергетическая установка

CFD – Computational Fluid Dynamics

CoRe – Condensation and Recombination (модель пристеночного тепло и массообмена)

DPM - Discrete Particle Model (модель дискретных частиц)

E-S – ERCOSAM-SAMARA project

IRSN - Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire

LES - Large Eddy Simulation (метод крупных вихрей)

LP (код) – lumped parameter (код), расчетный код с сосредоточенными параметрами

NEA - Nuclear Energy Agency

OECD - Organisation for Economic Co-operation and Development
(Организация экономического сотрудничества и развития, ОЭСР)

PSI - Paul Scherrer Institute (Институт Пола Шеррера)

PWR - Pressurized water reactor

RANS - Reynolds-averaged Navier–Stokes (уравнения Навье — Стокса, осреднённые по Рейнольдсу)

RSM - Reynold's Stress Model

SMD – Souter Mean Diameter (средний диаметр Саутера)

Введение

Актуальность

Широкое использование ядерных энергетических установок (ЯЭУ) для производства электроэнергии выдвигает на передний план проблему безопасности. Специфика этой проблемы применительно к ЯЭУ состоит в том, что в результате аварии существует потенциальная опасность нанесения ущерба окружающей среде и обществу. Исторический опыт показывает, что еще более ощутимый «репутационный» ущерб может быть нанесен атомной отрасли в целом, что приводит к снижению темпов ее развития [1].

На сегодняшний день одной из наиболее важных проблем является вопрос обеспечения водородной безопасности (ВБ) АЭС с легководными реакторами. Согласно [2] водород образуется в основном в результате тяжелой аварии (ТА) с разрушением активной зоны. Его выход совместно с паром в атмосферу защитной оболочки (ЗО) реактора может привести к разрушению ЗО - последнего барьера безопасности. Как показала авария на АЭС «Фукусима-дайити» в марте 2011 г., которая сопровождалась также взрывом водорода и выбросом радиоактивных нуклидов в атмосферу, эта проблема на текущий момент сохраняет свою актуальность [3].

Сегодняшнее понимание феноменологии событий, происходящих во время ТА, иллюстрирует рис. 1 [4]. Во время ТА с потерей теплоносителя на водо-водяных энергетических реакторах (ВВЭР) внутри активной зоны образуется большое количество горячего пара, что создает благоприятные условия для возникновения водорода при пароциркониевой реакции. В результате разрыва трубопровода первого контура горячие пар и водород выходят под ЗО. Низкая плотность водорода и высокая температура смеси могут приводить к стратификации газа. При этом основной угрозой

целостности ЗО является рост давления, вызванный выходом пара и водорода под защитную оболочку реактора.

С целью уменьшения или устранения риска разгерметизации ЗО используют системы безопасности. Такие системы, в большинстве своем, преследуют две основные цели: во-первых, ограничение давления внутри ЗО в заданных пределах, определяемых прочностью конструкции оболочки (работа спринклерных систем, конденсаторов-теплообменников (КТО)); во-вторых, снижение локальных максимумов концентрации водорода за счет перемешивания смеси (спринклерные системы, КТО) или постепенной рекомбинации водорода (пассивные автокаталитические рекомбинаторы (ПКРВ)). Активизация КТО или спринклерной системы приводит к конденсации пара на стенках теплообменника или на каплях воды. При этом снижение паросодержания увеличивает риск воспламенения смеси водород/воздух/пар. Возникающие при действии спринклера и КТО конвективные течения перемешивают атмосферу внутри ЗО и делают ее более однородной. Следовательно, конденсации пара, приводящей к росту доли водорода и риска возгорания, противопоставлены гомогенизация состава атмосферы и рекомбинация водорода, которые снижают локальные максимумы его концентрации, возможно, до безопасного минимума.

Для обеспечения ВБ АЭС и определения вероятных мест возгорания, во-первых, необходимо уметь предсказывать распространение многокомпонентной смеси газов, содержащей водород, по помещениям ЗО. Определение потенциальных мест воспламенения позволяет противодействовать аварийной ситуации путем установки систем безопасности. Во-вторых, необходимо уметь достоверно предсказывать действие систем безопасности в условиях тяжелой аварии для оптимизации их работы.

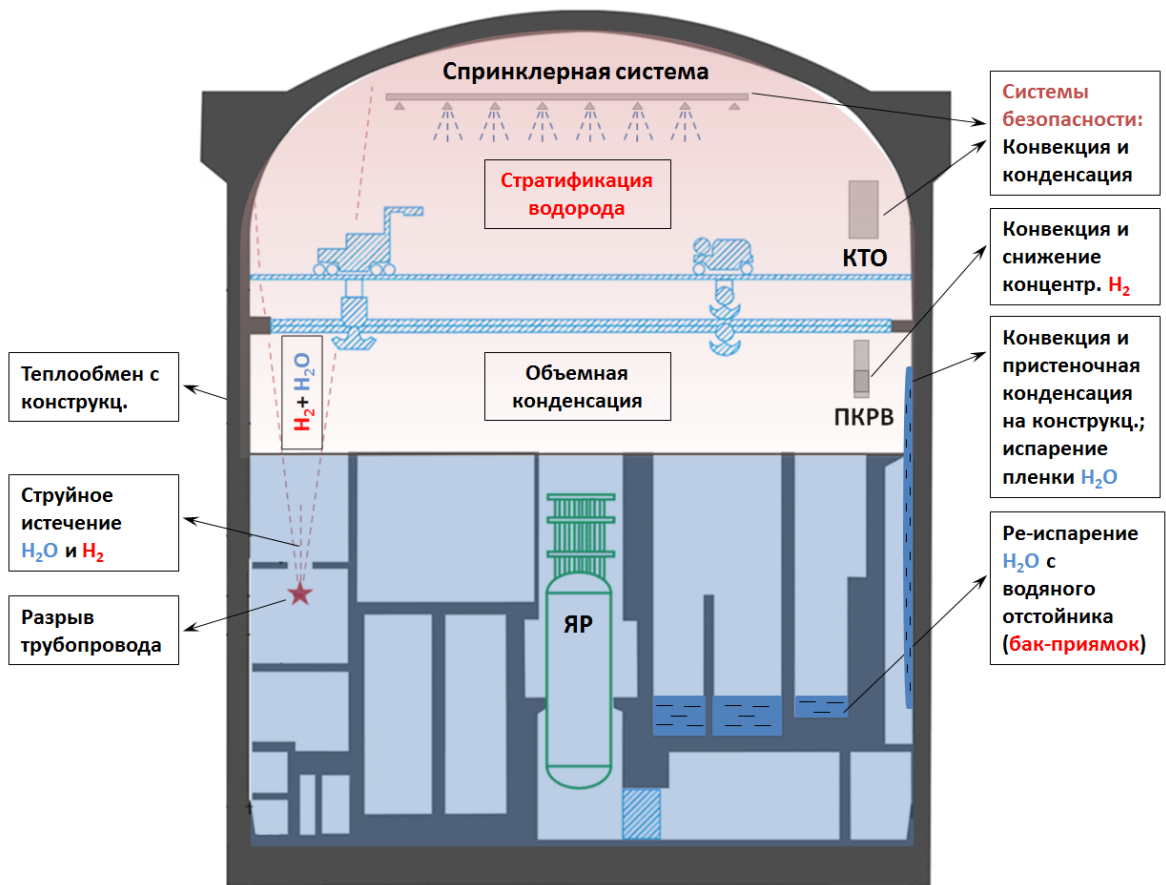


Рис. 1. Схематическое изображение ЗО реактора и процессов, происходящих в условиях ТА

Проведение экспериментальных исследований процессов и явлений, связанных с ВБ АЭС в условиях ТА, ограничено высокой стоимостью экспериментов – фактический масштаб линейных размеров установок не превышает 1:10 относительно размеров ЗО. Поэтому математическое моделирование служит основным средством исследования процессов в реальном масштабе. Для этого необходима разработка адекватных математических моделей процессов и явлений, существенных для рассматриваемой задачи. Проблема анализа ВБ с точки зрения физики является комплексной задачей. Характерные масштабы времени и длины процессов лежат в широких диапазонах. При этом численная модель должна достаточно детально воспроизводить весь комплекс существенных явлений и быть эффективной, чтобы численный расчет занимал приемлемое время.

Для решения задачи количественной оценки состояния атмосферы ЗО с заданной точностью перспективны стандартные пакеты прикладных программ по вычислительной гидродинамике (CFD) [5]. В таких кодах уже реализованы возможности моделирования 3–мерной нестационарной многокомпонентной и многофазной гидродинамики [6]. Однако математические модели, встроенные в стандартные версии кодов CFD, проверены на достаточно простых тестах, и их применимость к комплексным задачам ВБ необходимо устанавливать [7]. Более того, в них не реализованы модели явлений, специфичных для задач ВБ, в частности модели систем безопасности. Поэтому адаптации стандартных средств CFD к проблемам анализа ЗО становится крайне актуальной и требует: 1) проверки CFD моделей в условиях, приближенных к условиям экспериментов по ВБ (в рамках первичной верификации), 2) доработки кода путем добавления новых физических моделей и их верификации на соответствующем экспериментальном материале.

Степень разработанности проблемы

На настоящий момент стандартным средством для анализа водородной безопасности АЭС являются коды с сосредоточенными параметрами (КУПОЛ, АНГАР и т.д.), в англоязычной литературе – LP (lumped parameter) коды. Они основаны на решении балансных соотношений для энергии и массы в помещениях под ЗО. Совокупность систем и помещений ЗО моделируется как гидравлическая сеть, узлы которой представляют собой отдельные помещения или группы помещений. В рамках балансного подхода построены математические модели процессов и явлений, протекающих при тяжелой аварии (в том числе модели систем безопасности). Однако эти коды не предназначены для моделирования картины течения в отдельном помещении. Для того чтобы обойти этот недостаток, прибегают к ряду искусственных предположений (детали структуры предполагаемой картины

течения моделируются элементами нодализационной схемы, подстроенными под эту структуру). Но такой подход не может дать достоверной картины течения внутри помещений, динамика развития не моделируется, и, в целом, предсказательная сила такой модели относительно струйных течений и формирования стратификации низкая. Поэтому в последнее время для более детального анализа проблем пожаровзрывоопасности наметилась тенденция использования, наряду с LP кодами, также CFD.

Применение CFD кодов к проблемам ВБ на текущий момент сдерживается двумя основными факторами [7]: недостаточная верификационная база и отсутствие математических моделей процессов, существенных для рассматриваемой задачи. По первому направлению в настоящее время проводятся экспериментально-расчетные проекты, координирующие усилия многих стран. К такому роду проектам относятся проекты ERCOSAM-SAMARA (E-S) [8], HYMERES [9], посвященные вопросам формирования и разрушения стратификации легкого газа в условиях, приближенных к ТА; а также ранее проводимые проекты SETH [10] и SETH-2 [11]. В этих проектах проводятся эксперименты на установках небольшого, по сравнению с ЗО, масштаба, моделирующие упрощенные сценарии аварии. Предполагается, что верификация CFD моделей на этих экспериментах позволит перейти к решению задач ВБ в реальном масштабе ЗО.

Среди математических моделей, пока не реализованных в стандартных версиях CFD пакетов и не позволяющих полноценно моделировать события ТА, можно отнести следующие: модель пристеночной конденсации пара[†] и испарения стекающей пленки, модели систем безопасности (модель

[†] Начиная с 15 версии (Fluent 15.0) в коде была реализована модель пленочной конденсации, однако определяющий коэффициент конденсационного массообмена в ней является постоянной и неизменной величиной, что в общем случае является неверным. Этот коэффициент должен задаваться пользователем, и определяется функциональными зависимостями, которые обсуждаются в диссертационной работе.

конденсации на каплях спринклера, модели КТО и ПКРВ), модель испарения воды с поверхности бака-приямка и др. Литература по вопросу CFD моделирования этих явлений достаточно скудная. Диссертация посвящена решению этой проблемы.

Цель работы и поставленные задачи

Основная цель диссертационной работы состояла в численном исследовании процессов формирования и разрушения стратификации легкого газа в различных условиях, характерных для тяжелой аварии, создании моделей пристеночного и объемного тепло и массообмена.

Для достижения поставленных целей решаются следующие задачи:

- Проверка расчетного средства (CFD моделей) на новых экспериментах по ВБ АЭС. Исследование возможностей применения CFD к этим задачам.
- Разработка моделей процессов пристеночного тепло и массообмена, универсальных для CFD методологии (пристеночная конденсация, поверхностная химия и др.).
- Разработка единого подхода для моделирования систем безопасности (конденсаторов-теплообменников), имеющих произвольную гетерогенную конструкцию, состоящую из пучка трубок.
- Реализация моделей и подходов в виде пакета программ для ЭВМ (используемого в виде подгружаемой библиотеки).

Научная новизна

Научная новизна выносимых на защиту результатов состоит в следующем:

1. Впервые предложена оригинальная модель пристеночного тепло и массообмена CoRe (Condensation and Recombination), позволяющая моделировать процессы пристеночной конденсации и поверхностной химии в ПКРВ.

2. В комплексе с CoRe разработана оригинальная CFD модель тепло и массообмена внутри конденсатора-теплообменника, представляющего собой трубчатую конструкцию сложной формы. На основе этой модели численно исследованы вопросы разрушения стратификации легкого газа при работе устройства КТО.
3. Построены численные алгоритмы выделения пространственных областей применимости предложенных моделей, позволяющие использовать их в комплексе и ориентированные на параллельные вычисления. Алгоритмы реализованы в виде библиотеки, подключаемой к CFD коду ANSYS Fluent.
4. С использованием разработанных моделей численно исследованы явления по формированию и разрушению стратификации легкого газа, а также процессы тепло и массообмена в условиях, приближенных к тяжелой аварии.

Теоретическая и практическая значимость

Результаты диссертационной работы посвящены широко обсуждаемым научно-техническим проблемам, и имеют важные практические применения. На основании разработанных моделей проведено численное исследование явлений, связанных с формированием и разрушением стратификации в условиях экспериментов и сценариев аварий, а также процессов объемной и пристеночной конденсации, которые определяют рост давления и нагрузку на стены защитной оболочки АЭС. Эти исследования легли в основу оценки применимости CFD к задачам анализа состояния атмосферы внутри ЗО и были использованы в работе [12]. Их применение в рамках расчетного сопровождения экспериментов, проводимых РФЯЦ-ВНИИТФ, позволило выявить и исправить ряд недостатков в постановке экспериментов, а также интерпретировать некоторые из их особенностей [13].

Теоретический характер работы определяется преобладанием в основном математических методов исследований: численный анализ рассматриваемых явлений, основанный на уравнениях механики сплошной среды, сопровождается количественными аналитическими оценками.

Общая методика исследования. Достоверность результатов

Базовая основа расчетов течения газа - коммерческий код Fluent [6]. Исходный вид решаемых уравнений гидродинамики одинаков во всех широко используемых расчетных средствах, коммерческих (например, STAR-CD) или открытых (например, OpenFOAM). Поэтому подход для моделирования процессов пристеночного и объемного тепло и массопереноса, предложенный в диссертационной работе, достаточно общий, он может быть перенесен на большинство других CFD кодов.

Физическая основа разработанных моделей реализована через добавление источниковых/стоковых слагаемых в исходные уравнения. Соотношения для этих слагаемых брались на базе известных физических закономерностей (таких как пристеночный логарифмический закон) или эмпирических соотношений. Однако ранее эти соотношения применительно к рассматриваемым задачам не применялись.

Для качественной проверки достоверности разработанных моделей делаются аналитические оценки, проводится сравнение с имеющимися работами по той же тематике. Для количественной проверки работы моделей в реальных условиях проводится подробное сравнение результатов численных расчетов с экспериментами.

Апробация работы

Апробация работы, степень достоверности теоретических, экспериментальных и практических результатов обсуждались на следующих научных семинарах, российских и международных конференциях:

- 56-ая, 57-ая научные конференции МФТИ, Москва, Россия, 2013-2014;
- XIII, XIV, XV Научные школы молодых ученых ИБРАЭ РАН, Москва, Россия, 2012-2014;
- Шестая Российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ-6), Москва, Россия, 2014;
- V научный семинар «Моделирование технологий ядерного топливного цикла», Снежинск, Россия, 2016;
- Научно-технический семинар «Проблемы верификации и применения CFD кодов в атомной энергетике», Нижний Новгород, 2016;
- Научно-технический семинар Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 2016.
- Научно-технический семинар Института Проблем Механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 2016.
- 22nd International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-22), Prague, Czech Republic, 2014;
- CFD4NRS-5. Experimental Validation and Application of CFD and CMFD Codes in Nuclear Reactor Technology, Zurich, Switzerland, 2014;
- OECD/NEA HYMERES project: PANDA Test HP1_6_2 blind benchmark, Villigen PSI, Switzerland, 2014;
- OECD/NEA HYMERES Project – 4th workshop meeting, Villigen PSI, Switzerland;
- International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2015), Nice, France, May 2015;

- CFD4NRS-6. Application of CFD/CMFD Codes to Nuclear Reactor Safety and Design and their Experimental Validation, MIT, Cambridge, USA, September 2016.

Результаты исследования используются в отчетах по следующим проектам и договорам:

- «The Euroatom-Rosatom ERCOSAM-SAMARA projects on containment thermal-hydraulics of current and future LWRs for severe accident management»;
- НИОКР «Анализ применимости результатов проектов ERCASAM-SAMARA к задачам водородной взрывобезопасности на АЭС с реакторами водо-водяного типа», Государственный контракт от 17.02.2014 № Н.46.43.9Б.14.1038;
- НИР «Расчетные исследования для планирования и анализа результатов экспериментов, проводимых РФЯЦ-ВНИИТФ, в части распространения струйных течений, стратификации и критериев воспламенения на основе CFD моделирования и аналитических оценок», Договор № 2015/08/53 от 07.08.2015 г.

По теме диссертации опубликовано 9 работ [14-22], в том числе 4 статьи [14-17] в рецензируемых научных журналах, включенных в список ВАК.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Автор принимал участие в выборе объекта исследования, постановке задач, численном моделировании и обсуждении полученных результатов.

Объем и структура диссертации

Диссертация изложена на 141 странице, состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы из 109 наименований. Работа иллюстрирована 30 рисунками и 12 таблицами.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

1. Разработана оригинальная модель пристеночного тепло и массообмена CoRe (Condensation and Recombination), которая позволяет моделировать процессы пристеночной конденсации пара в присутствии неконденсируемых газов и рекомбинации водорода на каталитической поверхности.
2. На основе предложенных в работе корреляций для коэффициентов тепло и массообмена разработана оригинальная модель конденсатора-теплообменника, представляющего собой трубчатую конструкцию сложной формы.
3. Построены численные алгоритмы выделения пространственных областей применимости предложенных моделей, позволяющие использовать их в комплексе. Алгоритмы реализованы в виде библиотеки, подключаемой к универсальному CFD коду ANSYS Fluent, и ориентированы на использование в высокопроизводительных вычислительных системах.
4. Приведены результаты численного моделирования новых экспериментов (на установках PANDA, TOSQAN) по водородной безопасности АЭС, посвященные гидродинамике неоднородных газовых смесей. Выполнена валидация расчетов, подтвердившая количественное соответствие результатов численных экспериментов имеющимся экспериментальным данным.

Глава 1. Обзор подходов и моделей для решения задач ВБ АЭС

В главе проведен обзор существующих расчетных методик, которые на сегодняшний день используются при анализе состояния атмосферы ЗО. Подчеркивается необходимость детального описания картины течения для оценки локальных максимумов содержания водорода, что достигается на основе CFD методологии. В этой связи приводится сравнение CFD со стандартными подходами. Рассмотрены модели процессов и явлений, существенных для задач ВБ АЭС: модели пристеночного и объемного тепло и массообмена, конденсаторов-теплообменников и спринклерной системы.

1.1. Подходы к решению задач ВБ АЭС

На сегодняшний день основным средством анализа распределения водорода и управления тяжелой аварией на АЭС являются коды с сосредоточенными параметрами (АНГАР, КУПОЛ, COCOSYS и др.). В этих кодах ЗО представляется в виде контрольных объемов, которые сообщаются между собой соединительными каналами, причем под контрольным объемом обычно понимается целое помещение ЗО или группа помещений. Внутри каждого контрольного объема распределение термодинамических величин – температуры, концентрации, плотности полагается однородным. Изменение этих величин во времени выражается через законы сохранения массы и энергии, которые и определяют процессы переноса между объемами.

Т.к. коды с сосредоточенными параметрами используются в качестве расчетного инструмента для анализа тяжелых аварий уже в течение долгого времени, то используемые в этих кодах математические модели хорошо верифицированы и настроены под конкретные задачи конструирования и обоснования безопасности [7]. Однако эти коды не предназначены для

моделирования деталей локального течения и перемешивания, а только способны их имитировать (к примеру, неадекватно моделируются шлейфовые и струйные течения, а также конвективный перенос).

Недостатки кодов с сосредоточенными параметрами частично устраняются в кодах вычислительной гидродинамики, CFD, в которых решаются уравнения сохранения массы, импульса и энергии, записанные в форме частных производных, а также имеется возможность многофазного моделирования. В CFD кодах используются численные методы, оперирующие понятием пространственной аппроксимации, которое отсутствует в кодах с сосредоточенными параметрами. Это в принципе позволяет увеличивать точность численного моделирования. В этом смысле CFD является более точным инструментом для моделирования пространственного распределения термодинамических величин (таких как температура, плотность и т.д.), которые в большинстве случаев являются неоднородными. Коды с сосредоточенными параметрами такой возможности лишены принципиально.

Физические модели CFD кодов хорошо верифицированы на достаточно простых экспериментах, однако верификация этих кодов применительно к задачам ЗО АЭС, где сложность задач существенно выше, на сегодняшний день очень ограничена. В стандартных версиях CFD кодов отсутствуют модели систем безопасности, в частности, конденсаторов-теплообменников, спринклерных систем и пассивных автокаталитических рекомбинаторов водорода. Все это ставит при использовании CFD кодов две основные задачи: 1) верификация CFD моделей на натуральных экспериментах, и 2) разработка физических моделей явлений и процессов, существенных для водородной безопасности АЭС.

В табл. 1.1 приведено сравнение кодов с сосредоточенными параметрами и CFD кодов в контексте возможностей их предсказательного моделирования явлений внутри ЗО, существенных при событиях тяжелой аварии [21].

Из представленного в табл. 1.1 сравнения можно заключить, что ограниченные возможности кодов с сосредоточенными параметрами в вопросе моделирования пространственного распределения концентраций, в частности в вопросе формирования и разрушения стратификации водорода, не позволяют им адекватно прогнозировать пожаровзрывоопасность.

Табл. 1.1. Сравнение преимуществ и недостатков кодов с сосредоточенными параметрами и кодов CFD.

Критерий	Коды с сосредоточенными параметрами	CFD коды
Времязатратность численного расчета	~ сутки	~ месяцы
Пространственное разбиение	~ 100 расчетных ячеек (контрольных объемов)	~ 1млн. расчетных ячеек и более
Предсказание направления движения потока	Ограниченные возможности (зависимость от нодализационной схемы)	Способны моделировать направление движения потока
Предсказание локальной концентрации (водорода)	Возможность отсутствует (рассчитываются только средние концентрации в узлах контрольных объемов)	Способны определять пространственное распределение концентраций
Верификация кода	Хорошая	Ограниченная

1.2. Модели турбулентности

В большинстве инженерных задач, в частности в задачах анализа атмосферы ЗО, рассматриваемые течения являются турбулентными. На сегодняшний день не существует универсальной модели турбулентности,

которую можно было бы успешно использовать для любого класса задач. Выбор конкретной модели зависит от типа рассматриваемой проблемы: режима течения, требуемой точности, от доступной вычислительной мощности и времени, которое необходимо затратить на решение поставленной задачи.

Прямое численное моделирование турбулентных течений в сложной геометрической конфигурации является на сегодняшний день непростой вычислительной задачей [23], и такие расчеты в основном рассматриваются в качестве инструмента для уточнения и модификации более простых полуэмпирических моделей турбулентности [24-26]. К таким моделям относятся основанные на процедуре осреднения уравнений (RANS – Reynolds averaged Navier-Stokes) и процедуре фильтрации (LES – Large Eddy Simulations) модели турбулентности. В обоих подходах в исходных уравнениях гидродинамики появляются неизвестные слагаемые, которые необходимо вычислить для замыкания исходной системы.

Сегодня RANS подход широко используется для решения промышленных задач, в том числе и в задачах прогнозирования распределения водорода в ЗО реактора. В этом подходе уравнения записываются для усредненных величин, а влияние турбулентности на поток учитывается через введение в эти уравнения дополнительных слагаемых (напряжений Рейнольдса). Наиболее часто используемый подход для вычисления напряжений Рейнольдса - гипотеза Буссинеска. Среди моделей, основанных на этой гипотезе, наиболее известные – двухпараметрические модели $k-\varepsilon$ [27], $k-\omega$ [28] и их модификации [29-32], основными преимуществами которых являются их относительная простота и малая вычислительная ресурсоемкость.

В LES подходе для уравнений Навье-Стокса (НС) проводится процедура фильтрации, в результате чего структура течения на масштабах, меньших

размера выбранного фильтра, не моделируется напрямую: уравнения дополняются соотношениями, позволяющими вычислить подсеточную вязкость [33]. В качестве основного преимущества LES обычно предъявляют тот факт, что с уменьшением размера фильтра должны уменьшаться ошибки, вносимые подсеточной моделью турбулентности. Однако с уменьшением пространственного размера расчетной сетки сильно увеличивается вычислительная ресурсоемкость задачи, что делает нецелесообразным использование этого подхода в практически важных задачах (условие Куранта накладывает ограничения и на временной шаг, что еще сильнее усложняет проблему для нестационарных задач). А увеличение пространственного шага сетки лишает основных преимуществ LES перед RANS подходом.

Выбор модели турбулентности – это по большей части вопрос достижения компромисса между желанием получить как можно более точное решение за наименьшее время. Выбор RANS подхода применительно к задачам ВБ в основном диктуется его робастностью, относительно низкими затратами вычислительных ресурсов. Опыт моделирования показывает, что предсказательную способность RANS подхода можно считать более чем удовлетворительной для задач водородной безопасности АЭС [11-20, 34, 35]. Отказ от LES моделей в пользу RANS подхода из-за большей вычислительной трудоемкости сейчас не является принципиально непреодолимой преградой. Однако о существовании преимуществ LES перед RANS подходом говорить еще рано: информация о возможностях LES моделей применительно к задачам ВБ АЭС практически отсутствует.

1.3. Модели пристеночной конденсации пара в присутствии неконденсируемых газов

Конденсация пара в атмосфере ЗО АЭС играет ключевую роль. Во время тяжелой аварии с потерей теплоносителя в атмосферу ЗО поступает большое

количество горячего пара, который конденсируется на холодных стенках и конструкциях ЗО. Скорость конденсации пара определяет скорость роста давления внутри ЗО и его величину, а, следовательно, и ее целостность. Поэтому количественная оценка скорости конденсации пара необходима для анализа безопасности.

Большая часть моделей пристеночной конденсации пара, используемых на данный момент, основана на эмпирических корреляциях. На момент написания работы в CFD кодах единая модель конденсации пара отсутствует[‡], при этом отдельные пользователи приспособливают к CFD кодам эмпирические модели. Ниже обсуждаются наиболее часто используемые корреляции.

Первые корреляции, предложенные для расчета конденсационного теплообмена, и наиболее широко используемые на сегодняшний день, - корреляции Учида [36] и Тагами [37]. Корреляция Учида основана на экспериментальных данных, полученных на установке малого масштаба (140 мм на 300 мм). Она представляется в виде функциональной зависимости коэффициента конденсационного теплообмена от массовых долей пара и неконденсируемых газов, табл. 1.2 (там же представлены параметры, при которых проводились эксперименты). Корреляция Тагами получена на данных аналогичного эксперимента, но с цилиндрической конденсирующей поверхностью немного большего размера. Позже аналогичные корреляции на установке большего масштаба (~ 4 м в высоту) были получены в работе [38], а также в ряде других работ, например в [39].

[‡] Начиная с 15 версии (Fluent 15.0) в коде была реализована модель пленочной конденсации, однако определяющий коэффициент конденсационного массообмена в ней является постоянной и неизменной величиной, что в общем случае является неверным. Этот коэффициент должен задаваться пользователем, и определяется функциональными зависимостями, которые обсуждаются в диссертационной работе.

К основным недостаткам этих корреляций [36-39] относят, во-первых, неполное соответствие экспериментов реальным условиям ТА, во-вторых, отсутствие зависимости от таких параметров, как пространственный масштаб, давление, температуры смеси и стенок, которые, как показали дальнейшие исследования, могут вносить существенный вклад.

В работе [40] была предложена еще одна корреляция, основное отличие которой от ранее предложенных состоит в учете зависимости не только от массовых долей, но и от других существенных для процесса конденсации переменных. Позднее были получены аналогичные корреляции, в которых имеется зависимость от переменных, отличных от массовых долей, например, в работе [41].

Главный изъян, которым обладают любые эмпирические корреляции безотносительно к предмету исследований, состоит в том, что использовать их следует только в тех условиях, при которых они были получены. И любые попытки экстраполировать корреляции за область их применимости могут привести к неверному результату. Корреляции для конденсационного теплообмена не лишены этих недостатков: к примеру, в [42] продемонстрирована плохая точность корреляции [36] за пределами ее применимости.

Модели, основанные на общих теоретических предположениях, в этом смысле, обладают большей универсальностью, чем модели, которые базируются на данных экспериментов. В более поздних работах были предложены модели, основанные на законах подобия тепло и массопереноса. Достаточно подробный анализ таких моделей представлен в обзорной статье [43]. Здесь же коротко рассмотрены их основные особенности.

В одном из предложенных подходов массовый и тепловой поток (конденсации) определяются через градиент плотности пара вблизи

конденсирующей поверхности [44]. Предполагается, что плотность пара в непосредственной близости от межфазной границы пар-пленка соответствует плотности насыщенных паров при температуре поверхности конденсата. При этом коэффициент пропорциональности вычисляется из пристеночного закона подобия [45], табл. 1.3.

В другом подходе функциональная зависимость для теплового потока от конденсации пара формулируется в терминах теплового сопротивления: в частности, в [46] тепловой поток линейно зависит от разницы температур конденсирующей поверхности и температуры насыщения, которая определяется по парциальному давлению пара в объеме. Коэффициент пропорциональности в этом случае определяется из законов подобия тепло и массообмена, табл. 1.3.

Реализация представленных моделей затруднена тем, что они существенно опираются на учет взаимодействия с пленкой конденсата, которая обычно не моделируется. Поэтому в диссертации предложен и верифицирован новый подход к моделированию пристеночной конденсации. Модель реализована в виде набора процедур. Подробное изложение этой модели приведено в главах 2 и 4.

Табл. 1.2. Некоторые из существующих эмпирических корреляций для конденсационного теплообмена[§]

Автор	Корреляция	Область применения
Учида [36]	$h = 380 \left(\frac{Y_{nc}}{Y_{st}} \right)^{-0,7}$	$0,1 \leq \frac{Y_{nc}}{Y_{st}} \leq 13$, состав: воздух, пар, Ar, N ₂ $1 \leq p \leq 2,9$ атм, $T_w = 322$ K, $L = 0,3 \div 0,9$ м
Тагами [37]	$h = 11,4 + 284 \left(\frac{Y_{st}}{Y_{nc}} \right)$	$0,6 \leq \frac{Y_{nc}}{Y_{st}} \leq 5$, $T_w = 322$ K, $L = 0,3$ м
Деби [40]	$h = \frac{L^{0,05} [(3,7 + 28,7p) - (2438 + 458,3p) \log(Y_{He} + Y_{air})]}{(\overline{T_\infty} - \overline{T_w})^{0,25}}$ * $[0,948 - 8,67Y_{He} + 7,36Y_{He}(Y_{He} + Y_{air})]$	$L = 0,3 \div 3,5$ м, $1,5 \leq p \leq 4,5$ атм $T_\infty - T_w = 10 \div 50$ K $Y_{air} + Y_{He} > 40\%$, $Y_{He} \leq 8,3\%$

[§] В таблице 1.2 приняты следующие обозначения: h - коэффициент конденсационного теплообмена; Y_{nc} - массовая доля неконденсируемых газов (Y_{air} , Y_{He} - массовые доли воздуха и гелия, соответственно); Y_{st} - массовая доля пара; L - характерный размер конденсирующей поверхности; p - давление смеси; $\overline{T_\infty}$ - средняя температура смеси в объеме; $\overline{T_w}$ - средняя температура конденсирующей поверхности.

Табл. 1.3. Некоторые из моделей, основанных на законах подобия**

Автор	Конденсационный тепловой поток	Корреляции
Collier [44]	$q_{cd} = h(\rho_{st,\infty} - \rho_{st,sat})$ $m_{cd} = \frac{q_{cd}}{L_m}$	$h = L_m h_{cv} (\rho C_p)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{Pr}{Sc}\right)^{\frac{2}{3}} \Theta$
Herranz [46]	$q_{cd} = h(T_{\infty,sat} - T_I)$ $m_{cd} = \frac{q_{cd}}{L_m}$	$h = h_{cv} \left(\frac{\lambda_{cd}}{\lambda}\right) \left(\frac{Sc}{Pr}\right)^{\frac{1}{3}}$ $\lambda_{cd} \approx \frac{c \mu_{st} L_m^2 D}{RT_I T_{\infty}} \Phi$

** В таблице 1.3. приняты следующие обозначения: q_{cd} – конденсационный тепловой поток; m_{cd} – массовый поток конденсации; L_m – удельная теплота испарения водяного пара; $\rho_{st,\infty}$ – плотность пара в объеме; $\rho_{st,sat}$ – плотность насыщенного пара; T_I – температура поверхности конденсационной пленки; $T_{\infty,sat}$ – температура насыщения, соответствующая парциальному давлению пара в объеме; h_{cv} – коэффициент конвективного теплообмена (обычно определяемый по логарифмическому пристеночному закону); ρ – плотность смеси; C_p – удельная теплоемкость; λ, D – коэффициенты теплопроводности и диффузии; μ_{st} – молекулярная масса пара; Sc, Pr – безразмерные числа Шмидта и Прандтля, соответственно; λ_{cd} – коэффициент эффективной теплопроводности; Φ – фиктивный коэффициент, зависящий от мольных долей пара и неконденсируемых газов; Θ – коэффициент, определяющий сужение пленки конденсата под действием направленного потока конденсируемого пара (suction effect).

1.4. Модели ПКРВ и поверхностной химии

Пассивные каталитические рекомбинаторы водорода (ПКРВ) предназначены для снижения концентрации водорода в газовой смеси за счет химической реакции с кислородом, протекающей на каталитической поверхности пластин или цилиндрических стержнях ПКРВ (на рис. 1.1 область рекомбинации представлена в нижней части ПКРВ). В присутствии катализатора реакция окисления водорода может происходить при относительно низких температурах (объемная реакция окисления начинается при достижении достаточно высокой температуры смеси ~ 600-650°C):



Энергия ΔE , выделяющаяся в ходе реакции (1.1), расходуется на нагрев каталитических пластин (стержней) и смеси газов внутри ПКРВ. Такой нагрев приводит к возникновению свободно конвективного течения, которое ускоряется в тяговом участке ПКРВ, расположенном над областью рекомбинации, рис. 1.1.

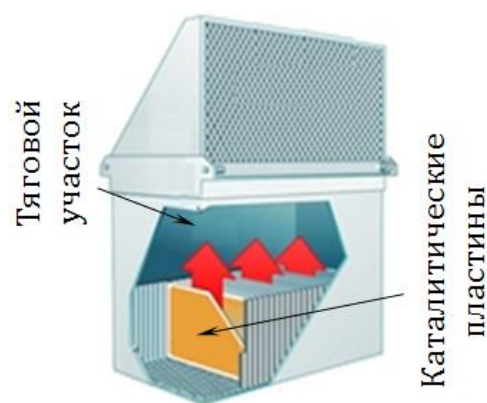


Рис.1.1. Схема ПКРВ

Восходящий поток газа внутри ПКРВ создает снизу приток смеси, обогащенной водородом, таким образом, поддерживается постоянный подвод реагирующих компонентов (водорода и кислорода) к области рекомбинации. Нагретая и обедненная водородом смесь, выходящая из верхней части рекомбинатора, способна частично

^{††} (1.1) представляет собой интегральную формулу. В действительности, каталитическая реакция рекомбинации водорода является многостадийной цепной реакцией, протекающей как на каталитической поверхности, так и в объеме [47, 48].

перемешивать газ внутри помещения, в котором установлен ПКРВ. Тем самым снижается риск воспламенения горючей смеси.

В ходе работы ПКРВ протекает ряд физических процессов, характерные пространственные и временные масштабы которых варьируются в широких диапазонах. Нижняя граница пространственного масштаба определяется микронами (длина свободного пробега, поверхностная реакция), верхняя граница – десятками метров (размер ЗО). Временной масштаб охватывает интервал от наносекунд (характерное время химической реакции) до часов (длительность аварии на АЭС). Поэтому детальное моделирование существенных для ПКРВ процессов в контексте анализа всей атмосферы ЗО на текущий момент практически неосуществимо.

Разработка упрощенных моделей ПКРВ ведется по двум направлениям: с использованием эмпирических корреляций и на основе фундаментального подхода. В эмпирическом подходе модели опираются на опытные данные по зависимости производительности ПКРВ (основная характеристика ПКРВ – скорость рекомбинации водорода) от внешних параметров атмосферы: состава смеси на входе в рекомбинатор, температуры, давления и т.д. Примеры таких корреляций приведены в табл. 1.4. В соответствии с определяемой производительностью ПКРВ вычисляется выделяющаяся в ходе реакции энергия, которая идет на нагрев смеси газов и деталей конструкции ПКРВ.

В моделях ПКРВ, основанных на полуэмпирическом подходе, подробно описывается периодическая ячейка в области рекомбинации ПКРВ, при этом учитываются химические реакции, газодинамика течения, теплоемкость твердотельных деталей ПКРВ и их тепловое излучение. В качестве примера можно привести модель RECO-DIREKT [49], которая в упрощенной форме может быть сопряжена с CFD расчетом [50].

Основное внимание в диссертационной работе уделено вопросам упрощенного моделирования поверхностной химии. На формальной основе модели пристеночной конденсации, упомянутой выше, разработана модель рекомбинации водорода на каталитической поверхности. Модель была реализована в виде набора процедур, добавленных в программный пакет Fluent. Подробное описание модели и ее верификация представлены в главах 2 и 4.

Табл. 1.4. Эмпирические корреляции для расчета производительности рекомбинатора [51]**

Производитель	Корреляция	Размерность
AREVA	$R_{H_2} = \frac{\eta}{1000} \min\{X_{H_2}, 2X_{O_2}, 8\%\}(Ap + B)th(100(X_{H_2} - 0,5\%))$	$\left[\frac{\Gamma}{c}\right]$
AECL	$R_{H_2} = f(X_{H_2})p^{0,57769} \left(\frac{298}{T}\right)^{1,10974}$	$\left[\frac{кг}{час}\right]$
NIS	$R_{H_2} = 1,134(X_{H_2})^{1,307} \frac{p}{RT}$	$\left[\frac{\Gamma}{c}\right]$
ИНПК РЭТ	$R_{H_2} = n \cdot 10^{-3} X_{H_2} \left[a_0(p, T_c) + a_1(p, T_c)(X_{H_2} - 2) + a_2(p, T_c)(X_{H_2} - 2)^2 \right]$	$\left[\frac{кг}{c}\right]$

** В таблице приняты следующие обозначения: R_{H_2} – производительность рекомбинатора; p, T – давление и температура газа на входе в ПКРВ, соответственно, (T_c – температура, выраженная в градусах Цельсия); X_{H_2}, X_{O_2} – мольные доли водорода и пара (в корреляциях AREVA и AECL – в процентах). Конкретный вид зависимостей $f(X_{H_2})$, $a_i(p, T_c)$ и постоянных A, B и n определяются моделью ПКРВ.

1.5. Модели конденсаторов-теплообменников

Конденсаторы-теплообменники, устанавливаемые внутри ЗО АЭС, являются пассивными системами безопасности. Они представляют собой пучок из цилиндрических труб, расположенных в шахматном или коридорном порядке, горизонтально или вертикально, по которым циркулирует холодный теплоноситель, вода. На рис. 1.2 представлен один из вариантов таких конденсаторов-теплообменников, работающий на установке PANDA (PSI). Основная функция КТО состоит в снижении давления атмосферы внутри ЗО: имеющийся в атмосфере ЗО горячий пар конденсируется на стенках труб конденсатора-теплообменника, в результате чего снижается паросодержание и, как следствие, полное давление. Теплообмен со смесью газов также приводит к возникновению свободно конвективного течения, которое способствует перемешиванию смеси, в общем случае, распределенной неоднородно в помещениях ЗО. Таким образом, помимо снижения давления конденсатор-теплообменник потенциально способен снижать риск возгорания и взрыва водородосодержащей смеси за счет устранения мест локального скопления водорода.

Существует два подхода к моделированию конденсаторов-теплообменников. Первый состоит в детальном моделировании процессов тепло и массообмена на поверхности трубок: в этом подходе полностью воспроизводится геометрия КТО, а процесс конденсации описывается моделями, представленными в предыдущей части главы. Пример

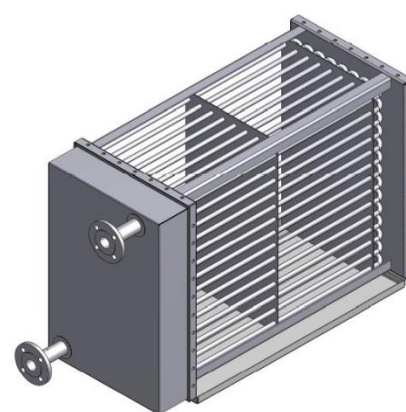


Рис. 1.2. Конденсатор-теплообменник (установка PANDA)

использования такого подхода можно найти в работе [52], в которой конденсации пара на трубках моделируется непосредственно. Прямой перенос такого подхода на задачи водородной безопасности АЭС трудно реализуем в силу того, что характерный масштаб размеров составляющих конденсатор-теплообменник деталей отличается от масштаба ЗО на 4-5 порядков.

В этой связи, более подходящим оказывается упрощенный подход, в котором конденсатор-теплообменник моделируется усредненно, в приближении пористой среды [53-56]. Основная идея этого подхода состоит в следующем. Во-первых, смесь, распространяющаяся между трубками конденсатора-теплообменника, испытывает сопротивление с их стороны. В приближении пористой среды такое гидравлическое сопротивление можно учесть добавлением в уравнение переноса импульса внешней силы, которая определяется через перепад давления. Разность давлений перед матрицей трубок и за ней определяется по формуле [53]:

$$\Delta p = \rho V^\alpha \mathcal{F}(\eta_\delta, \xi, \chi, N, \dots) \eta_\beta \quad (1.2)$$

где ρ – плотность; V – скорость набегающего потока; \mathcal{F} – функция, учитывающая геометрическую конфигурацию пучка труб (η_δ – шероховатость, χ – формпараметр, N – число продольных рядов и т.д.); η_β – коэффициент, учитывающий угол атаки; α – модельный параметр (в [53] равный 2).

Далее, из размерных соображений вычисляются тепло и массообмен паросодержащей смеси газов с трубками конденсатора, которые обычно представляются через безразмерные числа Нуссельта Nu и Шервуда Sh , соответственно. Функциональные зависимости для чисел Nu и Sh для пучков труб определяются в следующем виде:

$$\begin{aligned} Nu &= \mathcal{M}(Pr, Re, \dots) \\ Sh &= \mathcal{H}(Sc, Re, \dots) \end{aligned} \tag{1.3}$$

где Pr , Re – безразмерные числа Прандтля и Рейнольдса. Конкретный вид функциональной зависимости \mathcal{M} и \mathcal{H} определяется из экспериментов, и для каждой конфигурации предполагается своя зависимость [53].

Такой подход широко используется в кодах с сосредоточенными параметрами. В CFD аналогичный подход используется при моделировании активной зоны реактора и парогенератора в работах [54, 55], в работе [56] конденсатор-теплообменник моделируется с использованием формализма пористой среды безотносительно к окружающей атмосфере, в достаточно простой постановке.

Во второй главе приводится математическое описание модели конденсатора-теплообменника, которая была реализована в коде Fluent в виде набора пользовательских функций. Результаты валидации модели приведены в третьей главе диссертационной работы.

1.6. Модели спринклерной системы

Спринклерную систему, так же как и конденсаторы-теплообменники, устанавливают внутри ЗО АЭС с целью снижения давления во время тяжелой аварии. Конденсация пара на холодных каплях уменьшает паросодержание в смеси газов, и, как следствие, давление атмосферы внутри ЗО. Определенную роль играет охлаждение газа каплями. Кроме этого, капли спринклера увлекают газ, вызывая его крупномасштабную циркуляцию. Такое конвективное течение перемешивает распределенную неоднородно смесь газов, и, в случае присутствия водорода, снижает риск воспламенения.

Существует два основных подхода к моделированию спринклерной системы как дисперсной фазы: эйлеров и лагранжевы подходы. В эйлеровом

подходе капли спринклерной системы моделируется как сплошная среда: движение, тепло и массообмен с газовой фазой описываются через уравнения переноса для средних величин (плотности, скорости, температуры и площади межфазной поверхности), записанные в форме уравнений в частных производных [6]. В лагранжевом подходе траектория движения, тепло и массообмен описываются для каждой капли отдельно^{§§}: движение капель определяется из уравнения Ланжевена, а эволюция температуры и размера капель рассчитываются с учетом конвективного теплообмена и процессов испарения и конденсации на поверхности капель [6, 57].

С точки зрения возможностей упомянутых выше подходов их можно считать эквивалентными: оба подхода способны моделировать процессы и явления, необходимых для описания спринклерной системы. В частности, имеется возможность моделировать процессы коагуляции капель, их разрушения, фазовые переходы и т.д. В литературе встречаются работы, в которых для моделирования спринклерной системы используют как эйлеров [58-60], так и лагранжев подход [15, 19-21, 34, 61-63].

В диссертационной работе для моделирования спринклерной системы используется подход Лагранжа по следующим причинам: 1) он является более естественным для рассматриваемой задачи (капли спринклерной системы представляют собой дисперсную, а не сплошную среду); 2) проще учитывается распределение капель по размерам и скоростям, 3) проще учитывается взаимодействие капель спринклера друг с другом, а также с водной поверхностью. Следует отметить, что сравнение эйлеровой модели с

^{§§} Уравнение движения и теплообмена капель записывается, в действительности, не для каждой капли в отдельности, а для большого количества капель, объединенных одинаковыми параметрами: расположением, размером, скоростью и температурой. В ином случае затратность расчетов возрастает пропорционально общему количеству капель. Их объединение в единое «облако» позволяет существенно упростить вычисления.

лагранжевой показало более плохую сходимость итераций в первой модели по сравнению со второй, что также послужило причиной для выбора лагранжева подхода.

К явлениям, существенным для моделирования спринклерной системы и нереализованным в коде [6], относятся конденсация пара на каплях спринклера, а также испарение воды из бака-приямка. Тепло и массообмен в условиях конденсации пара обычно учитывают с использованием законов подобия: тепловой и массовый потоки на поверхности капель вычисляются через безразмерные числа Нуссельта Nu и Шервуда Sh . Функциональные зависимости Nu и Sh задаются в виде эмпирических корреляций, примером которых могут служить широко используемые корреляции Ранца-Маршала [64, 65], которые предназначены для моделирования процесса испарения воды с поверхности капель. Модели конденсации пара на каплях спринклера реализована в виде пользовательской функции по аналогии с процессом испарения.

Основные выводы по главе 1

Дан обзор существующих подходов к моделированию атмосферы внутри ЗО реактора. Приведены аргументы в пользу RANS CFD как инструмента для более детального моделирования полей концентрации в задачах анализа пажаровзрывоопасности ЗО АЭС.

Указаны явления, модели которых не реализованы в стандартных версиях CFD кодов, но важны при анализе атмосферы ЗО. К ним относятся модель пристеночной конденсации пара в присутствии неконденсируемых газов, модель рекомбинации водорода на каталитической поверхности и модели систем безопасности.

В части 1.3 приведен обзор существующих моделей пристеночной конденсации пара, применяемых при анализе атмосферы внутри ЗО.

Наиболее частый подход к моделированию этого явления – использование эмпирических корреляций. Такой подход имеет ряд недостатков (обсуждаются в главе), поэтому рассматриваются также модели, основанные на более общих предположениях.

В частях 1.4-1.6 приведен обзор моделей систем безопасности: устройств ПКРВ (п.1.4), КТО (п.1.5) и спринклерных систем (п.1.6). Устройства ПКРВ обсуждаются с позиции моделирования поверхностной химии водорода, конденсаторы-теплообменники – с позиции упрощенного моделирования всего устройства, как единого целого, представляющего собой гетерогенную структуру, состоящую из пучка трубок.

Глава 2. Физические и численные модели для решения задач 30 АЭС

В главе дается математическое описание явлений и процессов, существенных для рассматриваемых задач. В первой части главы приводятся сведения о моделях и численных алгоритмах, реализованных в используемом CFD пакете. Дается описание осредненных по Рейнольдсу уравнений переноса, замыкание этих уравнений, а также уравнений движения дисперсной фазы и ее теплообмена с газовой средой. Во второй части главы рассматриваются математические основы моделей пристеночного и объемного тепло и массообмена, составляющие базу диссертационной работы, и их реализация. Приводится описание моделей пристеночной конденсации пара, модель поверхностной химии, испарения воды из бака-приямка, а также моделей конденсатора-теплообменника и спринклерной системы.

2.1. Уравнения многофазной и многокомпонентной динамики газа и теплообмена

Задачи, представляющие основной интерес в работе, относятся к задачам сплошной среды: динамика газа в таких задачах формулируется через уравнения сохранения массы, импульса и энергии. В случае многокомпонентной смеси газов эти уравнения дополняются уравнениями переноса массовой доли для каждого компонента.

Основные уравнения газодинамики могут быть выписаны в форме законов сохранения, дополненных уравнением состояния идеального газа [66]:

Сохранение массы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i) = \dot{\rho}^s \quad (2.1)$$

Сохранение импульса

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_i U_j) & \quad (2.2) \\ & = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right) \right] + \rho g_i + \dot{M}_i^s \end{aligned}$$

Сохранение энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho H U_i) & \quad (2.3) \\ & = -p \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + \sum_j \left(H_j \rho D_{j,m} \frac{\partial Y_j}{\partial x_i} \right) + \Phi \right) + \dot{Q}_s \end{aligned}$$

Сохранение массовой доли компонентов смеси

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho Y_i U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(H_i \rho D_{i,m} \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right) + \dot{R}_i \quad (2.4)$$

Уравнение состояния идеального газа

$$p = RT \sum_i \frac{\rho Y_i}{\mu_i} \quad (2.5)$$

где переменные ρ – плотность смеси газов, U_i – i -ая компонента скорости, p – давление, Y_i – массовая доля i -ого компонента смеси, H – энтальпия смеси, равная сумме энтальпий отдельных компонент H_i ($H = \sum Y_i H_i$), T – температура газа. Член $\dot{\rho}^s$ в правой части равенства (2.1) определяет стоки/источники массы, которые могут появляться, например, в случае

фазового перехода. Первый и второй члены в правой части уравнения (2.2) представляют собой дивергенцию тензора напряжений. Касательные напряжения в случае изотропной ньютоновской жидкости линейно зависят от тензора-девиатора скоростей деформации (μ – вязкость смеси, зависящая в общем случае от состава), третий член описывает действие гравитационных сил, а \dot{M}_l^s – внешний источник импульса произвольной природы. Предполагается, что удельный тепловой поток через единичную поверхность газа подчиняется закону теплопроводности Фурье (второе слагаемое в уравнении (2.3), в котором λ – коэффициент теплопроводности смеси, зависящий от состава). Кроме механизмов конвекции и теплопроводности в переносе тепла участвует диффузионный перенос вместе с компонентами смеси (третье слагаемое в уравнении (2.3), $D_{j,m}$ – коэффициент диффузии j -го компонента в смеси), а также нагрев за счет вязкого трения (слагаемое Φ далее не учитывается в силу его малости в рассматриваемых задачах); \dot{Q}_s – произвольный объемный источник/сток тепла.

Замыкание уравнений. Модель турбулентности

Для интересующих нас задач, связанных с распространением газа внутри ЗО АЭС, существенное влияние на характер протекающих процессов может оказывать турбулентность. Числа Рейнольдса Re для течений внутри ЗО имеют порядок величин $\sim 10^6$ и более ($Re = \frac{UL}{\nu} \sim \frac{1[\text{м/с}] \cdot 10[\text{м}]}{10^{-5}[\text{м}^2/\text{с}]}$ ***). При таких Re любое ламинарное течение теряет устойчивость и переходит в турбулентный режим. По причинам, которые обсуждались в главе 1, единственно

*** В качестве характерного пространственного масштаба взят размер ЗО (по порядку величины); характерная скорость – скорость свободно конвективного течения во время ТА (в ряде работ ~ 1 м/с [36,37]). Скорость газа в струйном течении может быть на 1-2 порядка выше, а в тупиковых помещениях могут образовываться застойные зоны. В общем случае Re варьируется в широком диапазоне, при этом считается, что характер течения внутри ЗО во время ТА, в основном, турбулентный [21].

приемлемым при моделировании турбулентного течения внутри ЗО на сегодняшний день является RANS подход.

Используя предположение о природе турбулентности, произвольная переменная представляется в виде суммы ее среднего значения и пульсационной составляющей

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.6)$$

где ϕ - произвольная газодинамическая переменная: скорость U_i , плотность ρ , давление p , температура T и др. Подставляя (2.6) для соответствующих величин в уравнения (2.1)-(2.4), получают осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса [67], в которых искомые переменные заменяются на их средние значения с добавлением усредненных пульсационных слагаемых. Уравнение (2.1) остается без изменения. В результате процедуры осреднения в уравнении (2.2) появляется тензор напряжений Рейнольдса

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} \quad (2.7)$$

В уравнениях баланса энергии (2.3) и массовой доли компонентов смеси (2.4) появляются аналогичные слагаемые

$$\Theta_i = -\overline{\rho T' u_i'} \quad (2.8)$$

$$(\Psi_j)_i = -\overline{\rho Y_j' u_i'} \quad (2.9)$$

Процесс осреднения приводит к появлению новых неизвестных величин, и число неизвестных переменных становится больше числа определяющих уравнений (2.1)-(2.5). Для замыкания новой системы уравнений (2.1)-(2.5) с учетом слагаемых (2.7)-(2.9) требуется эти слагаемые (2.7)-(2.9) найти. Моделирование тензора напряжений Рейнольдса R_{ij} , а также величин Θ_i и $(\Psi_j)_i$ является основной задачей моделей турбулентности, основанных на RANS подходе.

Для моделирования турбулентности в работе используется модель турбулентности *k-ε Realizable* [6, 30]. Эта модель, как и большинство аналогичных ей полуэмпирических RANS моделей турбулентности, основана на гипотезе Буссинеска, состоящей в предположении о наличии линейной связи между тензором напряжений Рейнольдса и тензором-девиатором скоростей деформаций осредненного течения:

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial U_l}{\partial x_l} + \rho k \right) \right) \quad (2.10)$$

где $k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'}$ - турбулентная кинетическая энергия. Аналогичным предполагается вид теплового потока Рейнольдса Θ_i и произвольного скаляра, $(\Psi_j)_i$, они выражаются через коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии, соответственно:

$$\Theta_i = -\overline{\rho T' u_i'} = \rho k_t \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.11)$$

$$(\Psi_j)_i = -\overline{\rho Y_j' u_i'} = \rho D_t \frac{\partial Y_j}{\partial x_i} = \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial Y_j}{\partial x_i} \quad (2.12)$$

В уравнениях (2.11) и (2.12) турбулентные числа Прандтля Pr_t и Шмидта Sc_t связывают коэффициенты турбулентных теплопроводности и диффузии с турбулентной вязкостью. Из размерного анализа предполагается, что коэффициент турбулентной вязкости определяется турбулентной кинетической энергией и ее диссипацией ε следующим выражением

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.13)$$

где C_μ – постоянная величина (в работе используется более реалистичная модель, в которой C_μ выражается через средние скорости деформации и вращения, а также k и ε). В теории двухпараметрических моделей

турбулентности равенство (2.13) играет ключевую роль: предполагается, что на перенос искомым переменных влияет не только турбулентная кинетическая энергия, но и ее диссипация. Для моделирования турбулентных величин k и ε было предложено множество моделей [6, 27-30]. В работе использовались следующие модельные уравнения для этих величин:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon U_i) = & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] \\ & + C_1 \frac{\rho^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{\frac{3}{2}}}{k} \sqrt{\frac{G_k}{C_\mu}} - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_b \end{aligned} \quad (2.15)$$

В уравнениях (2.14)-(2.15) слагаемые G_k и G_b отвечают за генерацию турбулентной кинетической энергии из-за градиента средней скорости и действия сил плавучести, соответственно. Величины C_1 , C_2 , $C_{1\varepsilon}$, σ_k и σ_ε являются постоянными величинами, их значения перечислены в табл. 2.1. Конкретный вид слагаемых в уравнениях (2.14)-(2.15) можно найти в [6], более подробный вывод имеется в монографиях [28, 67].

Табл. 2.1. Эмпирические постоянные модели k - ε *Realizable*

σ_k	σ_ε	C_1	C_2	$C_{1\varepsilon}$
1,0	1,2	0,43	1,9	1,44

В работе [68] показано, что для достоверного моделирования турбулентных всплывающих струй легкого газа, каким и являются течение водорода внутри ЗО в случае аварии, существенным моментом является учет сил плавучести в генерации турбулентных величин k и ε .

Уравнения движения, тепло и массообмена дисперсной фазы

В первой главе говорилось, что существует два основных подхода в моделировании многофазного течения: подходы Эйлера и Лагранжа. Ниже приведено описание последнего из них – именно этот подход используется в диссертационной работе.

Общая математическая формулировка метода дискретных частиц (DPM – Discrete Particle Model) достаточно громоздка [6, 57]. Однако не все моделируемые процессы и явления существенны для задач ЗО АЭС, поэтому применительно к рассматриваемым задачам общую постановку можно упростить. При моделировании движения капель спринклера в турбулентном потоке принимаются следующие предположения:

1. Капли спринклера обладают сферической формой. В начальный момент времени они имеют вполне конкретное распределение по размеру, которое определяется конструкцией спринклерной системы, и задается на выходе из источника. Размер капель может изменяться в результате конденсации пара на каплях или испарения воды с их поверхности.
2. Среднее расстояние между каплями считается достаточно большим, поэтому они не соударяются друг с другом и не коагулируют. Движение капель можно считать независимым друг от друга.
3. В установившемся потоке падающих капель спринклерной системы они не разрушаются механически. Число Вебера We в условиях, характерных для действия спринклерной системы, значительно меньше 1 ($We = \frac{\rho_a U^2 d_0}{\sigma} \sim \frac{1[\text{кг/м}^3] \cdot 1[\text{м/с}] 10^{-3}[\text{м}]}{10^{-1}[\text{Н/м}]} \ll 1$).
4. Капли не оказывает существенного влияния на турбулентные характеристики среды. При этом должно учитываться влияние пульсаций газовой фазы на движение дисперсной фазы.
5. Температура быстро устанавливается по всему объему капли, поэтому предполагается однородной.

б. Электростатические, термофоретические и другие силы негидродинамической природы не учитываются. Исключение составляет сила тяжести, под влиянием которой капли, не обладающие импульсом, приобретают конечную скорость.

Следуя принятым предположениям, запишем уравнение движения отдельно взятой капли^{†††}:

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |U - U_p| (U - U_p) + \frac{g_x (\rho_p - \rho)}{\rho_p} \quad (2.16)$$

где U_p – скорость капли, ρ_p и d_p – ее плотность и диаметр, соответственно; U – скорость газа, ρ – его плотность; C_D – коэффициент сопротивления, являющийся функцией числа Рейнольдса Re [6, 57]. Первое слагаемое описывает действие сил сопротивления, второе – действие сил тяжести. Масса капель может изменяться в результате испарения воды с поверхности или конденсации пара на каплях:

$$\frac{d}{dt} m_p = \frac{S_p}{d_p} \rho_{st} D_{st} Sh_p (Y_{st}^* - Y_{st}) \quad (2.17)$$

Изменение температуры капли со временем определяется балансом энергии, который формально можно записать в следующем виде:

$$C_p m_p \frac{dT_p}{dt} = \frac{S_p}{d_p} \lambda Nu_p (T - T_p) + L(T_p) \frac{dm_p}{dt} \quad (2.18)$$

^{†††} Уравнение движения и теплообмена капель записывается, в действительности, не для каждой капли в отдельности, а для большого количества капель, объединенных одинаковыми параметрами: расположением, размером, скоростью и температурой. В ином случае затратность расчетов возрастает пропорционально общему количеству капель. Их объединение в единый «пакет» позволяет существенно упростить вычисления.

В формулах (2.17), (2.18) приняты следующие обозначения: m_p – масса капли; S_p, d_p – площадь поверхности и диаметр капли, соответственно; ρ_{st} – плотность пара, D_{st} – его коэффициент диффузии; Y_{st} – массовая доля пара в объеме; Y_{st}^* – массовая доля пара на поверхности капли (концентрация насыщенного пара); C_p – удельная теплоемкость капли, $L(T_p)$ – теплота испарения/конденсации; λ – коэффициент теплопроводности смеси. Безразмерные числа Шервуда Sh_p и Нуссельта Nu_p в уравнениях (2.17), (2.18) определяют тепло и массообмен капель с газовой средой по известным корреляциям Ранца-Маршалла [64, 65] (в случае испарения капель):

$$Sh_p = 2,0 + 0,6Re_p^{\frac{1}{2}}Sc_p^{\frac{1}{3}} \quad (2.19)$$

$$Nu_p = 2,0 + 0,6Re_p^{\frac{1}{2}}Pr_p^{\frac{1}{3}} \quad (2.20)$$

где Re_p, Sc_p, Pr_p – безразмерные числа Рейнольдса, Шмидта и Прандтля [6, 57].

Влияние капель спринклера на газовую фазу учитывается через источниковые слагаемые в уравнениях (2.1)-(2.4), которые получаются через суммирование скорости изменения массы, импульса и энергии всех капель в фиксированной точке пространства, в фиксированный момент времени.

Источник массы

$$\dot{\rho}^s = - \sum_p \frac{d}{dt} \left[\frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3 \right] \quad (2.21)$$

Источник импульса

$$\dot{M}_i^s = - \sum_p \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3 U_p \right) - \frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3 g \right] \quad (2.22)$$

Источник энергии

$$\dot{Q}_s = - \sum_p \left[\frac{\pi}{2} \rho_p d_p^2 \frac{d(d_p)}{dt} \left(e_d(T_d) + \frac{1}{2} (U_p - U)^2 \right) + \frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3 \left(c_p \frac{dT_p}{dt} - (g, (U - U_p)) \right) \right] \quad (2.23)$$

Если происходит испарение воды с поверхности капель (или конденсация водяного пара на поверхности капель), то источник (сток) массы (2.21) подставляется также в уравнение (2.4) для пара на место слагаемого \dot{R}_l .

Граничные условия

Для решения системы осредненных уравнений (2.1)-(2.5), (2.14), (2.15) необходимо задать граничные условия для величин скорости U_i , температуры T , массовой доли компонентов смеси Y_i , а также турбулентной кинетической энергии k и ее диссипации ε .

В отсутствие скольжения на твердой границе возможны большие градиенты скорости газа, а при большой разнице температуры газа в объеме и на границе - большие градиенты температуры, пространственное разрешение которых требует измельчения сетки, что существенно увеличивает требования к вычислительным ресурсам. Поэтому для вычисления скорости и температуры в пограничной области используется подход пристеночных функций. Тангенциальная составляющая скорости в расчетной ячейке, прилегающей к стенке, определяется по логарифмическому профилю - согласно [6]:

$$U^* = \begin{cases} y^* & , \quad y^* < 11,225 \\ \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*), & y^* > 11,225 \end{cases} \quad (2.24)$$

где U^* и y^* - безразмерные скорость и расстояние до твердой границы, соответственно, κ , E - постоянные величины. Аналогично вычисляется и

температура на границе (для граничного условия 2-го рода, или тепловой поток для граничного условия 1-го рода):

$$T^* = \begin{cases} Pr y^* & , \quad y^* > y_T^* \\ Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) + P \right] & , \quad y^* > y_T^* \end{cases} \quad (2.25)$$

В (2.25) T^* - безразмерная температура, P – функция, зависящая от обычного и турбулентного чисел Прандтля Pr и Pr_t [69]. Граничные условия на твердой стенке для турбулентной кинетической энергии k и ее диссипации ε задаются следующим образом [6]:

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad \varepsilon = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k^{\frac{3}{2}}}{\kappa y} \quad (2.26)$$

Задание граничных условий для массовых долей компонентов смеси обсуждается во второй части главы.

Схема алгоритма численного решения

Для проведения пространственной дискретизации уравнения переноса величины ϕ представляются в дивергентном виде:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho \phi U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S(\phi) \quad (2.27)$$

где ρ – плотность, U_i – компонента скорости, D_ϕ – коэффициент диффузии, а $S(\phi)$ представляет собой источниковое слагаемое. Интегрируя уравнение (2.27) по каждому из контрольных объемов расчетной сетки и переходя от объемного интеграла к поверхностному, получаем интегральную форму уравнения:

$$\int \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi (U_i dS_i) = \oint D_\phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} dS_i \right) + \int S(\phi) dV \quad (2.28)$$

В предположении, что внутри контрольного объема все переменные остаются постоянными, интегрирования по поверхности можно заменить суммированием по всем граням расчетной ячейки:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V_P + \sum_f \rho_f \phi_f U_{i,f} S_{i,f} = \sum_f D_\phi \left(\left[\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right]_f S_{i,f} \right) + S(\phi) V_P \quad (2.29)$$

где подстрочный индекс f означает, что переменная соответствует центру грани ячейки. Выражая слагаемые в (2.29) через значения ϕ в соседних ячейках, получим систему алгебраических уравнений:

$$A_P \phi_P^{n+1} = \sum_N A_N \phi_N^{n+1} + B^n \quad (2.30)$$

где A_P и A_N – числовые коэффициенты перед ϕ_P и ϕ_N (N означает соседние с P ячейки), B^n – известные слагаемые, вычисленные на предыдущем шаге по времени. Проведя процедуру дискретизации для всех уравнений (2.1)-(2.4), получаем полную систему алгебраических уравнений, решение которой дает окончательный ответ на поставленную задачу. На рис. 2.1 представлена блок-схема общего алгоритма численного решения [6].

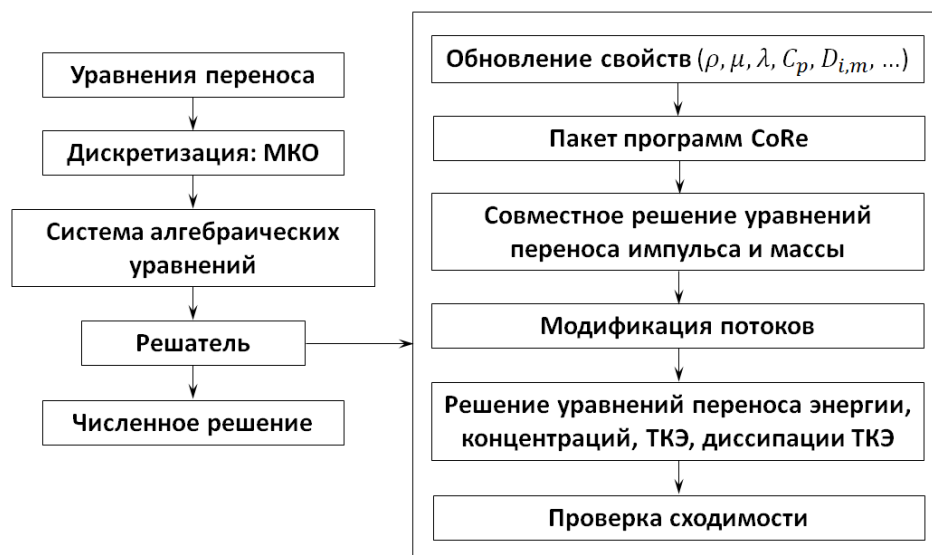


Рис. 2.1. Блок-схема алгоритма численного решения

Для вычисления давления и скоростей используется алгоритм сопряженного решения уравнений импульса и массы [6,70-72]. Сравнение с классическими алгоритмами расщепления (SIMPLE, PISO) [67,73] показало, что сходимость в алгоритме сопряженного решения часто требует меньшее число итераций, позволяет существенно увеличить шаг интегрирования по времени и, главное, проявляет меньшую численную диффузию при решении нестационарных задач.

2.2. Пристеночный и объемный тепло и массообмен в задачах 30 АЭС

Модель пристеночной конденсации пара

Формальная основа модели конденсации пара состоит в определении стоков/источников массы и тепла, вызванных конденсацией пара на стенках или в объеме. Вычисленные стоки/источники добавляются в осредненные уравнения переноса (2.1), (2.3), (2.4) на место слагаемых ρ^s , \dot{Q}_s , \dot{R}_l , соответственно. В случае пристеночной конденсации стоковые/источниковые слагаемые в уравнениях возникают только в тех расчетных ячейках, которые непосредственно прилегают к конденсирующей границе.

В обычных для ТА условиях потоки массы и тепла на стенке, вызванные конденсацией недостаточны, чтобы вызвать интенсивное стекание пленки конденсата, поэтому влиянием водяной пленки часто можно пренебречь. В условиях, близких к термодинамическому равновесию, задачу моделирования конденсации можно сформулировать следующим образом: определить сток массы пара и тепловой поток на границе со стенкой, вызванные квазистационарной конденсацией в газовой смеси, содержащей конденсируемые и неконденсируемые компоненты.

В модели приняты следующие предположения:

1. Скорость газа вблизи конденсирующей границы достаточно мала: $U/c < (0,01 - 0,1)$, где c – скорость звука.
2. Пар в непосредственной близости от конденсирующей границы находится в термодинамическом равновесии со своим конденсатом (условие насыщения) при заданном давлении и температуре стенки. Если парциальное давление пара в прилегающей к конденсирующей границе ячейке ниже давления насыщенных паров (которое рассчитывается по табличным данным фазовой диаграммы), то конденсации не происходит.
3. Массовый поток пара на конденсирующей поверхности пропорционален градиенту концентрации пара в направлении по нормали к поверхности. Коэффициент пропорциональности вычисляется в соответствии с пристеночным логарифмическим законом подобия, аналогично тому, как это делается в стандартных пристеночных функциях для температуры и компонентов смеси в [6].
4. Тепло конденсации полностью расходуется на нагрев твердого материала конденсирующей стенки: вычисляемый по массе конденсата источник тепла добавляется в уравнение энергии, решаемое в расчетных ячейках стенки, сопряженных с конденсирующей поверхностью.
5. Конденсат мгновенно удаляется (стекает), пленка конденсата в расчете не участвует, в том числе не учитывается ее тепловое сопротивление.

Для вычисления потоков массы и тепла на конденсирующей поверхности необходимо определить для начала равновесное значение массовой доли пара в непосредственной близости от границы газ-стенка. Для этого следуют вычислить следующие величины:

- Давление p , температура T , плотность ρ и состав газа в расчетной ячейке, прилегающей к конденсирующей поверхности. Эти величины

вычисляются в ходе расчета и известны. Молярная масса смеси газов M может быть рассчитана по известному составу.

- Давление вблизи границы газ-стенка, равное давлению в объеме p , температура конденсирующей поверхности T_w , давление насыщения $p_{sat}(T_w)$, рассчитываемое по температуре T_w . Давление насыщения вычисляется по табличным значениям фазовой диаграммы.

- Состав смеси в непосредственной близости конденсирующей границы газ-стенка: массовые доли $Y_{w,i}$. Эти величины неизвестны, и их требуется вычислить.

Используя условие насыщения на конденсирующей границе, вычислим мольную долю пара $X_{w,st}$ в непосредственной близости от границы:

$$X_{w,st} = \frac{p_{w,st}}{p} = \frac{p_{sat}(T_w)}{p} \quad (2.31)$$

Массовая доля i -ого компонента смеси $Y_{w,i}$ выражается через мольную долю следующим образом:

$$Y_{w,i} = \frac{M_i X_{w,i}}{\sum_k M_k X_{w,k}} \quad (2.32)$$

Предполагается, что мольная доля неконденсируемых газов у конденсирующей поверхности пропорциональна их мольной доли в объеме:

$$\frac{X_{w,i}}{X_i} = \frac{1 - X_{w,st}}{1 - X_{st}}, \quad X_{w,i} = \frac{1 - X_{w,st}}{1 - X_{st}} X_i \quad (2.33)$$

Используя уравнения (2.31)-(2.33), вычисляем массовую долю пара вблизи конденсирующей поверхности $Y_{w,st}$. Если массовая доля пара вблизи поверхности $Y_{w,st}$ меньше массовой доли в объеме Y_{st} , то по возникающему градиенту концентрации рассчитывается массовый поток на границе $J_{w,st}$.

Предполагается, что массовый поток $J_{w,st}$ пропорционален градиенту концентрации пара на конденсирующей границе:

$$J_{w,st} = \frac{(Y_{w,st} - Y_{st})}{Y^*} \rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}} \quad (2.34)$$

Турбулентная кинетическая энергия k в расчетной ячейке, сопряженной с конденсирующей границей, вычисляется в ходе расчета, а Y^* определяется в соответствии с логарифмическим законом [6]:

$$Y^* = \begin{cases} Sc y^* & , \quad y^* < y_c^* \\ Sc_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P_c \right] & , \quad y^* > y_c^* \end{cases} \quad (2.35)$$

$y^* = \rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}} y / \mu$ - безразмерное расстояние от центра ячейки до границы (y - расстояние от центра ячейки до границы). Величина P_c зависит от свойств смеси и вычисляется по формуле [6]:

$$P_c = 9,24 \left[\left(\frac{Sc}{Sc_t} \right)^{\frac{3}{4}} - 1 \right] \left(1 + 0,28 \exp \left(-0,007 \frac{Sc}{Sc_t} \right) \right) \quad (2.36)$$

Массовый поток $J_{w,st}$, рассчитываемый по формуле (2.34), используется для вычисления стока массы $\dot{\rho}^s = \dot{R}_l$, который подставляется в осредненные уравнения (2.1), (2.4). Для учета теплового потока, связанного с конденсацией на стенке, в уравнение теплопроводности (аналог уравнения (2.3)) добавляется источник тепла \dot{Q}_s , который добавляется только в ячейках, сопряженных с конденсирующей границей. Эти стоки/источники выражаются в следующих формулах:

$$\dot{\rho}^s = \dot{R}_{st} = \frac{J_{w,st}}{y}, \quad \dot{Q}_s = \dot{\rho}^s L_m \frac{y}{y_s} \quad (2.37)$$

Где y_s - расстояние от центра ячейки, прилегающей к границе конденсирующей поверхности, и находящейся в области твердого тела, до

границы газ-стенка. В случае изотермического граничного условия тепловой поток, связанный с конденсацией, не учитывается.

Модель рекомбинации водорода на каталитической поверхности

Как было отмечено ранее, процесс рекомбинации водорода на каталитической поверхности представляет собой сложную многостадийную цепочку реакций, состоящую из химических реакций, протекающих как в объеме, так и на поверхности, а также включающую процессы адсорбции и десорбции молекул. Полное описание всей цепочки реакций совместно с моделированием динамики течения многокомпонентной смеси газов представляет собой трудную задачу. Учет кинетических механизмов гетерогенной реакции приводит к громоздкой системе уравнений, которая решается очень долго. Поэтому в целях упрощения часто приходится редуцировать цепной механизм до одношаговой поверхностной реакции.



Такая реакция интегрально должна описывать массообмен соответствующих компонентов смеси газов, а также теплообмен на каталитической поверхности, вызванный выделением тепла в ходе протекания химической реакции. В этом смысле процесс рекомбинации, который рассматривается с позиции тепло и массообмена в пристеночной области, аналогичен процессу пристеночной конденсации. Поэтому для моделирования рекомбинации водорода используется подход, принятый в предшествующем разделе.

Поток массы компоненты смеси, определяющей скорость поверхностной реакции, определяется по формуле, аналогичной (2.34). Однако, в отличие от процесса конденсации, в котором концентрация пара на поверхности стенок определялась из условия насыщения, концентрация водорода (а также

кислорода и пара) на каталитической поверхности заведомо неизвестна и должна определяться по скорости реакции, т.е. гидродинамический поток массы $J_{w,i}$ должен быть равен скорости каталитической реакции R . Предполагая аррениусовский вид зависимости скорости интегральной реакции, равенство потоков массы можно записать в следующем виде:

$$D_{eff,i}(Y_{w,i} - Y_i) = -AY_{w,i} \exp\left(-\frac{T_a}{T}\right) \quad (2.39)$$

Здесь $D_{eff,i}$ – эффективный коэффициент диффузии, определяющий гидродинамический поток i -ой компоненты смеси на стенку, и который вычисляется по формулам (2.34)-(2.36). Величины A и T_a – постоянные, определяющие предэкспоненциальный множитель и температуру активации поверхностной реакции, соответственно. В случае избытка кислорода по отношению к водороду скорость химической реакции определяется только концентрацией водорода на поверхности. В случае же «кислородного голодания» скорость реакции будет лимитироваться концентрацией кислорода. Поэтому необходимо разделять эти ситуации.

Рассмотрим тепло и массообмен в результате химической реакции в случае избытка кислорода. Массовый поток в данном случае будет определяться концентрацией водорода:

$$D_{eff,H_2}(Y_{w,H_2} - Y_{H_2}) = -AY_{w,H_2} \exp\left(-\frac{T_a}{T}\right) \quad (2.40)$$

Откуда, выражая массовую долю водорода на поверхности, вычисляется поток массы водорода за единицу времени

$$J_{w,H_2} = -D_{eff,H_2} \left(1 - \frac{D_{eff,H_2}}{D_{eff,H_2} + A \exp\left(-\frac{T_a}{T}\right)} \right) Y_{H_2} \quad (2.41)$$

Поток кислорода к поверхности (и пара от поверхности в результате десорбции) определяется через поток водорода J_{w,H_2} по стехиометрии химической реакции (2.1):

$$J_{w,O_2} = \frac{M_{O_2}}{2M_{H_2}} J_{w,H_2} \quad (2.42)$$

$$J_{w,H_2O} = -(J_{w,H_2} + J_{w,O_2})$$

Предполагая, что при сжигании водорода выделяется $\Delta E_m = 122$ МДж/кг [47,48], поток тепла от химической реакции на стенку пропорционален потоку водорода

$$J_{w,T} = \Delta E_m J_{w,H_2} \quad (2.43)$$

Модель испарения воды из бака-приямка

В результате длительной работы спринклерной системы в нижней части помещения может скапливаться большое количество нагретой воды, которая испаряется с поверхности образовавшегося бассейна. Для учета этого явления была разработана модель испарения воды из бака-приямка. Моделирование этого явления включает следующие шаги:

1. Вычисление изменения полной массы жидкости и энтальпии в бассейне в результате попадания в него капель воды из спринклера.
2. Вычисление теплообмена воды в бассейне с днищем установки.
3. Вычисление испарения воды с поверхности бассейна по рассчитываемой температуре поверхности.

Были использованы следующие упрощающие предположения:

1. Процесс тепло и массообмена близок к стационарному процессу.
2. Форма бассейна моделируется как часть внутренней границы днища, которая геометрически бесконечно тонкая, но обладает некоторой

эффективной толщиной, чтобы учесть рост диаметра бассейна и его глубину, вводятся специальные форм-факторы.

3. В расчетах балансов полагается, что распределение температуры в бассейне в радиальном направлении однородно. Распределение температуры в объеме также однородно, температура воды на поверхности бассейна и на границе с дном бассейна вычисляется в соответствии с равенством тепловых потоков на границах.

4. Теплопередача в радиальном направлении не моделируется. Заметим, что радиальная неравномерность, вероятно, существует, но это трудно учитывать при моделировании.

5. Испарение оценивается с использованием значений давления и состава газа в расчетных ячейках, прилегающих к поверхности бассейна. Конденсация на поверхности бассейна не рассматривается.

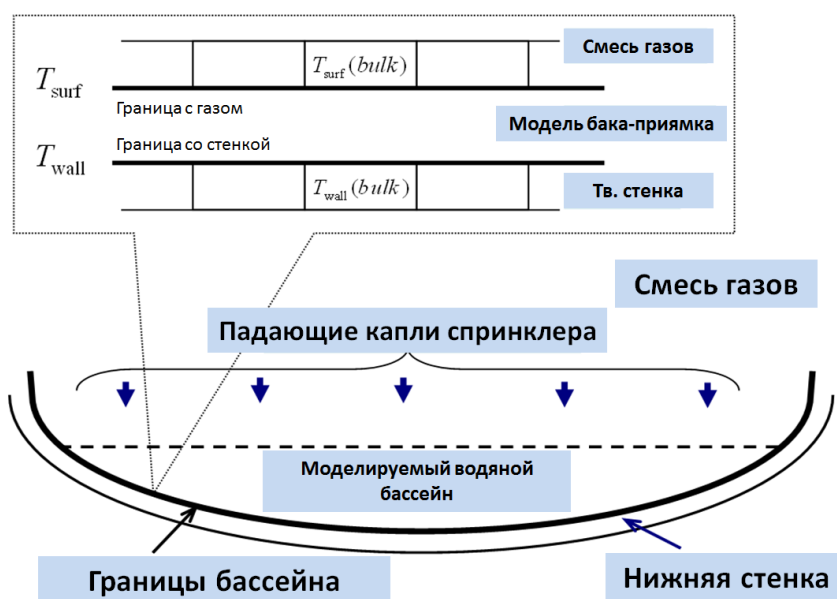


Рис. 2.2. Иллюстрация к модели испарения воды из бака-приямка

Геометрия зоны с водой для моделирования повторного испарения схематически изображена на рис. 2.2. Эта область имеет две границы, соответствующие поверхности водяного бассейна ("Смесь газов", рис. 2.2) и

поверхности контакта бассейна с днищем ("Тв. стенка"). В разработанной модели вычисляется толщина и масса водяного бассейна.

Соотношения, описывающие шаги расчета, описаны ниже. Масса воды в бассейне вычисляется по массе поступивших в эту зону капель и массе испаренной воды. Скорость нагрева бассейна определяется теплообменом на стенке, стоком энтальпии из-за испарения и источником энтальпии с поступающими каплями \dot{H}_p :

$$MC_w \dot{T}_{wp} = S_{wp} F_w + S_{wp} F_{st} + \dot{H}_p \quad (2.44)$$

где S_{wp} - площадь поверхности бассейна, которая оценивается из известного объема бассейна и предположений о его форме (в текущей версии – тонкий цилиндр с эффективным радиусом), T_{wp} – температура бассейна, C_w – удельная теплоемкость воды. Последний член в (2.44) рассчитывается с использованием данных из модели DPM, второй – с использованием температуры поверхности бассейна и данных о составе газа вблизи границы подобно тому, как это делается в модели конденсации, но с обратным знаком. Первый член в (2.44) рассчитывается с использованием корреляций для свободно конвективного теплообмена:

$$F_w = H(T_{wp} - T_{ws}) = Nu \frac{k_w}{h_{wp}} (T_{wp} - T_{ws}) \quad (2.45)$$

В формуле (2.45) k_w – коэффициент теплопроводности воды, h_{wp} – глубина бассейна, T_{ws} – температура стенки на днище бассейна. Корреляция для числа Нуссельта представляется в следующем виде:

$$Nu = CRa^m, \quad Ra = \frac{g\beta\Delta T h_{wp}^3}{\chi\nu} \quad (2.46)$$

где Ra - число Рэлея. Показатель степени в (2.46) принимает значение $m=1/3$ для турбулентной конвекции ($Ra > 10^7$) и $m=1/4$ для ламинарного течения (Ra

$< 10^7$). С другой стороны, F_w можно выразить через поток тепла на стенке с использованием температуры дна ($T_{wall}(bulk)$ на рис. 2.2) – это температура в ячейке твердой стенки, расположенной на границе с бассейном:

$$F_w = H_w(T_{ws} - T_{wall}(bulk)) \quad (2.47)$$

где H_w – коэффициент теплопередачи в твердой стенке, рассчитывается через толщину ячейки и теплопроводность материала твердой стенке (в расчетах – сталь). Из уравнений (2.45)-(2.47) рассчитывается F_w и подставляется в исходное уравнение (2.44).

Модель конденсатора-теплообменника

В модели конденсатора-теплообменника определяются стоки/источники массы и тепла, вызванные теплообменом газа с холодными трубками теплообменника и конденсацией пара на них, а также сток импульса в результате движения газа через трубчатую структуру конденсатора.

Схематическое изображение конденсатора-теплообменника [74], который исследовался в диссертационной работе, представлено на рис. 1.2. Он представляет собой змеевик из трубок, по которым циркулирует жидкость, охлаждающая окружающий газ. Пар, находящийся в области теплообменника, может конденсироваться на холодных стенках конденсатора-теплообменника. Прямое моделирование трубчатой решетки конденсатора в контексте длительных расчетов составляет достаточно трудоемкую задачу, т.к. требуется высокое разрешение сетки. Поэтому, принимая во внимание, что модель в дальнейшем будет использована при моделировании атмосферы внутри ЗО, она была реализована в достаточно грубой форме с минимальным числом параметров.

В модели конденсатора-теплообменника принимаются следующие предположения:

1. Для моделирования течения внутри конденсатора-теплообменника применяется подход пористой среды: трубчатая структура конденсатора не моделируется напрямую.
2. При моделировании теплообмена температура теплоносителя конденсатора-теплообменника предполагается постоянной величиной.
3. Тепловым сопротивлением жидкой пленки, которая образуется на трубках конденсатора, пренебрегается.

На первом шаге, для учета сопротивления движению газа внутри конденсатора-теплообменника из решения модельной задачи обтекания массива трубок определяются коэффициенты для корреляции гидравлического сопротивления [75]. Это позволяет учесть сопротивления трубчатой структуры конденсатора-теплообменника через стоковое слагаемое \dot{M}_i^s в осредненном уравнении переноса импульса (2.2):

$$\dot{M}_i^s = -C_0 |U|^{C_1 - 1} U_i \quad (2.48)$$

Для рассматриваемого конденсатора [64] модельные постоянные C_0 и C_1 задавались равными 200 и 1,73, соответственно.

На следующем шаге вычисляется конвективный теплообмен между газом и трубками конденсатора, который представляется в форме корреляции, выражающей объемный сток тепла \dot{Q}_{conv} :

$$\dot{Q}_{conv}(x) = S_c \lambda \frac{T_g(x) - T_c}{d} Nu \quad (2.49)$$

В формуле (2.49) приняты следующие обозначения: S_c – площадь поверхности трубок на единицу объема; λ – коэффициент теплопроводности смеси; $T_g(x)$ – температура газа внутри КТО; T_c – эффективная температура

воды в трубках; d – диаметр трубок конденсатора; Nu – число Нуссельта, определяющее конвективный теплообмен с трубками. Корреляция для числа Нуссельта задавалась в виде функциональной зависимости от числа Рейнольдса [75]:

$$Nu = 0,72Re^{\frac{1}{2}}, \quad Re = \frac{\rho U d}{\mu} \quad (2.50)$$

Аналогично корреляции для теплообмена (2.49), записывается корреляция для массообмена, вызванного конденсацией пара на трубках конденсатора:

$$\dot{\rho}^s = \dot{R}_{st} = S_c \rho D \frac{Y(x) - Y_{sat}}{d} Sh \quad (2.51)$$

В формуле (2.51): D – коэффициент диффузии пара в смеси; $Y(x)$ – массовая доля пара внутри конденсатора; Y_{sat} – массовая доля пара в насыщенном состоянии, соответствующем температуре T_c ; Sh – безразмерное число Шервуда. Соответствующий вклад в нагрев КТО составляет $\dot{Q}_{cond}(x) = L_m \dot{\rho}^s$. Выражение для числа Шервуда Sh заведомо неизвестно и определяется условиями атмосферы. В рассматриваемых задачах Sh задается равным Nu , что при моделировании экспериментов дает приемлемые результаты.

При моделировании прогрева теплоносителя используются значения его эффективной температуры, которая берется одинаковой во всем объеме КТО. Она характеризуется ростом средней температуры теплоносителя по сравнению с температурой теплоносителя на входе, что вызвано теплообменом с газовой средой и конденсацией пара. Эффективная температура теплоносителя в КТО выражается в следующем виде:

$$T_c = T_{c,in} + f \left(\frac{L_m \dot{\rho}^s}{\dot{q}_c C_w} \right) = T_{c,in} + 0,5 \frac{L_m \dot{\rho}^s}{\dot{q}_c C_w} \quad (2.52)$$

Где $T_{c,in}$ – температура теплоносителя на входе, \dot{q}_c – расход теплоносителя в конденсаторе-теплообменнике; C_w – теплоемкость воды.

Основные выводы по главе 2

Дано описание математических моделей для решения задач анализа атмосферы ЗО.

В первой части приведена необходимая информация об имеющихся средствах в коде Fluent, которые используются в работе: обсуждены вопросы моделирования турбулентности, двухфазного течения, задания граничных условий и алгоритмы численного решения.

Во второй части дано описание разработанных математических моделей пристеночного и объемного тепло и массообмена, реализованных в виде набора алгоритмов на языке C. Они служат составной частью общей CFD процедуры расчетов процессов в ЗО. В моделях учтены процессы пристеночной конденсации пара, рекомбинации водорода на каталитической поверхности, испарения воды из бака-приямка и процессы в конденсаторе-теплообменнике. Построенные алгоритмы в виде пакета программ компилируются в библиотеку, подгружаемую кодом Fluent при проведении расчетов.

Глава 3. Стратификация лёгкого газа. Формирование и разрушение

Во введении отмечалось, что для обеспечения водородной безопасности АЭС и определения вероятных мест возгорания, в первую очередь, необходимо уметь предсказывать распространение многокомпонентной смеси газов, содержащей водород, по помещениям ЗО. Несмотря на то, что на текущий момент феноменология событий, происходящих внутри ЗО во время тяжелой аварии, относительно ясна [4, 21], полная картина конвективного течения, которая формируется после выхода горячих пара и водорода в воздушную атмосферу защитной оболочки реактора, все еще отсутствует. С целью выявления основных факторов, влияющих на перераспределение смеси внутри ЗО реактора, и явлений, наиболее существенных для анализа безопасности, проводятся численные исследования характерных для тяжелой аварии процессов. Результаты некоторых из них обсуждаются в диссертационной работе. Основное внимание уделено в этой главе вопросам формирования и разрушения стратификации лёгкого газа, имитирующего водород. Проведенные численные исследования сведены в табл. 3.1 по типу рассматриваемых явлений. В данном случае исследования носят двоякий характер и преследуют следующие цели. Во-первых, численный анализ отдельного физического явления позволяет предварительно оценить, насколько оно может быть существенным для анализа водородной безопасности в реальных условиях. Во-вторых, позволяет выделить основные параметры численной модели, влияющие на конечный результат. Достоверность численной модели проверяется на основе сравнения с экспериментами: во втором столбце табл. 3.1 представлен набор экспериментов, на которых проводилась верификация использованных в расчетах моделей.

Табл. 3.1. Матрица верификационных расчетов в части конвективных течений многокомпонентной смеси газов^{***}

Исследуемое явление	Эксперимент, расчёты
Струйные и шлейфовые течения	
Затопленная многокомпонентная струя газа	<i>ERCOFTAG</i> [76]
Гелиевый шлейф	<i>FLAME-1</i> [68, 77, 78]
Формирование стратификации лёгкого газа	
Формирование стратификации в пустом помещении	<i>РФЯЦ-ВНИИТФ БМ-Л3</i> [13,79]; <i>E-S HYMIX K1</i> [80]
Формирование стратификации в помещении внутренними конструкциями	<i>РФЯЦ-ВНИИТФ БМ-Л1, Л2</i> [79];, <i>E-S MISTRA MERC0-0</i> [34, 80, 81]
Формирование стратификации связанных помещений	<i>РФЯЦ-ВНИИТФ БМ-Л5</i> [13];, <i>E-S PANDA PE1-5</i> [34,82-90]; <i>E-S HYMIX K2</i> [80]
Разрушение стратификации лёгкого газа	
Разрушение стратификации вертикальной струей газа	<i>OECD/NEA-PSI Benchmark</i> [91,92]; <i>HYMERES HP1_6</i> [22]; <i>LOWMA-3,4</i> [93,94]; <i>ST1_7_2</i> [94,95]; <i>MiniPANDA MP-1, 2, 6</i> [96]
Разрушение стратификации под действием конденсатора-теплообменника	<i>TOSQAN T113</i> [78, 97]; <i>E-S PANDA PE3</i> [87], <i>PE5</i> [90], [18, 34]
Разрушение стратификации под действием спринклерной системой	<i>E-S PANDA PE1</i> [83], <i>PE2</i> [85], [15,34]; <i>E-S HYMIX K2</i> [80]; <i>СПОТ S1, S2</i> [98]

^{***} В таблице приведены расчеты, проводившиеся в лаборатории, в которой работает автор. Курсивом выделены эксперименты, которые моделировались непосредственно автором диссертационной работы.

Во время аварии пар и водород могут истекать из разрыва трубы первого контура и до столкновения с внутренними конструкциями двигаются в атмосфере воздуха как многокомпонентная струя («jet like»), обладающая большой плавучестью и начальным импульсом. В результате перетекания между помещениями смесь газов, состоящая из пара и водорода, выходит под купол ЗО в виде шлейфового течения («plume like») [21]. При этом из-за разбавления с воздухом и столкновения с внутренними конструкциями значительная часть плавучести и импульса может теряться. Адекватное моделирование струйных и шлейфовых течений важно для получения достоверной картины полей концентрации водорода. Численный анализ таких течений был проведен для относительно большого числа задач: затопленных дозвуковых струй (сравнение проводилось с аналитическим решением), многокомпонентных струй газа, обладающих начальным импульсом [76], плавучих газовых струй с нулевым начальным импульсом [77] и др., табл. 3.1. Результаты исследований приведены в работах [68, 78] и в диссертационной работе эти задачи не рассматриваются. Приведем лишь основные выводы: 1) при моделировании должна учитываться турбулентность, в противном случае (ламинарное течение), сильно завышается максимальная концентрация водорода; 2) для плавучих струй необходимо учитывать источники и стоки турбулентной кинетической энергии и ее диссипации в моделях турбулентности [68]; 3) вблизи места истечения струи ее параметры могут моделироваться недостаточно точно, но в дальней зоне состав смеси и распределение скорости воспроизводятся хорошо (именно они представляют основной интерес в рассматриваемых задачах).

Струйные и шлейфовые течения водородосодержащей смеси, распространяющейся в замкнутом помещении, могут формировать концентрационную стратификацию водорода. Здесь и далее под

стратификацией водорода понимается следующее: во-первых, отношение $X_{\text{макс}}/X_{\text{ср}}$ больше единицы на конечную величину (где $X_{\text{макс}}$ – максимальная мольная доля водорода, $X_{\text{ср}}$ – мольная доля водорода, усредненная по всему объему помещения), во-вторых, области с равной концентрацией водорода разделены между собой горизонтальными плоскостями. Динамика формирования стратификации в различных условиях является важной составляющей для выявления потенциальных мест воспламенения. В первой части главы рассмотрены вопросы образования стратификации лёгкого газа в пустом помещении (3.1.1) и с внутренними конструкциями (3.1.2), а также в связанных помещениях (3.1.3), табл. 3.1.

Во второй части главы обсуждается вопрос разрушения стратификации лёгкого газа: газовой струей, а также действием систем безопасности (конденсатором-теплообменником (3.2.2) и спринклерной системой (3.2.3)).

3.1. Формирование стратификации легкого газа

3.1.1. Формирование стратификации в пустом сосуде

Вопрос формирования стратификации в пустом сосуде исследован достаточно подробно, теоретически и экспериментально [99-101]. К примеру, в работе [99] исследовано конвективное течение, вызванное небольшим источником плавучести, а также сформулированы условия образования стратификации в замкнутом помещении. В работе [100] результаты, полученные в [99], обобщены на случай источника плавучести с ненулевым начальным импульсом. Там же [99] исследован вопрос формирования температурной стратификации. В [101] экспериментально изучен вопрос образования стратификации легкого газа в атмосфере тяжелого газа (гелий в атмосфере воздуха).

Согласно [99], при небольшом отношении геометрических размеров установки ($H/R \lesssim 1$, H – расстояние от источника плавучести до потолка, R

– характерный горизонтальный размер установки) всплывающая струя легкого газа после столкновения с потолком установки растекается вдоль потолка и образует область с пониженной плотностью, которая отделена горизонтальной поверхностью (фронтом стратификации) от области более плотного газа, который изначально заполняет замкнутый сосуд. В дальнейшем на момент столкновения с потолком всплывающая струя имеет плотность, меньшую, чем плотность образованного ранее облака легкого газа, тем самым эта область вытесняется вниз. В результате такой картины течения образуется устойчивая стратификация с четко выраженной слоистой структурой (на рис. 3.1(а) представлена картина формирования стратификации водорода, полученная в расчетах экспериментов [79]). При этом скорость движения вниз фронта стратификации определяется геометрическими размерами установки и потоком плавучести источника B_0 [99]:

$$\frac{z_0}{H} \cong \left[0,03 \left(\frac{H^1}{R^3} \right)^2 B_0^{\frac{1}{3}} t + 1 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (3.1)$$

Здесь z_0 – расстояние от потолка до фронта стратификации, t - время.

С увеличением отношения H/R поток легкого газа, распространяющийся вдоль потолка, после столкновения с боковыми стенками способен проникать через фронт стратификации обратно в область более плотного газа. Далее этот поток увлекается всплывающей струей, что приводит к однородному перемешиванию (на рис. 3.1(б) изображен случай обрушения стратификации водорода на примере расчетов экспериментов [79]). Глубина проникновения легкого газа обратно в область более плотного газа зависит от отношения потока импульса нисходящего течения I (дестабилизирующего область стратификации) и потока плавучести стратифицированного слоя B , и

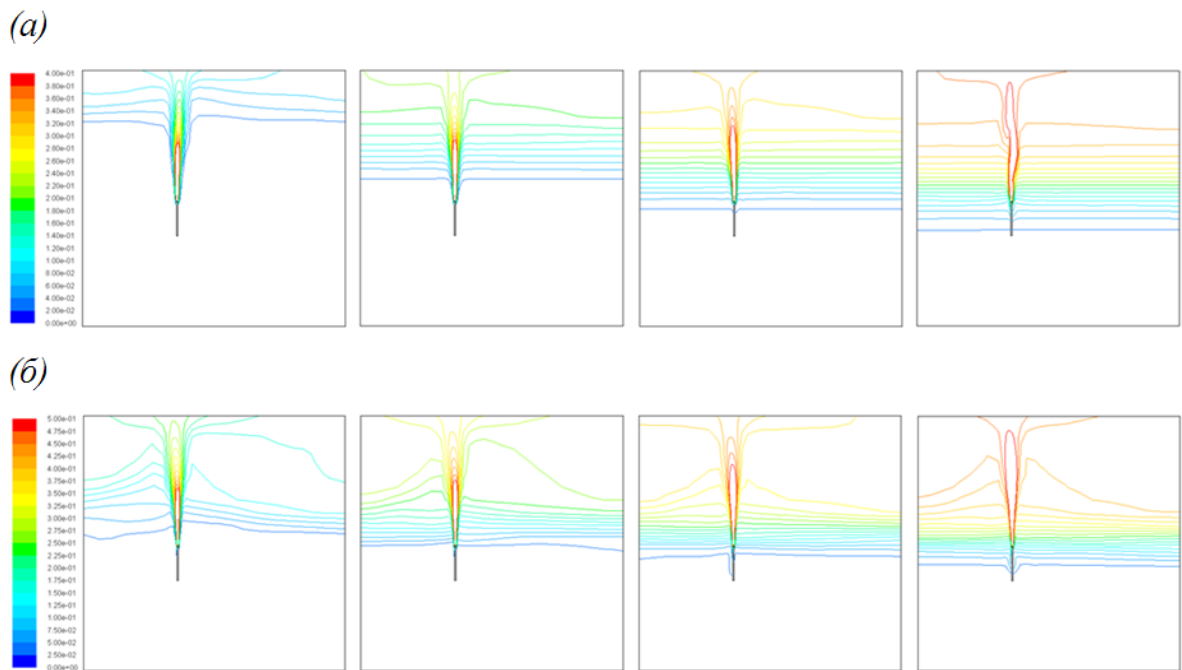


Рис. 3.1. Два режима формирования стратификации легкого газа (водорода): режим формирования устойчивой стратификации («filling box» [95]), (а); режим обрушения, (б)

увеличивается с ростом H/R . В [99] сформулирован критерий «обрушения» стратификации:

$$\frac{I}{B} \cong 0,075 \left(\frac{H}{R}\right)^2 \quad (3.2)$$

В соответствие с (3.2) обрушение стратификации происходит, когда поток импульса нисходящего по боковым стенкам течения составляет приблизительно 10 % от потока плавучести B . В интервале $1 \lesssim H/R \lesssim 6$ глубина нисходящего потока, а, следовательно, и толщина однородно перемешанного под потолком слоя легкого газа увеличивается. При $H/R \gtrsim 6$ существенно изменяется картина формирования стратификации.

В [100] обобщены результаты, полученные в [99], на случай ненулевого импульса источника плавучести. Согласно [100] критерий «обрушения» стратификации (3.2) может быть переформулирован следующим образом:

$$\frac{L_j}{H} \cong \left(\frac{H}{R}\right)^{-1} - 0,82 \quad (3.2a)$$

В формуле (3.2a) L_j – безразмерная длина струи - расстояние, на котором доминируют силы инерции, определяется из размерных соображений, как функция потоков плавучести B_0 и импульса M_0 источника: $L_j = M_0^{\frac{3}{4}}/B_0^{\frac{1}{2}}$.

Рассмотрим характерные режимы заполнения пустого помещения лёгким газом на примере численного моделирования экспериментов РФЯЦ-ВНИИТФ [13, 79], табл. 3.1. Для реализации различных режимов варьировались: 1) плавучесть источника (производился вдув пара или водорода) и 2) его начальный импульс (изменялся расход газов и диаметр инжекционной трубки). Параметры вдуваемых газов приведены в табл. 3.2.

Табл. 3.2. Характеристики инжектируемых струй

№	Характеристики инжекции	Скорость струи, м/с	L/H: длина струи к высоте инжекции,
1	Пар, расход 4 г/с, диаметр 8 мм	138	5,73
2	Водород, расход 0,08 г/с, диаметр 8 мм	19,5	0,21
3	Водород, расход 0,54 г/с, диаметр 8 мм	131	1,43
4	Пар, расход 4 г/с, диаметр 16 мм	34,5	2,03
5	Водород, расход 0,54 г/с, диаметр 16 мм	32,8	0,51

В случае если инжектируемый газ обладает достаточно большим импульсом и небольшим потоком плавучести (струя пара в атмосфере воздуха с начальной скоростью ~ 140 м/с, табл. 3.2, расчёт №1), вдуваемая струя газа индуцирует практически по всему объему помещения мощную вынужденную конвекцию с двумя контурами циркуляции по обе стороны от

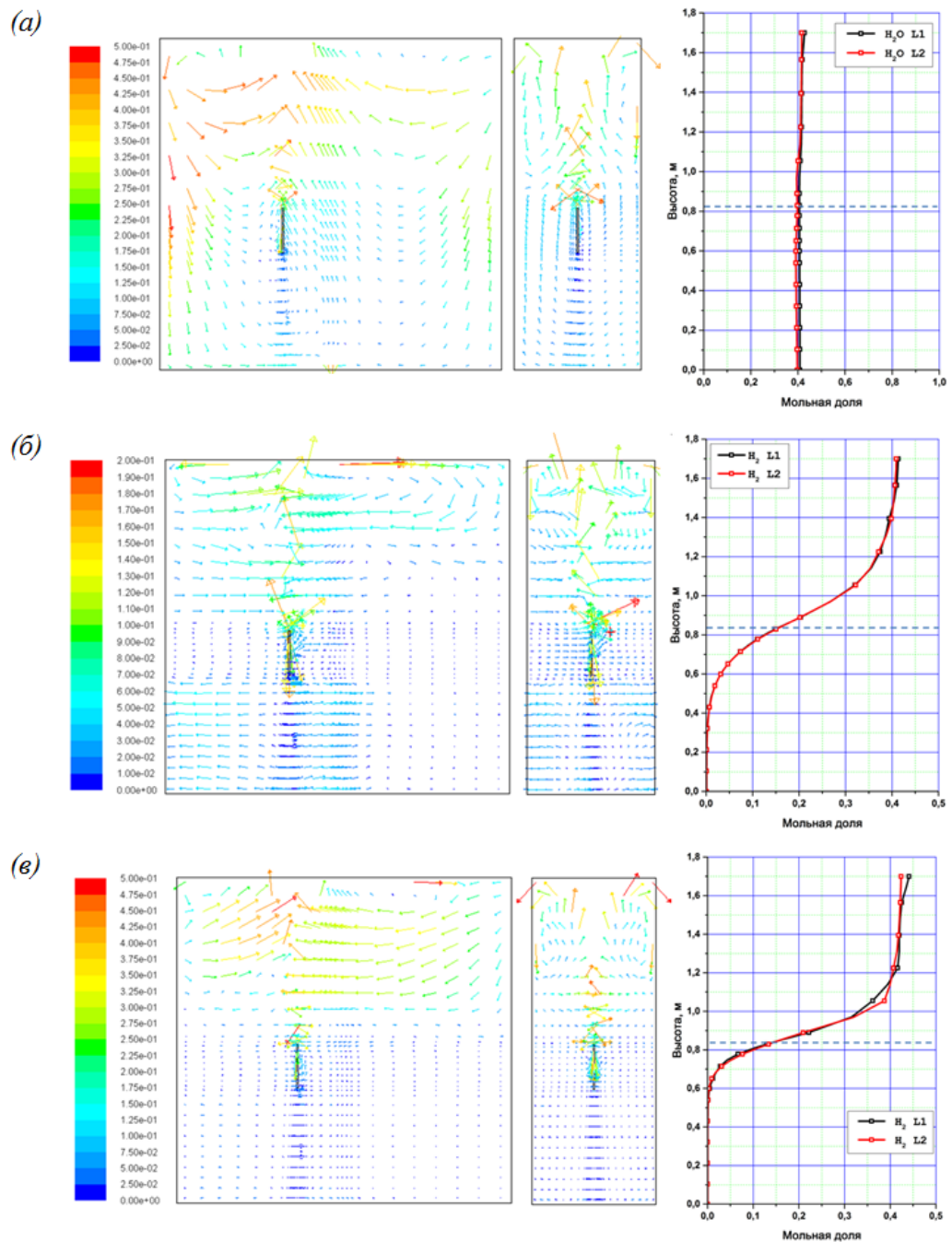


Рис. 3.2. (а): перемешивание смеси струй со слабой плавучестью (на примере струи пара в атмосфере воздуха); (б): формирование стратификации водорода от источника с относительно низким начальным импульсом («filling box» режим); (в): формирование стратификации водорода от источника с большим начальным импульсом (режим обрушения). Стрелками обозначены вектора скорости во фронтальных плоскостях сечения. Справа – вертикальные профили мольной доли пара (а) и водорода (б, в).

линии инъекции, как показано на рис. 3.2(а). Результатом является перемешивание и почти гомогенное распределение вдуваемого газа (пара). Это иллюстрирует рис. 3.2(а) с вертикальным профилем мольной доли пара.

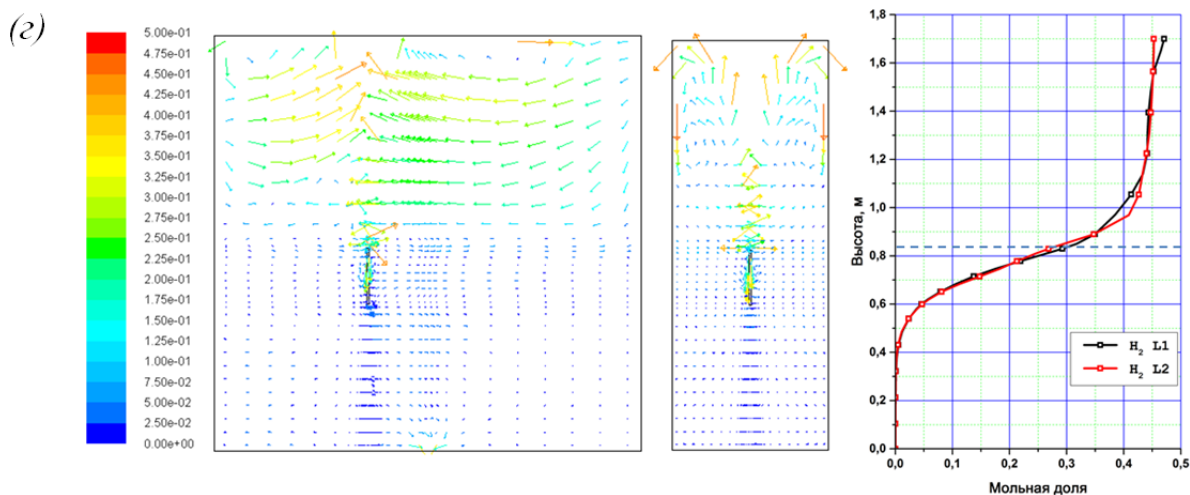


Рис. 3.2 (продолжение). Формирование стратификации водорода в негерметичном помещении (аналог 3.2(в)): в полу имеется отверстие, сообщающееся с атмосферой.

Струя водорода, обладающая аналогичным по величине потоком импульса, в отличие от струи пара имеет существенно больший поток плавучести, табл. 3.2 (расчёт №3). В результате этого пространственный масштаб индуцируемых струей потоков меньше и ограничен областью, лежащей между уровнем инъекции и потолком, рис. 3.2(в), что обуславливает накопление водорода в этой зоне. Облако водорода характеризуется верхним относительно однородным слоем, в котором мольная доля водорода максимальна, и переходным слоем, простирающимся несколько ниже уровня инъекции. Это иллюстрируется вертикальными профилями распределения мольной доли водорода, представленными на рис. 3.2(в).

В случае если струя водорода имеет достаточно маленький начальный поток импульса, табл. 3.2 (расчёт №2), аналогично предыдущему примеру формируется стратификация водорода, однако характер ее формирования существенно отличается, рис. 3.2(б): в данном примере реализуется ранее упомянутый «filling box» режим заполнения замкнутого помещения. В результате этого область с максимальной концентрацией водорода занимает достаточно небольшой слой под потолком, ниже следует переходный слой, в

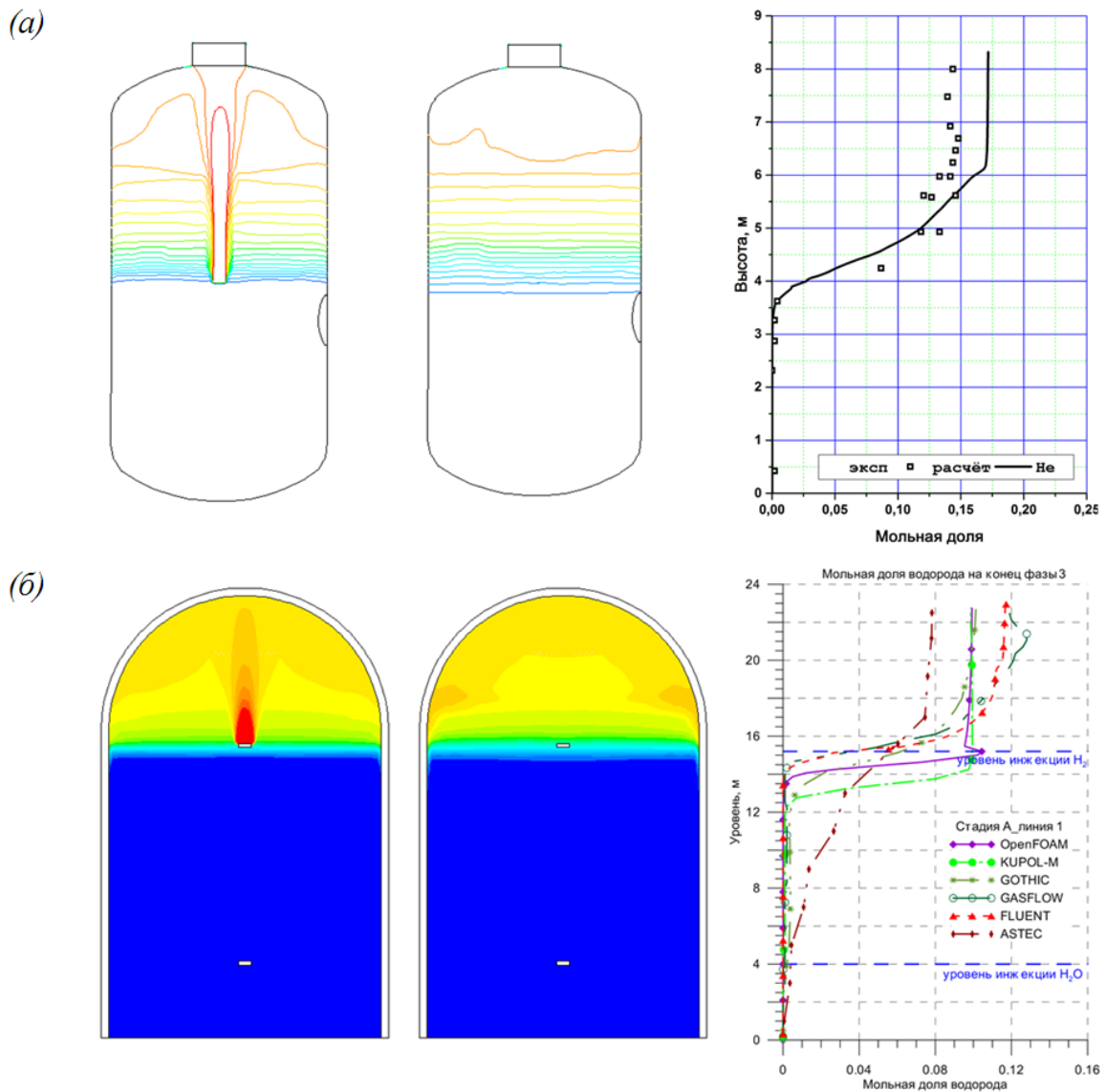


Рис. 3.3. Формирование стратификации гелия в установке PANDA (а) и водорода в расчётном бенчмарке NVMIX K1 (б). На графиках: вертикальные профили мольной доли гелия (а) и водорода (б). На верхнем графике: сравнение результатов расчёта с экспериментом. На нижнем графике: сравнение результатов, полученных различными кодами.

котором концентрация водорода снижается от своего максимального значения до нулевого. Количественно картина формирующейся стратификации представлена на рис. 3.2(б), на вертикальном профиле мольной доли водорода.

Аналогичная картина распределения легкого газа наблюдается и в установке большего масштаба PANDA [82-90], а также в численном

бенчмарке NУMIX K1 [80], которые проводились в схожей постановке (инжекция пара, водорода или гелия внутрь пустого замкнутого помещения). Соответствующие пространственные распределения и вертикальные профили мольной доли гелия и водорода представлены на рис. 3.3.

В реальной защитной оболочке отдельные помещения, в которые поступает водорода, могут быть негерметичными и сообщаться с другими помещениями. На рис. 3.2(г) представлена картина заполнения водородом негерметичной установки с небольшим отверстием в полу. В этом случае растущее облако водорода не испытывает сопротивления со стороны сжимающегося газа в нижней части, которое имеется в случае герметичного макета. Поэтому поступающий водород вытесняет имеющуюся в нижней части паровоздушную смесь через отверстие, занимая тем самым большую часть установки. Это видно из сравнения вертикальных профилей распределения водорода в замкнутом и открытом макете, представленных на рис. 3.2(в) и 3.2(г) в открытом макете толщина переходного слоя больше, главным образом, за счет продвижения граница облака (фронта стратификации).

3.1.2. Формирование стратификации в присутствии внутренних конструкций

Влияние внутренних конструкций на картину перемешивания и на формирование стратификации лёгкого газа исследуется на примере экспериментов РФЯЦ-ВНИИТФ [13] путем добавления к рассматриваемой в предыдущем пункте установке массивного цилиндра над инжекционной трубой и горизонтальных перегородок. Такая конфигурация представляет собой уменьшенный макет помещения парогенератора 30 АЭС в масштабе 1:10. Это конструкция в форме параллелепипеда (в безразмерных величинах $\sim L \times 0,97L \times 0,37L$), внутри которой располагается полый цилиндр с осью

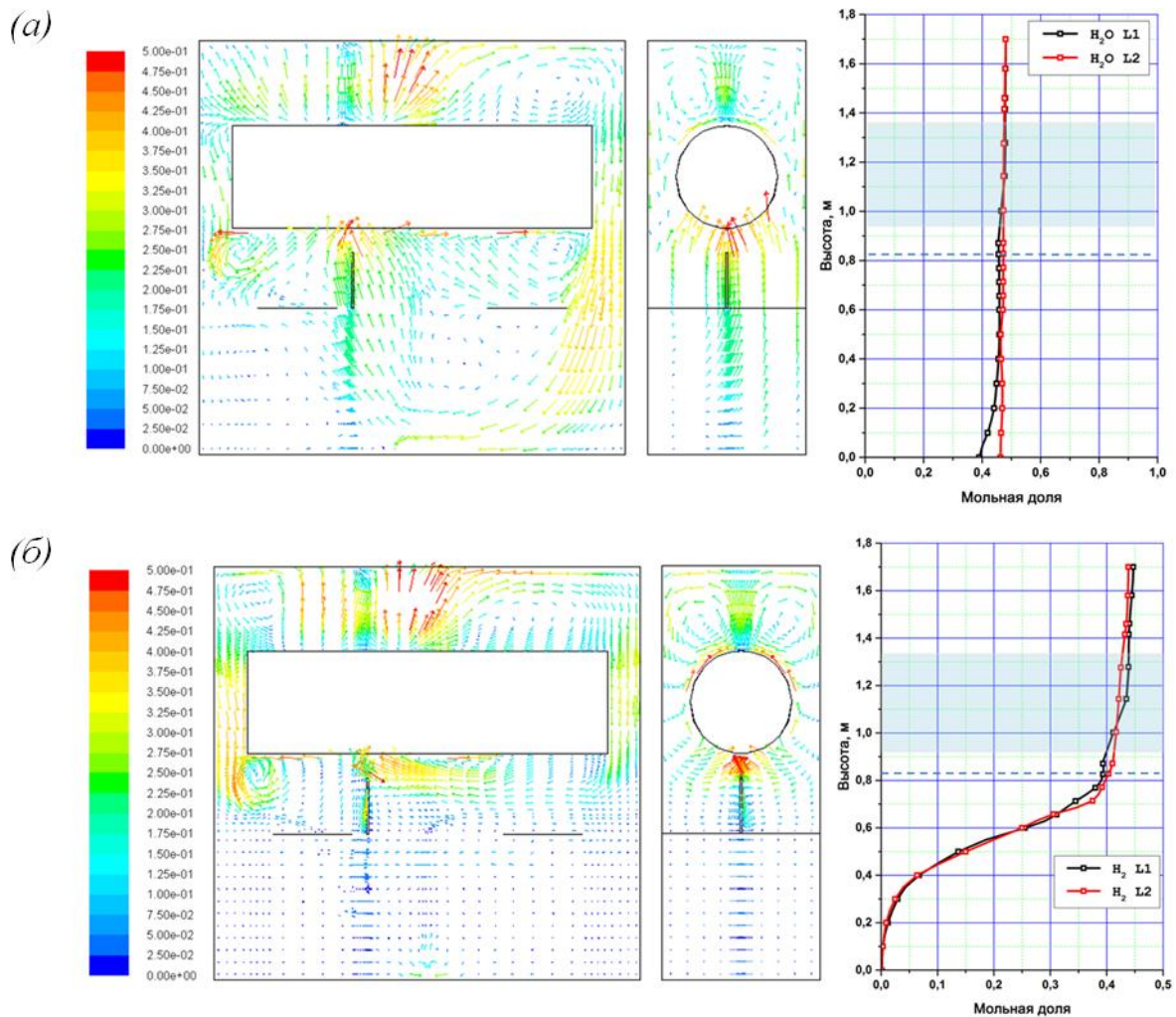


Рис. 3.4. (а): перемешивание смеси струей лёгкого газа (пара), обладающего большим потоком импульса и небольшой плавучестью, в присутствии внутренних конструкций; (б): формирование стратификации лёгкого газа (водорода) от источника с большими потоками импульса и плавучести в присутствии внутренних конструкций. На графиках прерывистой линией обозначен уровень инжекции, закрашенная область соответствует расположению внутреннего цилиндра.

вдоль горизонтального направления. Как и в предыдущем пункте, газ вдувается вертикально вверх.

Добавление цилиндра в макет осложняет картину течения. Струя газа из отверстия ввода сталкивается с боковой поверхностью цилиндра, формируя широкий восходящий поток, обтекающий цилиндр, рис. 3.4(а). Этот поток далее взаимодействует с потолком и стенами, образуя возвратные течения, которые в свою очередь, взаимодействуют с цилиндром и нижележащими горизонтальными перегородками. В случае инжекции пара возвратные

течения, как и в пустом макете, охватывают весь объем макета, при этом наблюдается образование локальных вихревых течений, приводящих к небольшой неоднородности распределения пара внизу макета в горизонтальном направлении, рис. 3.4(а).

В случае инъекции газа с большим потоком плавучести (водород) возвратные течения вдоль боковых стенок опускаются под цилиндр и далее под действием сил плавучести меняют направление на горизонтальное, не доходя до горизонтальных перегородок, рис. 3.4(б). Цилиндр в данном случае играет важную роль - по сравнению с пустым макетом глубина опускающего течения больше, потоки проникают ниже уровня инъекции. Это видно из сравнения полей скоростей на рис. 3.2(в) и 3.4(б).

3.1.3. Формирование стратификации в связанных помещениях

Картина течения может существенно осложняться в случае распространения смеси газов в связанных помещениях. В частности, могут реализовываться условия, при которых стратификация легкого газа, сформированная в одном из помещений (на примере ситуации из п. (3.1.2)), частично размывается под действием возникающих конвективных течений внутри установки. Для иллюстрации подобного эффекта рассмотрим расчёт эксперимента БМ-Л5 [13]. Установка БМ-Л5 представляет собой два связанных помещения, моделирующих помещения парогенератора (из предыдущего пункта) и помещения главного циркуляционного насоса в масштабе 1:10, рис 3.5(а). Аналогично эксперименту, рассмотренному в предыдущем пункте, водород вдувается внутрь помещения парогенератора через вертикальную инъекционную трубу с внутренним диаметром 8 мм и расходом 0,54 г/с.

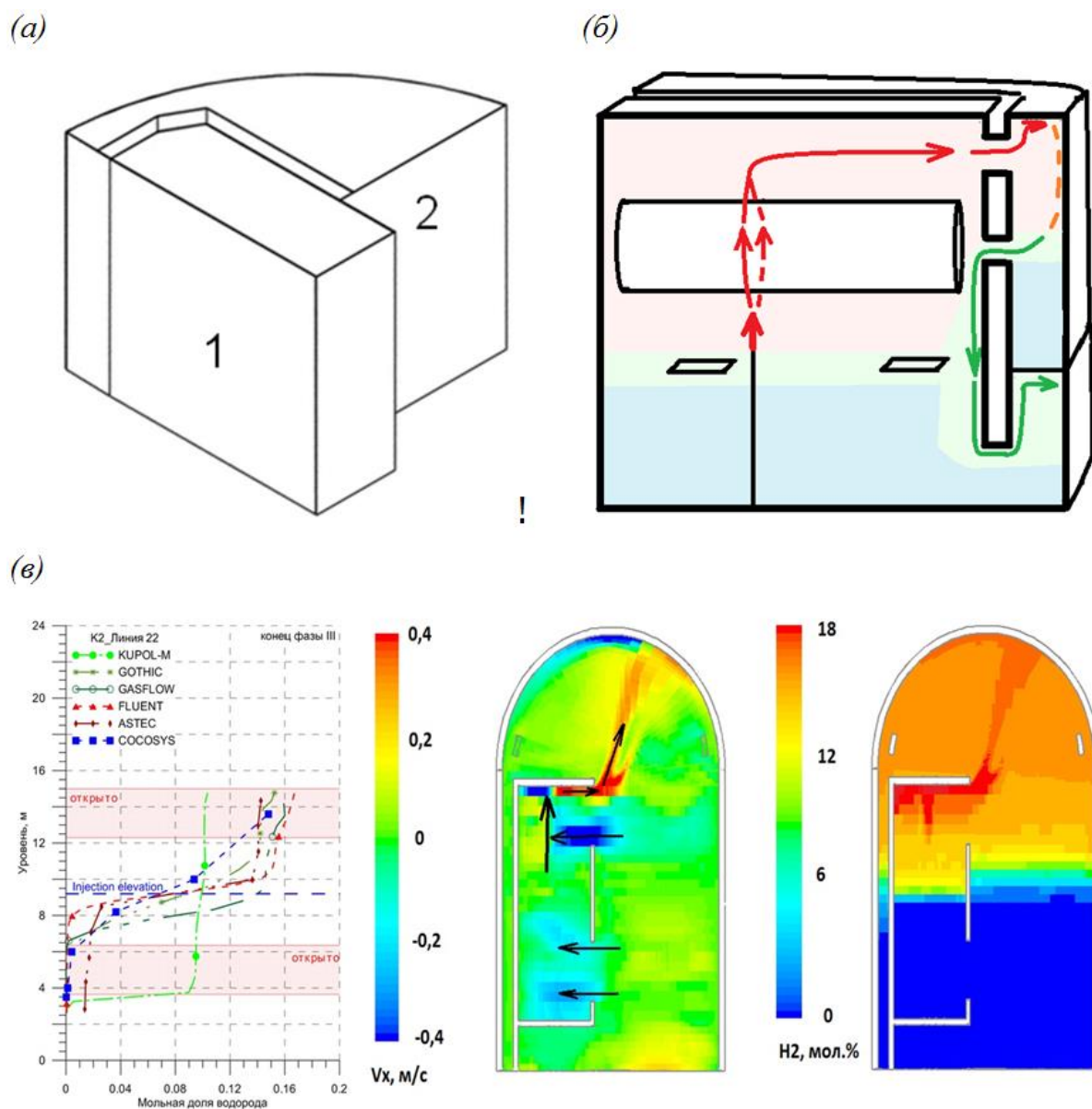


Рис. 3.5. (а): конфигурация установки (1 – помещение ПГ, 2 – помещение ГЦН); (б): формирующаяся картина течения в расчете эксперимента БМ-Л5 [13]; (в): картина течения и распределение водорода в численном бенчмарке НУМІХ К2 (слева: сравнение вертикальных профилей мольной доли водорода, полученные различными кодами).

Схематическое изображение формирующейся картины течения проиллюстрировано на рис. 3.5(б). Подобно расчётам из предыдущего пункта в начальный момент времени внутри помещения парогенератора (ПГ) формируется область с повышенным содержанием водорода, в нижней части помещения водород отсутствует. Однако в случае связанных помещений обогащенная водородом смесь газов перетекает через соединительные

каналы в помещение главного циркуляционного насоса - ГЦН (красная линия, рис. 3.5(б)) и вытесняет имеющийся там более плотный газ (воздух с паром) обратно в помещение ПГ (обратное течение изображено зеленой линией на рис. 3.5(б)). Т.к. газ из помещения ГЦН является более плотным, чем находящаяся в помещении ПГ смесь, то он начинает в этой смеси тонуть, вызывая тем самым конвективное течение, которое приводит к частичному размыванию стратификации водорода.

Стоит отметить, что аналогичный характер циркуляции потоков прогнозировался большинством расчетных кодов в международном численном бенчмарке NУMIX K2 [80]. Геометрическая конфигурация для бенчмарка близка к задаче БМ-Л5 – трехблочный сосуд с блоком 1, имитирующим аварийный блок ПГ, смежное помещение 2 с подкупольным пространством и тупиковое нижнее помещение 3 (рис. 3.5(в)). Связь между блоком ПГ и смежным блоком устанавливалась через 2 отверстия, одно из которых располагалось выше уровня инъекции. В ходе инъекции водорода в блок ПГ в верхнем проеме устанавливалось встречное течение с вытекающей в смежный блок 2 легкой смесью, обогащенной водородом, и вытекающей более тяжелой смесью. В блоке 2 на рис. 3.5(в) виден контур циркуляции, аналогичный контуру в блоке ГЦН в задаче БМ-Л5 – всплывающая струя из верхней половины отверстия, нисходящее течение вытесненной тяжелой смеси вдоль боковых стен, горизонтальное течение к нижней половине отверстия. Как следствие, в блоке ГЦН и блоке 2 наблюдается близкий вид распределения водорода – ярко выраженная стратификация с высоким содержанием водорода в области от проема, через который осуществляется межблочный транспорт газа, и выше.

3.2. Разрушение стратификации легкого газа

3.2.1. Разрушение стратификации струей легкого газа

Бенчмарк OECD/NEA-PSI

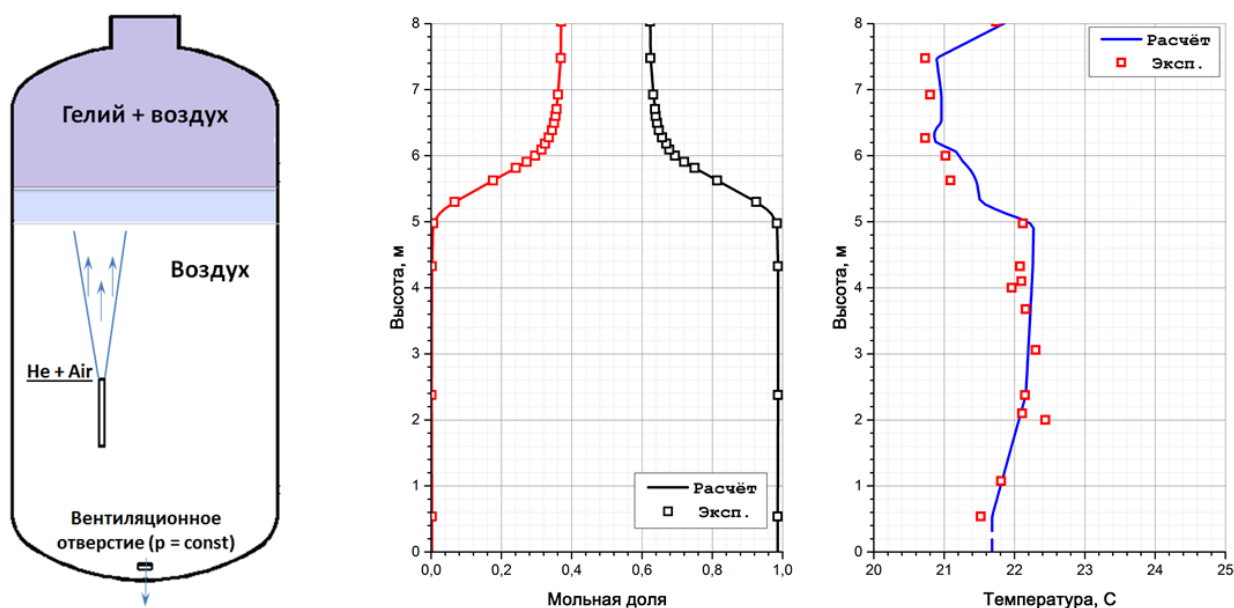


Рис. 3.6. Слева: схематическое изображение установки; в центре: вертикальные профили распределения мольной доли гелия (красная линия) и воздуха (черная линия); справа: вертикальный профиль температуры газа. Маркерами обозначены данные эксперимента, линиями – результаты расчета.

Численное исследование процесса разрушения стратификации легкого газа под воздействием вертикальной струи проведено на примере расчетов бенчмарка OECD/NEA-PSI [91, 92], рис 3.6. В начальный момент установка [91] заполняется смесью гелия с воздухом таким образом, что в верхней части установки формируется область с большим содержанием гелия, в нижней части установки находится сухой воздух, рис. 3.6 (центральный график). На момент начала эксперимента температура газа внутри установки комнатная, приблизительно однородная по высоте с более холодной верхней областью, рис. 3.6 (график справа). Для воспроизведения состава и температуры газа в начальный момент времени в расчетах задавались соответствующие распределения концентраций и температуры по данным эксперимента.

Через инжекционную трубу, расположенную параллельно оси установки и смещенную от оси на расстояние $\sim 0,65$ м, подается смесь воздуха и гелия с постоянным расходом так, что скорость струи равна ~ 1 м/с. Инжектируемый

газ подается при комнатной температуре. Давление в течение всего эксперимента поддерживается постоянным: в нижней части установки располагается вентиляционное отверстие, которое сообщается с внешней атмосферой, рис. 3.6.

Результаты расчётов

Плавучая струя, обогащенная гелием и распространяющаяся вертикально вверх от инъекционного отверстия, рис. 3.6, с начальной скоростью $\sim 1\text{ м/с}$, сталкивается с нижней границей стратифицированного слоя. Т.к. стратифицированное в верхней части установки облако имеет гораздо меньшую плотность, чем газ во всплывающей струе, то в результате такого столкновения струя не может проникнуть внутрь стратифицированной области и обтекает ее границу, что приводит к возникновению сдвигового течения на границе стратификации. Сдвиговое течение, в свою очередь, приводит к постепенному размытию стратификации и способствует продвижению фронта стратификации вверх.

Вследствие подачи гелия внутрь установки, а также из-за поступления гелия из стратифицированного слоя, содержание гелия в области между уровнем инъекции и границей стратификации повышается. В результате этого плавучесть струи уменьшается по отношению к атмосфере, в которую она поступает, и на момент времени ~ 1200 сек. с начала эксперимента плотность поступающей струи и атмосферы выравниваются. С этого момента струя перестает быть плавучей и проникает глубже внутрь установки, ниже уровня инъекционного отверстия: начиная с 1200 сек. содержание гелия постепенно увеличивается по всему объему установки.

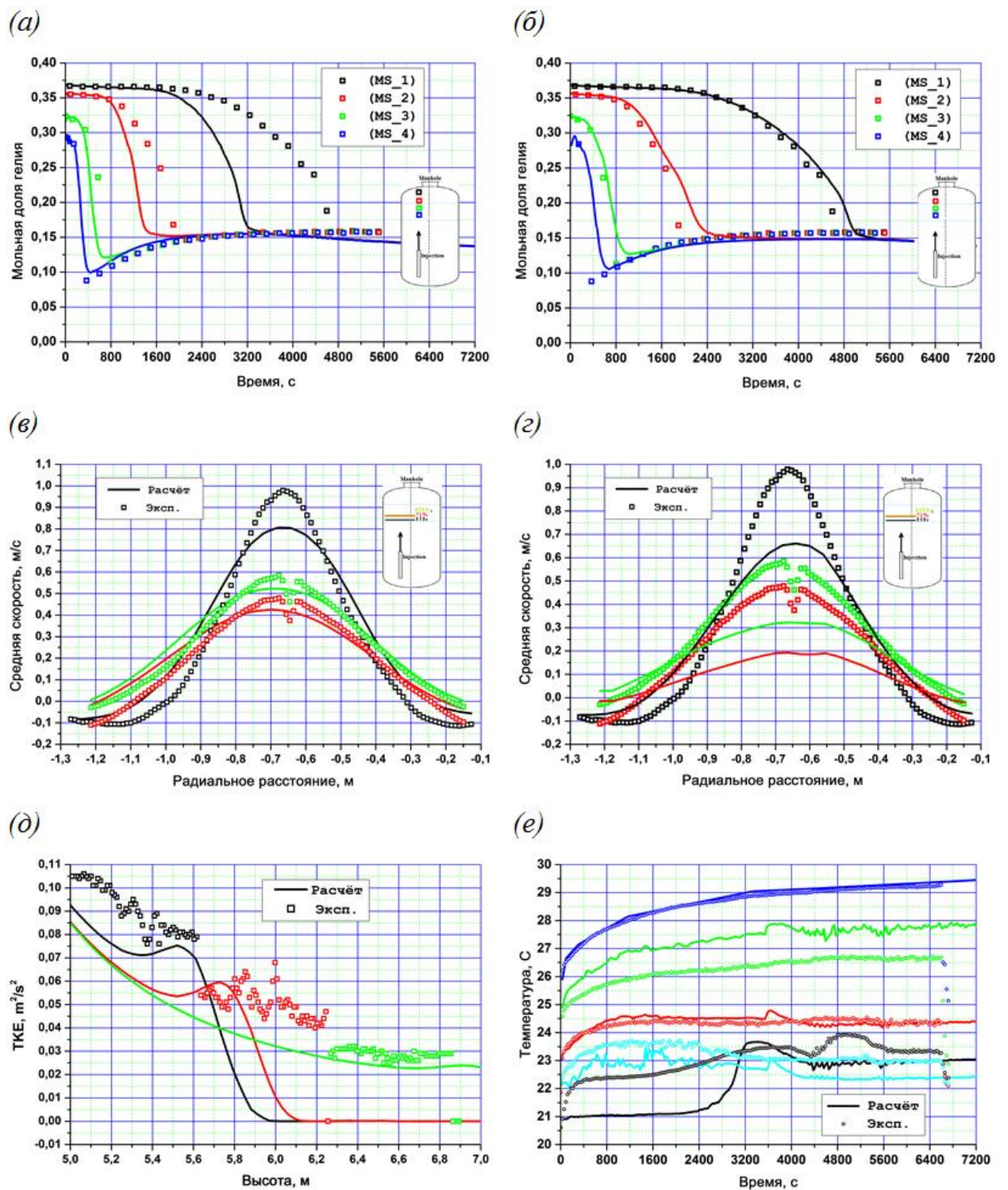


Рис. 3.7. Мольная доля гелия в зависимости от времени в расчетах с $k-\epsilon$ моделью (а) и RSM (б). Горизонтальные профили вертикальной скорости (с $k-\epsilon$ моделью (в) и RSM (г)) в различные моменты времени. (д): турбулентная кинетическая энергия вдоль оси инъекции (различным цветом обозначены различные моменты времени). (е): эволюция температуры газа в различных точках. Маркерами обозначены данные эксперимента, линиями – результаты расчетов.

Для оценки скорости размытия стратифицированного слоя следят за концентрацией гелия на различных высотах в зависимости от времени. На рис 3.7 (а, б) представлены графики эволюции мольной доли гелия на различных высотах (выше уровня инъекции), полученные в расчетах и в эксперименте: на момент ~ 5000 сек. стратифицированный слой полностью размывается, и смесь перемешана однородно по всему объему установки.

На рис. 3.7(а), (в), (д)-(е) представлены результаты расчета со стандартным набором физических моделей, описанных во второй главе (k- ϵ Realizable модель турбулентности). Из графика рис. 3.7(а) видно, что размытие в расчете происходит раньше, чем в эксперименте: смесь перемешивается однородно на момент времени ~ 3200 сек. Расчеты, проведенные в рамках анализа чувствительности (с увеличенным коэффициентом ламинарной диффузии) улучшили совпадение незначительно [92]. Существенное улучшение результатов по времени перемешивания было получено при изменении модели турбулентности, RSM, в которой тензор напряжений Рейнольдса моделируется напрямую. На рис. 3.7(б) представлены результаты расчета (RSM модель турбулентности). Получено очень хорошее совпадение с экспериментом, хотя и имеется некоторое запаздывание во времени перемешивания, по сравнению с экспериментом.

На рис. 3.7(в) представлены профили вертикальной скорости на различных уровнях в различные моменты времени (черная линия: $y \sim 5,1$ м, $t \sim 110$ сек., красная линия: $y \sim 5,9$ м, $t \sim 710$ сек., зеленая линия: $y \sim 5,9$ м, $t \sim 1200$ сек.). На момент измерения профиль находится вблизи фронта стратификации. Хорошее совпадение, полученное для расчета с основным набором физических моделей, рис. 3.7(в), указывает, в первую очередь, на правильное воспроизведение распространения всплывающей струи. В расчете с RSM моделью турбулентностью совпадение с экспериментом существенно хуже: получено занижение скорости примерно в 2 раза, рис. 3.7(г). По-видимому,

это связано с тем, что в расчете с RSM моделью размытие стратификации происходит позже: на момент измерения скорости линии, вдоль которых строятся профили, находятся в расчете над фронтом стратификации, поэтому импульс струи частично гасится.

3.2.2. Разрушение стратификации под действием конденсатора-теплообменника

Действие конденсатора-теплообменника исследовано численно на примере расчетов эксперимента PANDA PE3 [86, 87] (также приводятся некоторые результаты расчетов аналогичного эксперимента PE5 [89, 90]). Основное внимание в этом эксперименте (расчетах) уделено вопросам разрушения стратификации гелия в паровоздушной смеси внутри установки со связанными помещениями. Приведены результаты сравнения расчетов с экспериментом: показано, что модель конденсатора-теплообменника, описанная в главе 2, хорошо воспроизводит основные процессы, которые наблюдаются в эксперименте [18-20].

Эксперимент PANDA PE3

На начальных стадиях эксперимента PE3, рис. 3.8. (фазы I-III), подготавливается смесь из воздуха, пара и гелия: в результате последовательной подачи газов внутрь установки в первом сосуде формируется стратификация гелия, рис. 3.9(в). Такое распределение смеси используется в качестве начального состояния в расчетах фазы IV эксперимента, в которой исследуется действие конденсатора-теплообменника. Атмосфера внутри установки на момент начала четвертой фазы следующая: давление составляет приблизительно 2,5 атм., рис. 3.10(а). Температура газа и стенок варьируется в достаточно широком диапазоне и определяется предварительными фазами I-III: в верхней части сосуда 1 температура составляет приблизительно 120-125 °С, в нижней части первого сосуда и в сосуде 2 равна ~ 110 °С. Более высокая температура газа в верхней

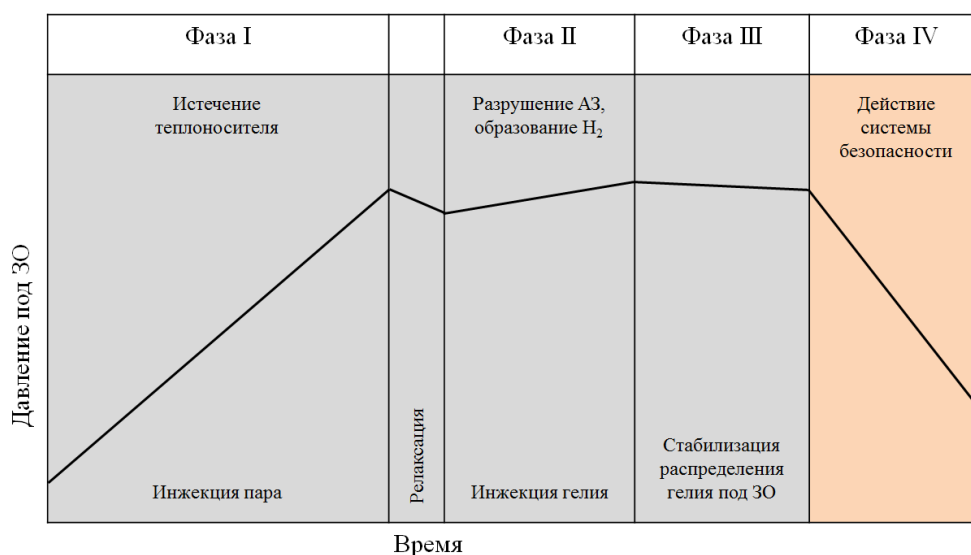


Рис. 3.8. Сценарий экспериментов E-S, соответствующий сценарию ТА с потерей теплоносителя. На фазе I внутрь установки инжектируется пар с постоянным расходом (эта фаза соответствует стадии истечения теплоносителя при ТА). На второй фазе инжектируется гелий (что соответствует стадии разрушения активной зоны и образованию водорода, гелий выступает в качестве замены водорода). Затем полученное распределение смеси стабилизируется (фаза III). Наконец, на четвертой фазе исследуется действие систем безопасности (конденсатора-теплообменника или спринклера).

части сосуда 1 установки связана с тем, что горячий пар, подаваемый на первой фазе, скапливается именно в этой области (в результате чего именно в верхней части сосуда 1 происходит пристеночная конденсация пара, и температура стенок возрастает). Максимальная мольная доля гелия в верхней части установки сосуда 1 равна ~ 15 %, в нижней части первого сосуда и в сосуде 2 гелий практически отсутствует.

На четвертой фазе начинает действовать конденсатор-теплообменник, его схематическое изображение приведено на рис. 3.9(a). Он представляет собой матрицу из трубок, по которым течет вода с постоянным расходом, 0,5 кг/с, и при постоянной температуре 30 °С [89]. Физическая модель конденсатора описана во второй главе, там же дается описание математической постановки задачи. Здесь же приводятся только результаты моделирования эксперимента РЕЗ.

Результаты расчётов

В результате действия конденсатора-теплообменника возникает следующая картина течения, изображенная на рис. 3.9(б). Конденсация пара на холодных стенках трубок конденсатора, а также конвективный теплообмен вызывают охлаждение смеси в объеме конденсатора. Повышение плотности, связанное со снижением температуры смеси, приводит к возникновению нисходящего потока (синие линии тока, выходящие из конденсатора-теплообменника, рис. 3.9(б)). Т.к. в результате конденсации пара локально возрастает концентрация гелия, то нисходящий поток, обогащенный гелием, приводит к повышению концентрации гелия в нижней части сосуда 1. Из графика, представленного на рис. 3.11(б) видно, что примерно через 200-300 сек. после начала действия конденсатора мольная доля гелия скачком возрастает до 2 %, затем постепенно и монотонно увеличивается до ~ 5 % к концу эксперимента.

Часть потока, выходящая из КТО и обогащенная охлажденным гелием, движется в направлении соединительного канала и перетекает во второй сосуд. Т.к. газ охлажден достаточно сильно, то перетекающая через соединительный канал смесь, содержащая гелий, начинает скапливаться в нижней части второго сосуда. Такое течение приводит к вытеснению газа из верхней части второго сосуда и, как следствие этого, к перетеканию газа из сосуда 2 в сосуд 1 (оранжевые линии тока на рис. 3.9(б)). В результате этого внутри соединительной трубы возникает противоточное течение.

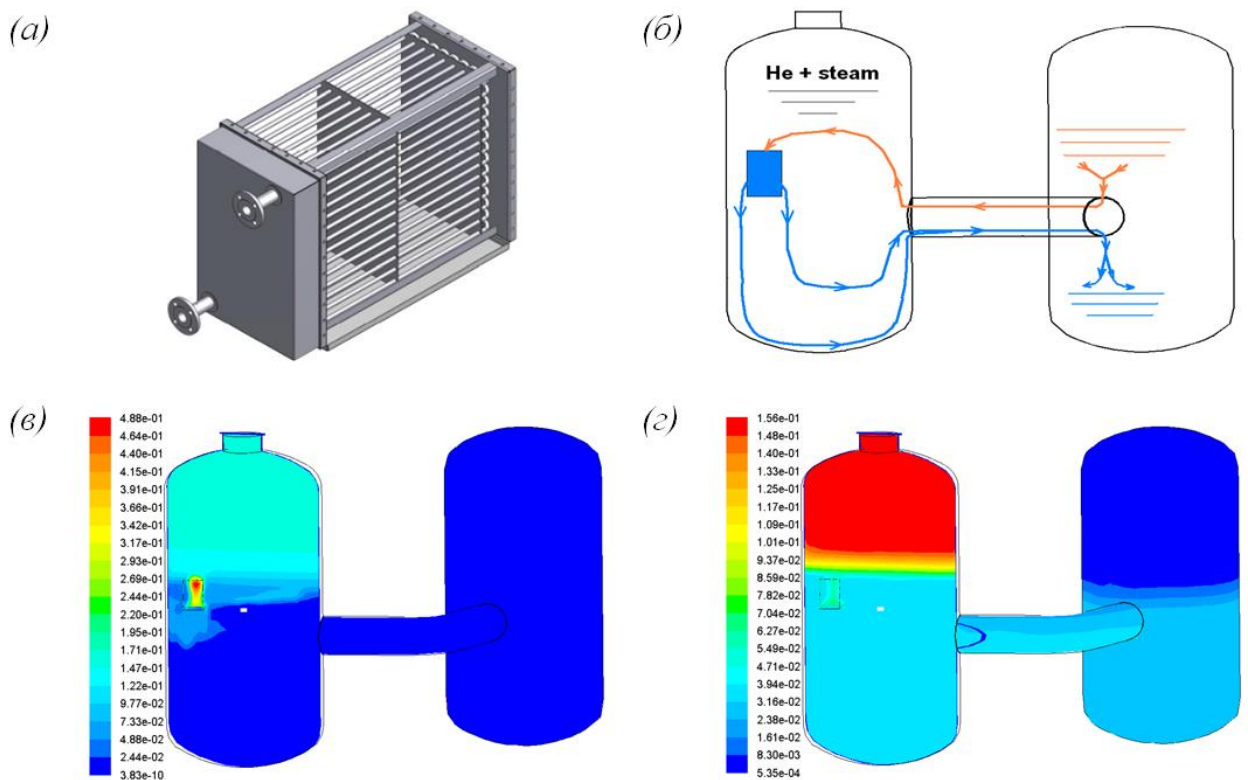


Рис. 3.9. Схематическое изображение конденсатора (а); (б): формирующаяся в результате действия конденсатора-теплообменника картина течения; (в): распределение мольной доли гелия в начальный момент действия конденсатора ($t = 300$ сек. с начала действия); (г): распределение мольной доли гелия на момент 3000 сек. после начала действия конденсатора. В результате действия конденсатора во втором сосуде формируется инверсная стратификация гелия.

Поток, движущийся из сосуда 2 в сосуд 1, разбавляет нижнюю границу стратифицированного облака гелия паром и воздухом из второго сосуда, и поступает внутрь конденсатора, как это изображено на рис. 3.9(б). Результатом такого течения является формирование инверсной стратификации гелия во втором сосуде (максимальная мольная доля гелия достигает 4-5 %, рис. 3.11(г)). В первом сосуде стратификация гелия сохраняется: на момент окончания расчета в верхней части первого сосуда максимальная мольная доля гелия составляет ~ 15 %, что соответствует концентрации гелия в начале действия конденсатора-теплообменника. Стратифицированное облако гелия размывается только ниже уровня, на котором располагается конденсатор, рис. 3.9(в); в нижней части первого

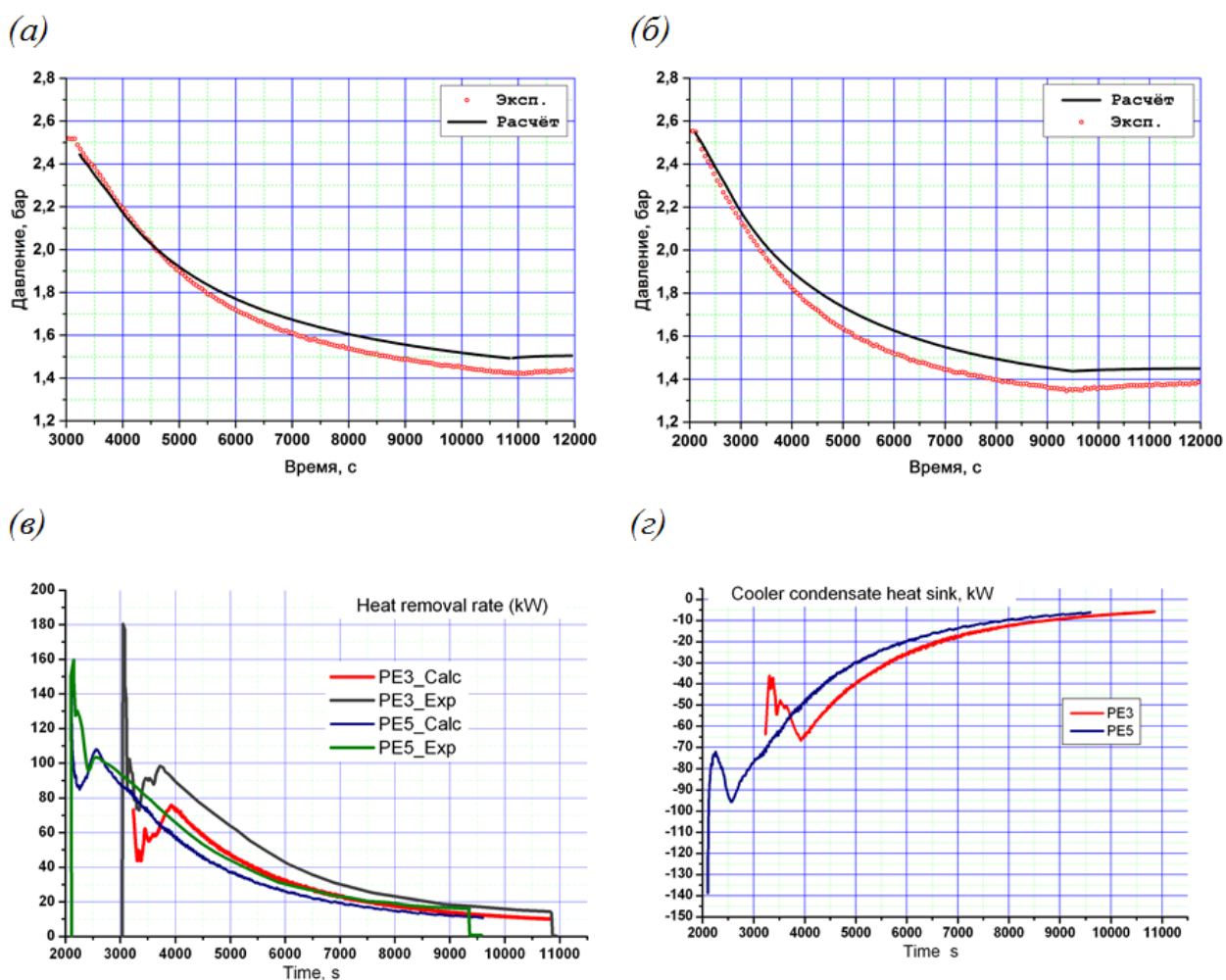


Рис. 3.10. Эволюция давления в эксперименте PE3 (а) и PE5 (б): маркерами представлены экспериментальные данные, линиями – результаты расчетов. (в), (г): мощность КТО;

сосуда на момент окончания расчета мольная доля гелия устанавливается равной 4-5 %, рис. 3.11(б).

На рис. 3.10(а) представлен график эволюции давления во время действия конденсатора (конденсатор начинает действовать примерно с 3000 сек., поэтому временная шкала на графиках смещена на начало четвертой фазы эксперимента). На рис. 3.10(б) приведен график эволюции давления для эксперимента PE5.

В результате конденсации пара и охлаждения смеси давление снижается монотонно от 2,5 бар в момент начала действия конденсатора до 1,4 - 1,5 бар

в конце расчета. При этом скорость снижения давления в первые 1000 сек. равна ~ 40 [Па/с], и затем снижается почти до нуля. Эволюция давления коррелирует с мощностью конденсатора-теплообменника, график которой представлен на рис.3.10 (в). На начальном этапе мощность конденсатора-теплообменника очень большая и в первые 1000 сек. в среднем равна 100 [кВт], что связано с интенсивной конденсацией пара. Далее мощность снижается и достигает 10-20 [кВт] на момент окончания действия конденсатора.

Из графика мощности, представленного на рис. 3.10(в), видно, что математическая модель КТО, описанная во второй главе, в целом, по интегральным показателям, таким как мощность и давление, хорошо воспроизводит данные эксперимента. Однако имеется заметное занижение мощности в расчете, по сравнению с экспериментом, что приводит к завышению давления в расчетах, рис. 3.10(а), 3.10(б).

На рис. 3.11 представлены графики сравнения мольной доли гелия, полученные в расчете и в эксперименте. В расчете наблюдается заметное занижение концентрации гелия в верхней части установки, по сравнению с экспериментом: в эксперименте мольная доля гелия возрастает от 14 % до 20-22 %, в то время как в расчете концентрация гелия остается практически постоянной. В [87] было высказано предположение, что причиной роста концентрации гелия в верхней части сосуда 1 может быть либо конденсация пара на холодных конструкциях установки (подводящие к конденсатору трубопроводы), либо всплытие гелия из области конденсатора (в результате конденсации пара смесь обогащается более легким газом, гелием). Эффективный учет внутренних конструкций показал, что конденсация пара может приводить к росту концентрации гелия (здесь результаты не приводятся). Стоит, однако, отметить, что в аналогичном эксперименте РЕ5 такой аномальный рост концентрации гелия не наблюдается [90]: как и в

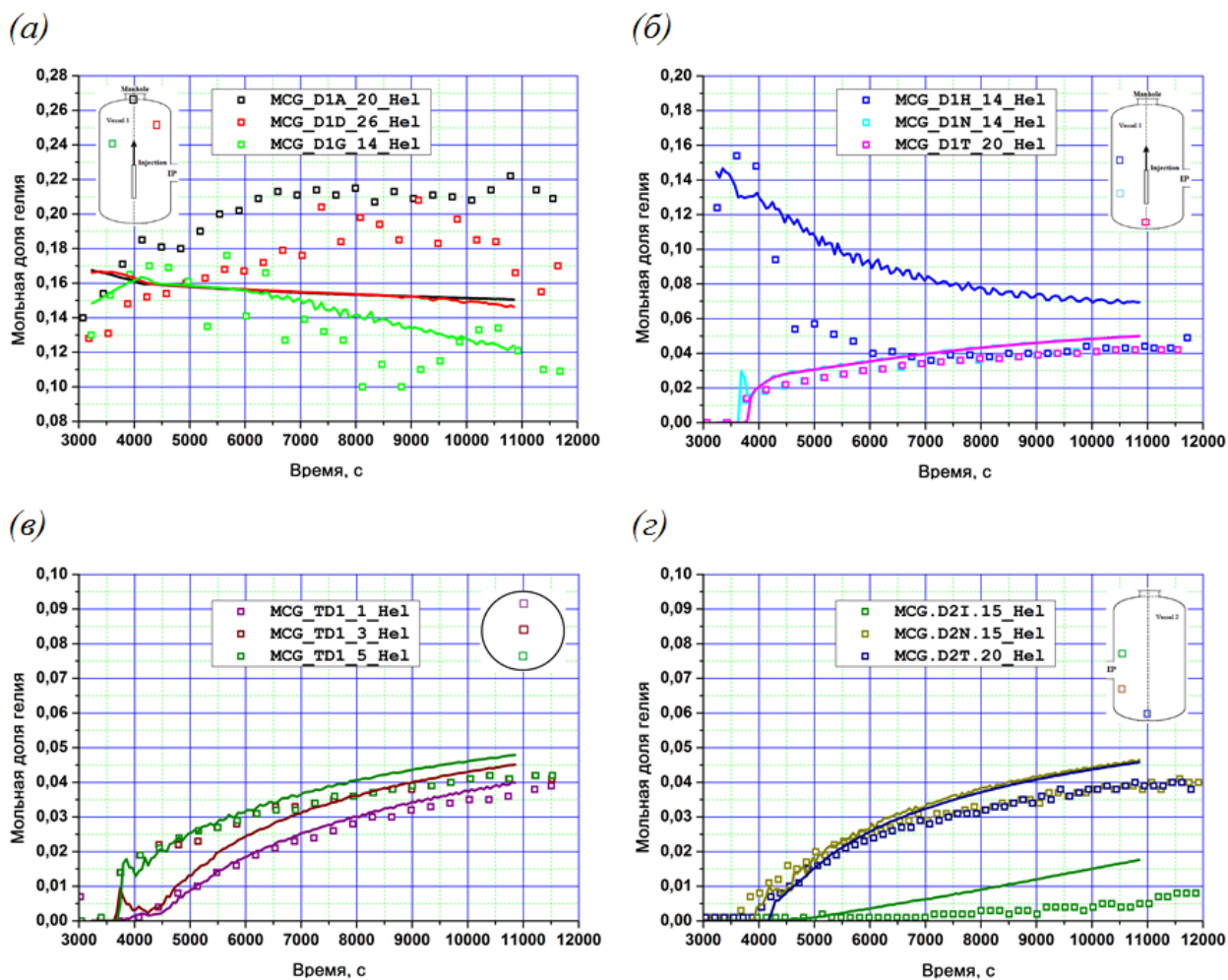


Рис. 3.11. Временная зависимость мольной доли гелия в различных частях установки: в верхней и нижней частях сосуда 1 (а, б), в соединительной трубе (в) и в сосуда 2 (г).

расчете, концентрация гелия в эксперименте остается приблизительно постоянной.

При этом рост концентрации гелия в нижней части сосуда 1 хорошо воспроизводит данные эксперимента, рис. 3.11(б). Получено также хорошее совпадение мольной доли гелия в соединительной трубе, рис. 3.11(в), что говорит о правильном воспроизведении картины перетекания газа между сосудах установки. Во втором сосуде концентрация гелия несколько завышена, по сравнению с экспериментом, рис. 3.11(г), сама тенденция к росту мольной доли гелия в расчете воспроизводится хорошо: за время

действия конденсатора-теплообменника мольная доля гелия возрастает до 4-5 %.

3.2.3. Разрушение стратификации под действием спринклерной системы

Действие спринклерной системы с точки зрения разрушения стратификации легкого газа рассмотрено численно на примере моделирования двух экспериментов, PANDA PE1 [82, 83] и PE2 [84, 85]. Численно исследованы вопросы влияния таких факторов, как угол распыления капель спринклерной системы, начальная скорость и распределение капель по размерам на характер и скорость размытия стратификации. Показано, что в рассмотренных случаях наиболее существенный вклад дают угол распыления капель и их начальная скорость [15, 19, 20].

Эксперименты PANDA PE1, PE2

Аналогично экспериментам PE3 и PE5, на начальных фазах экспериментов PE1 и PE2 (фазы I-III), рис. 3.8, подготавливается смесь требуемого состава: в результате последовательной подачи пара и гелия внутри установки в первом сосуде формируется стратификация гелия, как показано на рис. 3.12(в). Такое распределение смеси используется в качестве начального распределения для четвертой фазы экспериментов, на которой исследуется действие спринклерной системы. На момент начала действия спринклерной системы атмосфера внутри установки в экспериментах следующая: давление составляет приблизительно 2,5 бар (PE1) и 2,6 бар (PE2); в эксперименте PE1 температура смеси и стенок в верхней части первого сосуда установки варьируется в интервале 120-125 °С, в нижней части сосуда 1 и во втором сосуде – в диапазоне 105-110 °С, в эксперименте PE2 температура во всей установке лежит в интервале ~125-130 °С. В верхней части первого сосуда

устанавливается стратификация гелия с максимальной мольной долей ~ 16% в обоих экспериментах.

В обоих экспериментах спринклерная система располагается на высоте 6,9 м от пола установки, внутри первого сосуда на оси симметрии, рис. 3.12(а, б). В эксперименте PANDA PE1 капли воды распыляются по касательной конуса с углом 60° , рис. 3.12(б), в эксперименте PE2 – внутри конуса с углом 30° , рис. 3.12(а). В течение времени действия спринклерной системе расход воды поддерживается постоянным, равным в эксперименте PE1 1 кг/с, в эксперименте PE2 – 0,84 кг/с. Температура капель на выходе из спринклерной системы также постоянна в течение всей фазы и равна 30°C в обоих экспериментах.

Результаты расчетов

Рассмотрим для начала картину течения, которая формируется под воздействием спринклерной системы в эксперименте PE2. В этом эксперименте капли воды распыляются под малым углом 30° , рис. 3.12(а). В расчетах параметры инжектируемых капель (скорость, направление распространения и распределение по размерам) на выходе из спринклерной системы задаются по известной информации о типе форсунки [102, 103]. Характерная скорость $U_p^{(2)}$, которую приобретают капли на выходе из форсунки, определяется по заданному расходу \dot{m}_2 и по ее внутреннему диаметру $d_{noz,2} = 6,4$ мм:

$$U_p^{(1)} = \frac{\dot{m}_1}{\rho_w \pi d_{noz,1} \Delta r}; \quad U_p^{(2)} = \frac{\dot{m}_2}{\rho_w \pi d_{noz,2}^2} \quad (3.3)$$

здесь ρ_w – плотность воды;. Скорость в эксперименте PE2 составляет ~ 25 м/с. Для упрощения анализа скорость задавалась постоянной для всех капель, распространяющихся внутри конуса с углом 30° . Размер капель вычисляется

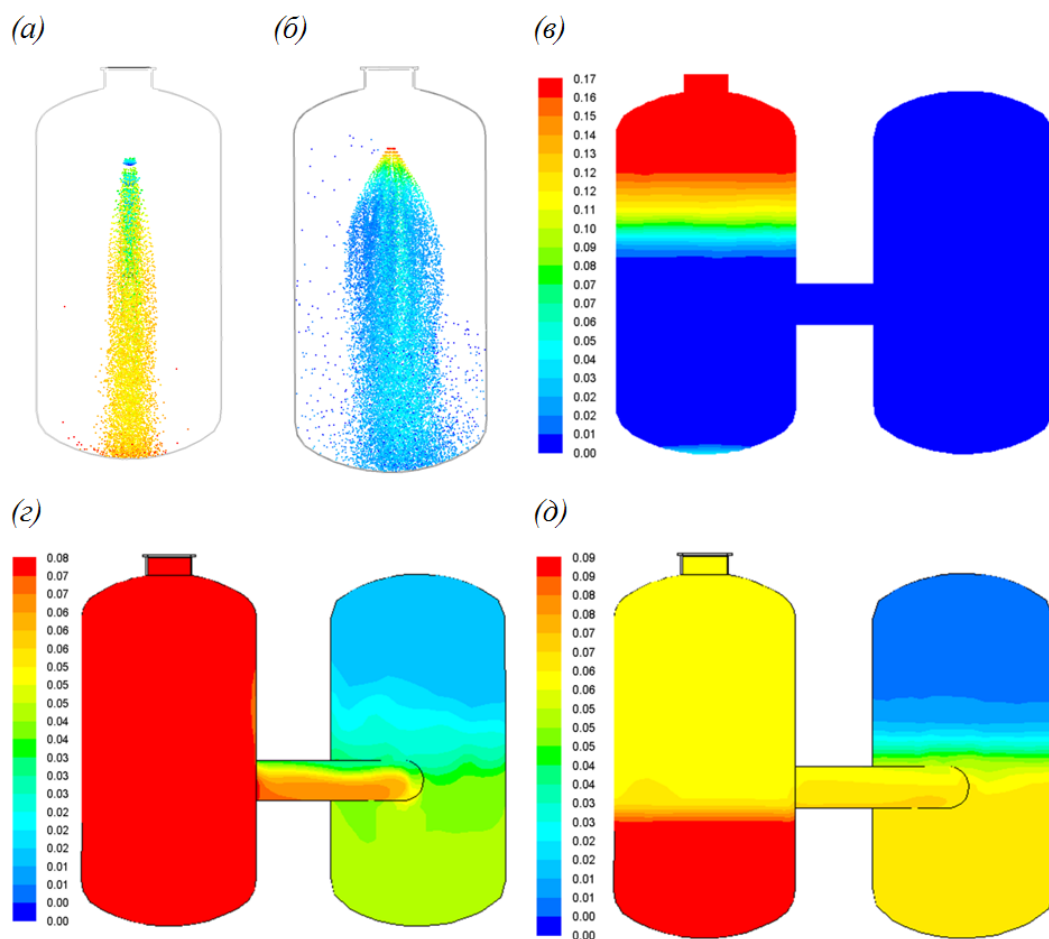


Рис. 3.12. Распределение капель во время действия спринклерной системы в расчетах эксперимента PE2 (а) и PE1 (б). Мольная доля гелия до начала действия спринклерной системы (в), на момент окончания действия спринклерной системы (г) и через 700 сек. после окончания действия спринклерной системы (д)

по среднему диаметру Саутера (Sauter Mean Diameter, SMD) [103], он составляет $\sim 0,55$ мм для эксперимента PE2.

По аналогии с экспериментом PE2 вычисляется начальная скорость капель $U_p^{(1)}$ в эксперименте PE1. В формуле (3.3) Δr – толщина слоя воды, который движется по касательной к конусу с углом 60° (в расчетах эксперимента PE1 капли распыляются в интервале углов от 27° до 33° , отсчитываемых от вертикальной оси). Согласно (3.3) скорость капель $U_p^{(1)}$ составляет ~ 25 м/с для $\Delta r = 1$ мм и $d_{noz,1} = 12,6$ мм, что близко к значению 20 м/с, которое задавалось в [102]. В соответствие с [102,103] средний размер капель в расчетах задавался равным 0,26 мм.

Основным воздействием спринклерной системы на атмосферу внутри ЗО является, во-первых, снижение давления за счет тепло и массообмена между каплями спринклерной системы и газовой средой, во-вторых, перемешивание стратифицированной атмосферы. Здесь рассматривается только второй вопрос, первому вопросу посвящен подраздел в четвертой главе.

Таблица 3.3. Граничные условия для распыляемых капель

Параметры капель	PE1	PE2
Температура, °С	30	30
Расход, кг/с	1	0,84
Скорость, м/с	25	25
Угол распыления α , от вертикальной оси	[27°, 33°]	[0°, 15°]
Диаметр капель, мм	0,26	0,55

Под действием силы трения начальный импульс капель снижается: скорость капель, движущихся вертикально, вдоль оси, падает до 6-7 м/с при достижении днища установки, скорость капель, инжектируемых под углом 30°, - до 3-4 м/с (часть импульса теряется также на взаимодействие с инжекционной трубкой, расположенной на высоте 4 м вдоль оси установки, см. Приложение А). Радиальная составляющая импульса достаточно быстро уменьшается и, начиная с высоты ~ 4 м, капли двигаются вертикально вниз с постоянной скоростью, которая в первую очередь определяется гравитационными силами, рис. 3.5(а).

Импульс, теряемый каплями за счет трения, передается газовой среде, в результате этого скорость газа примерно сравнивается со скоростью падающих капель, ~ 5-6 м/с в нижней части установки. Индуцированный каплями поток приводит к возникновению циркуляционного течения внутри первого сосуда установки, и за достаточно быстрое время смесь однородно

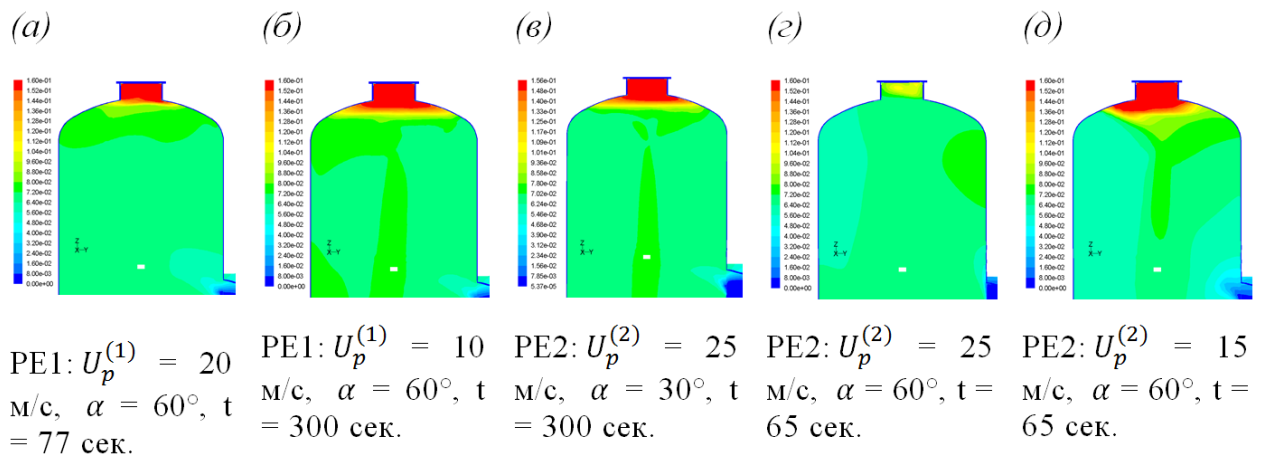


Рис. 3.13. Мольная доля гелия в верхней части первого сосуда в различных расчетах

перемешивается ниже уровня инъекции каплей спринклера. За счет возникновения сдвигового течения на границе оставшегося облака гелия, рис. 3.13(в), стратификация постепенно размывается. При этом время, в течение которого гелиевое облако сохраняется под потолком установки, может длиться достаточно долго: полное перемешивание в расчете достигается через ~ 800 сек.

В результате течения, индуцированного движущимися каплями, охлажденная смесь, обогащенная гелием, перетекает по соединительной трубе из первого сосуда во второй, рис. 3.12(г). Т.к. газ является тяжелым, то во втором сосуде он скапливается в нижней части установки, аналогично экспериментам с работающим конденсатором, и вытесняет газ из верхней части сосуда 2, который начинает перетекать в первый сосуд. В результате этого в соединительной трубе возникает противоточное течение, рис. 3.12(г).

После отключения спринклерной системы перетекание между сосудами продолжается, что приводит к формированию инверсной стратификации в обоих сосудах. На момент окончания расчета мольная доля гелия в нижней части первого сосуда становится равной 9%, в верхней $\sim 6\%$; в нижней части второго сосуда $\sim 5-6\%$, в верхней $\sim 1\%$.

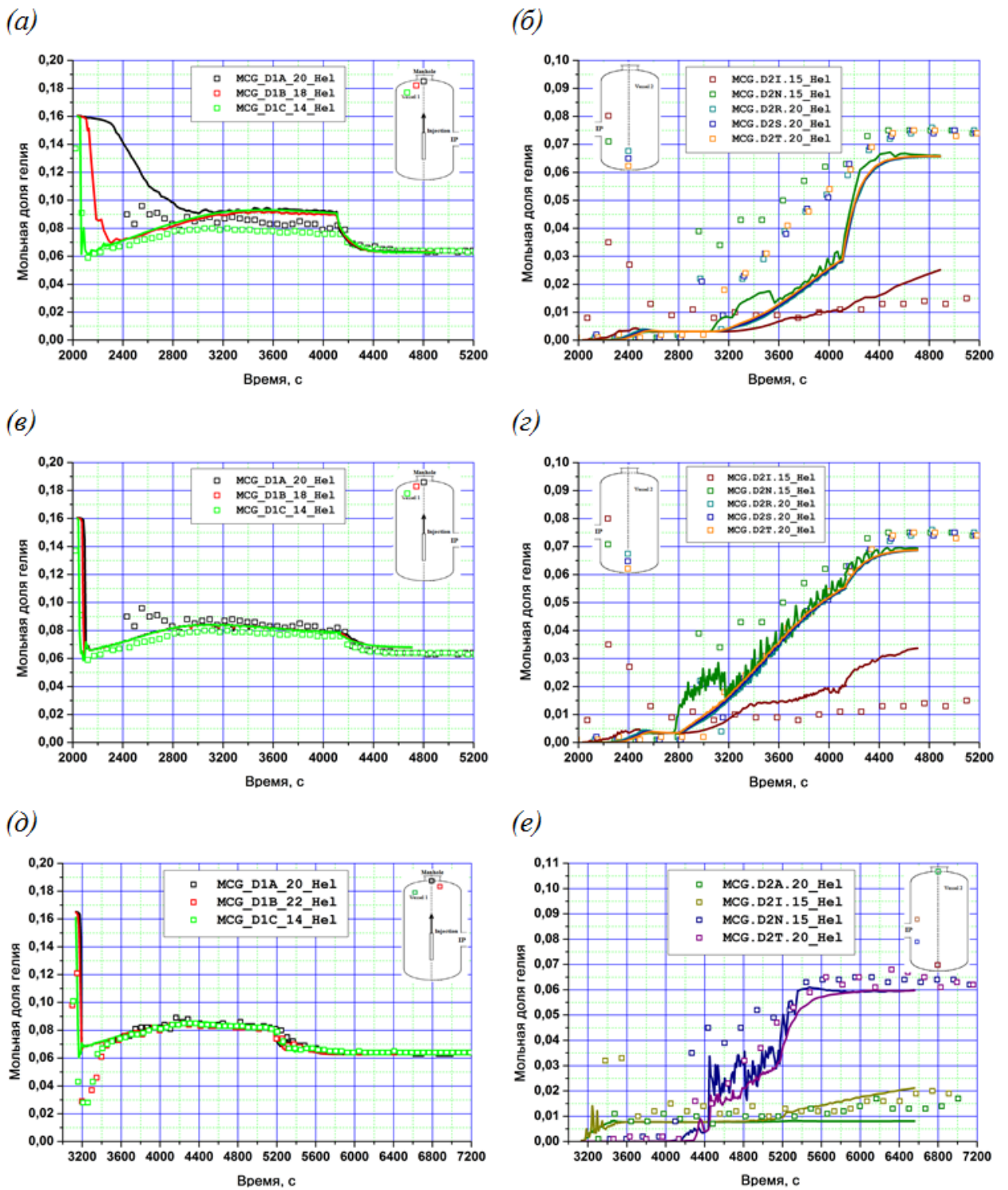


Рис. 3.14. Эволюция мольной доли гелия в экспериментах PE1 (а – сосуд 1; б – сосуд 2; в – сосуд 1, интенсивное перемешивание; в – сосуд 2, интенсивное перемешивание) и PE2 (в – сосуд 1, г – сосуд 2)

На рис. 3.14 (а, б) представлены графики эволюции мольной доли гелия. Из рис. 3.14(а) видно, что облако гелия под потолком размывается постепенно, и в расчете смесь полностью перемешивается только через ~ 800

сек. после начала действия спринклерной системы. Аналогичное поведение наблюдается и в эксперименте, однако однородное перемешивание в эксперименте наступает на 100-200 сек. раньше. На графике рис. 3.14(б) видно, что в расчете несколько занижается концентрация гелия во втором сосуде. Такое занижение может быть связано с тем, что в расчете медленнее размывается стратифицированный слой: из рис. 3.14(в) и 3.14(г) видно, что интенсифицирование перемешивания в первом сосуде (3.14(в)) может существенно улучшить совпадение с экспериментом (3.14(г)).

На рис. 3.13 представлено влияние различных параметров инжекции капель спринклерной системы на перемешивание стратификации гелия под потолком установки: начальной скорости, угла распыления и типа форсунки. Из сравнения рис. 3.13(а) и 3.13(б), а также 3.13(г) и 3.13(д) видно, что при распылении капель под углом 60° для обоих типов рассматриваемых форсунок начальная скорость существенно влияет на скорость перемешивания: с увеличением начальной скорости капель возрастает скорость перемешивания. Сильное влияние на время перемешивания оказывает также угол распыления капель (сравните рис. 3.13(в) и 3.13(г)): с увеличением угла распыления заметно возрастает скорость размытия стратификации. Причиной такого эффекта может быть близость распространения капель спринклерной системы к стенкам. Проведенные расчеты с увеличенным в 2 раза размером установки в радиальном направлении показали, что при аналогичных параметрах инжекции капель ($U_p^{(2)} = 25$ м/с, $\alpha = 60^\circ$) время перемешивания увеличивается [34]. Таким образом, влияние угла распыления в данном случае является следствием специфической конструкции установки.

Расчеты, проведенные с целью анализа влияния распределения капель по размерам, показали, что влияние этого расчетного параметра на время перемешивания – незначительное [15, 34].

Основные выводы по главе 3

Рассмотрены вопросы численного моделирования формирования и разрушения стратификации легкого газа в замкнутом объеме. В пункте 3.1.1 исследована задача формирования стратификации легкого газа в пустом помещении. Согласно [100] заполнение замкнутого объема легким газом может происходить в двух режимах, в зависимости от начального импульса и плавучести инжектируемой струи. На примере моделирования экспериментов РФЯЦ-ВНИИТФ в пустом помещении показано, что эти режимы воспроизводятся в расчетах. Сравнение с результатами численного моделирования формирования стратификации легкого газа в установках большего масштаба показало, что формирование стратификации в установках разного масштаба происходит аналогично.

В пункте 3.1.2 рассмотрен вопрос формирования стратификации в присутствии внутренних конструкций на примере моделирования помещения парогенератора в масштабе 1:10. Показано, что присутствие внутренних помещений существенно усложняет картину течения, при этом в нулевом приближении можно считать, что стратификация газа формируется при тех же условиях, что и в пустом помещении.

В пункте 3.1.3 численно исследован вопрос формирования стратификации легкого газа в связанных помещениях. Показано, что перетекание смеси газов между помещениями может способствовать дестабилизации сформированной стратификации легкого газа. Проведен анализ влияния размеров установки: показано, что условия для дестабилизации стратификации сохраняются на различных масштабах.

Во второй части главы рассмотрены вопросы разрушения стратификации легкого газа. В пункте 3.2.2 численно исследовано разрушение стратификации легкого газа под действием конденсатора-теплообменника и

приведены результаты верификации модели КТО, описанной во второй главе. Во-первых, показано, что конденсатор-теплообменник однородно перемешивает стратифицированную атмосферу ниже уровня его расположения, выше уровня КТО сохраняется область с повышенным содержанием легкого газа. Во-вторых, на примере моделирования экспериментов на установке PANDA показано, что индуцированное КТО течение приводит к формированию инверсной стратификации легкого газа в соседнем помещении.

В пункте 3.2.3 численно исследован вопрос разрушения стратификации легкого газа под действием спринклерной системы: влияние типа форсунки, угла распыления капель и начальной скорости. Показано, что основное влияние на скорость перемешивания оказывает начальная скорость распыляемых капель, угол распыления также способен влиять на скорость перемешивания в зависимости от конфигурации установки. На примере моделирования экспериментов на установке PANDA также показано, что после отключения спринклера формируется инверсная стратификация в обоих сосудах установки.

Достоверность полученных результатов подтверждена сравнением с экспериментами и результатами расчетов, полученными другими кодами. Успешное моделирование особенностей течения в отдельных и связанных помещениях экспериментальных установок демонстрирует реальные возможности CFD как средства детализации картины течения и распределения водорода в ЗО.

Глава 4. Пристеночный и объемный тепло и массообмен

В главе обсуждаются результаты верификации моделей пристеночного и объемного тепло и массообмена. В первой части главы представлены результаты верификации модели пристеночной конденсации. Она является основой для моделирования пристеночного массообмена, в целом, в частности, для моделирования поверхностной химии, которая рассматривается во второй части на примере автокаталитической рекомбинации водорода. В третьей части главы обсуждаются результаты моделирования испарения воды из бака-приямка.

4.1. Верификация модели пристеночной конденсации

Ниже представлены результаты верификации модели пристеночной конденсации на 2-х экспериментах: TOSQAN ISP-47 [104] и PANDA PE1 [83]. В обоих экспериментах конденсация пара исследуется в нестационарных условиях, в присутствии неконденсируемых газов (воздух, гелий). В первом эксперименте (TOSQAN ISP-47) конденсирующая стенка поддерживается при постоянной температуре, поэтому при моделировании этого эксперимента нет необходимости учитывать тепловой поток конденсации, который проявляется в данном случае только как сток массы пара. Особенность второго эксперимента (PE1) заключается в том, что стальная стенка установки, на которой конденсируется пар, может значительно нагреваться (до 20 °C) в течение эксперимента из-за конденсации пара. Поэтому при моделировании этого эксперимента существенную роль играет не только пристеночный массообмен, но и теплообмен от конденсации. Верификация модели в достаточно широком диапазоне давлений, температур (газа и стенки), и составов смеси показала хорошее совпадение расчетов с экспериментом. Эксперименты [104, 83]

выбраны как представительные: модель была также успешно верифицирована на ряде аналогичных экспериментов [81, 87].

Эксперимент TOSQAN ISP-47

Эксперимент на установке TOSQAN (см. Приложение Б) ISP-47 предназначен для моделирования процесса конденсации пара в смесях с различным составом неконденсируемых газов воздуха и гелия, и состоит из последовательности фаз, табл. 4.1, в которых варьируются граничные условия (параметры инъекции и температура стенок). На начальной стадии эксперимента (фазы 1-1a-1b) подготавливается исходная паровоздушная смесь, и исследуются процессы конденсации пара в условиях слабого расхода пара и его совместной с воздухом инъекции. На следующей стадии эксперимента (фаза 2) достигается первое стационарное состояние, в котором масса инжектируемого пара уравнивается его стоком за счет конденсации на холодных стенках. На фазах 3-4 в значительной степени увеличивается расход пара, что приводит к резкому росту давления и, как следствие, переходу к новому стационарному состоянию, в котором большая масса инжектируемого пара приходит в равновесие с пропорционально возросшей массой конденсата на холодных стенках. На следующей стадии эксперимента (фазы 5-6) исследуется процесс конденсации в условиях спада давления, который достигается за счет уменьшения расхода инжектируемого пара и понижения температуры конденсирующей стенки, т.е. увеличения стока конденсата. В результате такого изменения граничных условий достигается третье стационарное состояние, полностью соответствующее первому. На заключительном этапе эксперимента (фаза 7) конденсация пара исследуется в условиях инъекции легкого газа, гелия, по истечении подачи которого достигается четвертое и последнее стационарное состояние (фаза 8).

Табл. 4.1. Сценарий эксперимента TOSQAN ISP-47

Фаза эксперимента	Длительность (сек.)	Описание
1	0-1800	Первая стадия роста давления (инжекция пара)
1a	1800-5000	Стадия подготовки
1b	5000-5600	Стадия подготовки начальной смеси (инжекция паровоздушной смеси)
2	5600-6500	Первая стационарная фаза
3	6500-9500	Фаза резкого роста давления
4	6500-9500	Вторая стационарная фаза
5	9500-12000	Фаза спада давления
6	12000-13000	Третья стационарная фаза
6a	13000-13600	Подготовка смеси (инжекция паровоздушной смеси)
6b	13600-14000	Фаза выдержки
7	14000-14600	Фаза роста давления (инжекция гелия)
8	14600-18000	Четвертая стационарная фаза

Детальное описание начальных и граничных условий приведено в табл. 4.2 и 4.3. Более подробное описание эксперимента можно найти в [104]. Длительность фаз, представленных в табл. 4.1, соответствует интервалам времени, которые были использованы при моделировании (они были рекомендованы расчетчикам), и не соответствуют в полной мере тем временам, которые задавались в эксперименте.

Табл. 4.2. Граничные условия (характеристики инъекции)

Фаза	Средняя	Массовый	Массовый	Массовый
------	---------	----------	----------	----------

эксперимента	температура инжекции (°C)	расход пара (г/с)	расход воздуха (г/с)	расход гелия (г/с)
1	124±3	1,4-1,14 (линейный спад)		
1a	125±3	1,14±0,05		
1b	125±3	1,14±0,05	3,16±0,02	
2	126±0	1,11±0,10		
3	132±0	12,27±0,12		
4	132±0	12,27±0,12		
5	131±0	1,11±0,11		
6	126±0	1,11±0,06		
6a	126±0	1,11±0,06	3,16±0,02	
6b	126±0	1,11±0,06		
7	126±4	1,11-0,89 (линейный спад)		1,03±0,02
8	138±0	0,89±0,08		

Табл. 4.3. Граничные условия (характеристики стенок)

Фаза эксперимента	Средняя температура конденсирующей стенки (°C)	Средняя температура верхней неконденсирующей стенки (°C)	Средняя температура нижней неконденсирующей стенки (°C)
1-2	101,8±1	122±1	123,5±1
3-4	107,8±1		
5-8	101,8±1		

Результаты расчётов

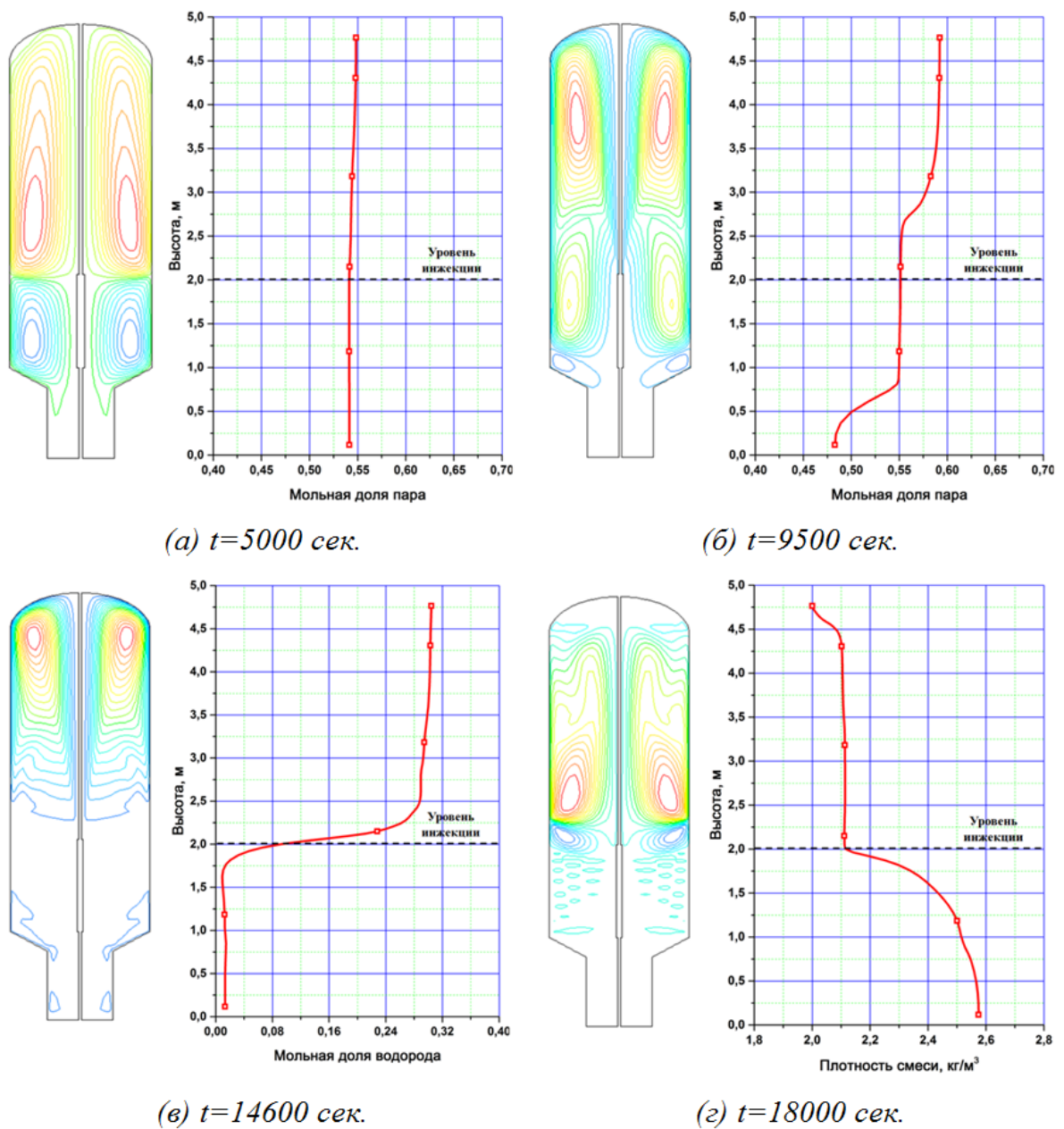


Рис. 4.1. Линии тока (слева от графиков) и вертикальные профили мольной доли пара (а, б), мольной доли гелия (в) и плотности смеси (г) в различные моменты времени

Расчеты эксперимента были проведены в 2-мерной осесимметричной постановке [14, 18, 19]: детальное описание установки, расчетной сетки и ее основные особенности приведены в Приложении Б. Для моделирования эксперимента используются физические модели, которые обсуждаются в

главах 2 и 3. Здесь основное внимание уделяется описанию физических процессов и явлений, которые наблюдаются в расчетах и в эксперименте.

Фазы 1-1a-1b-2. На начальных фазах (первые 6500 сек.) внутри установки инжектируется пар при достаточно низком массовом расходе, на фазе 1b совместно с паром также подается воздух. Вертикальная струя пара формирует циркуляционное течение в верхней части установки, выше уровня инъекции (рис. 4.1, $t=5000$ сек.), которое в свою очередь индуцирует вихревое противоположно направленное течение в ее нижней части. Такое движение газа приводит к практически однородному перемешиванию смеси пар/воздух по всему объему установки (рис. 4.1, $t=5000$ сек., справа – вертикальный профиль мольной доли пара). На фазе 1b совместная подача пара с воздухом приводит к некоторому увеличению объема газа, вовлеченного в верхнее циркуляционное течение (здесь не показано), что связано с более высокой плотностью воздуха по сравнению с паром. Однако характер течения остается тем же. Поэтому на начальных стадиях конденсация пара на всей конденсирующей поверхности происходит примерно в одинаковых условиях: температура, давление, состав – однородны по всему объему установки, и изменяются только во времени.

Давление внутри установки на начальной стадии эксперимента в первую очередь определяется компрессией вследствие инъекции пара: до 3300 сек. давление возрастает практически линейно со скоростью ~ 30 [Па/с]. С момента времени 3300 сек. начинается конденсация пара на холодных стенках. В интервале времени от 3300 сек. до 4000 сек. полный сток конденсата увеличивается монотонно от 0 до $\sim 1,1$ [г/с] и сравнивается с массовым расходом инжектируемого пара, табл. 4.2. Это отражается на эволюции давления (рис. 4.2(б)): с момента времени 4000 сек. кривая давления выходит на плато. На фазах 1b-2 рост давления определяется добавлением неконденсируемого газа (воздуха): скорость конденсации

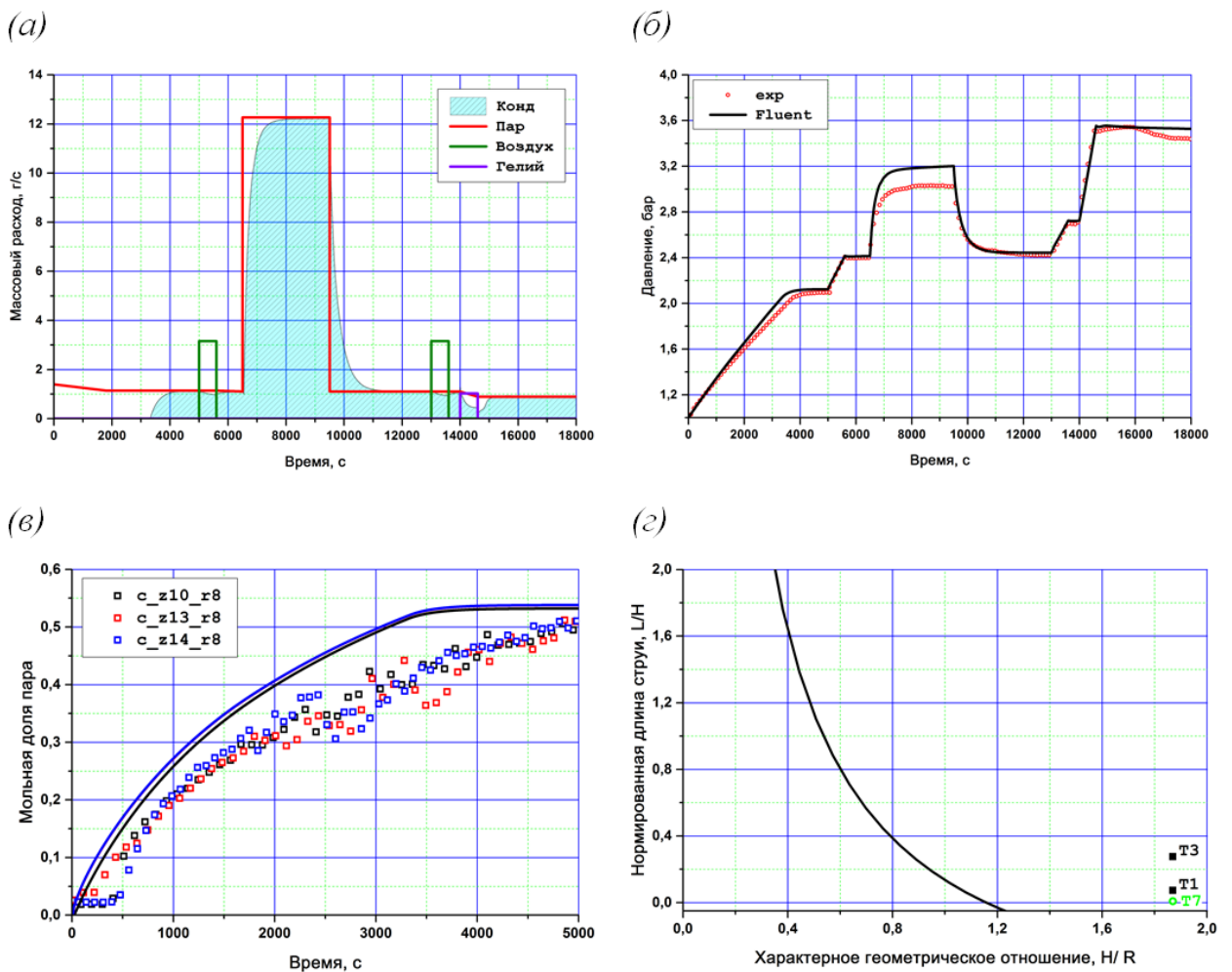


Рис. 4.2. (а): эволюция массового расхода. Заштрихованная область – интегральная скорость конденсации; красная линия - массовый расход пара; зеленая линия – массовый расход воздуха; фиолетовая линия – массовый расход гелия. (б): эволюция давления. (в): Мольная доля пара в локальных точках (маркеры – эксп., линии - расчёт). (г): точки на диаграмме Ханта, соответствующие различным фазам (1, 3, 7)

остается той же $\sim 1,1$ [г/с], давление на фазе 1b возрастает со скоростью ~ 50 [Па/с], на фазе 2 – выходит на новое плато $\sim 2,4$ атм.

Сравнение с экспериментом показывает, что в расчете имеется некоторое завышение давления. В силу того, что парциальное давление пара на начальной стадии (до 3000 сек.) достаточно низкое и конденсации пара происходить не должно, завышение может быть связано с неточным соответствием массового расхода пара в эксперименте и в расчете. Сравнение мольной доли пара в локальных точках показывает, что паросодержание в верхней части установки в расчетах завышено по

сравнению с экспериментом, рис. 4.2(в). Из рис. 4.2(б) видно также, что модель очень хорошо воспроизводит выход кривой давления на плато, при этом расчетные кривые мольной доли пара приближаются к значениям в эксперименте, рис. 4.2(в). Все это указывает на то, что имеющиеся несоответствия с экспериментом, вероятнее всего, связаны с некоторым несоответствием граничных условий в расчете и в эксперименте.

Фазы 3-4. На третьей фазе эксперимента (табл. 4.1) на порядок увеличивается расход пара (с 1,11 [г/с] до 12,27 [г/с]). С увеличением начального импульса инжектируемой струи пара изменяется характер течения (рис. 4.1, $t=9500$ сек.): после столкновения струи с потолком установки поток газа распространяется вдоль боковых стен вплоть до нижней части установки, при этом возникает единое циркуляционное течение, охватывающее весь объем установки за исключением отстойника. В результате перехода от старого режима внутри циркуляционного течения, охватывающего объем установки, возникают два крупных одинаково направленных вихревых потока, приблизительно равных по размеру, рис. 4.1, $t=9500$ сек. Такое течение определяет неоднородный состав смеси внутри установки, и его эволюцию со временем. По составу смеси объем можно разделить на 3 основные части. 1) На расстоянии ~ 60 см от инжекционного отверстия и выше формируется относительно однородный объем с максимальной концентрацией пара. 2) На расстоянии ~ 60 см от инжекционного отверстия и ниже, вплоть до отстойника, формируется область с пониженным содержанием пара (по сравнению с верхней областью). Состав смеси в этой области в первую очередь определяется нисходящим потоком, который обеднен паром вследствие конденсации. По этой причине паросодержание в этой области ниже. 3) В области отстойника движение практически отсутствует, поэтому состав смеси здесь примерно соответствует составу, который образовался на предыдущих фазах.

Т.к. кроме расхода изменяется также температура инъекции и температура конденсирующей поверхности, то система переходит в новое стационарное состояние. Вследствие увеличения расхода пара увеличивается и массовый поток конденсата на конденсирующей поверхности: от $\sim 1,1$ до ~ 12 [г/с] в течение первых 1000 сек. 3 фазы. При этом резко возрастает давление атмосферы внутри установки (со скоростью ~ 500 [Па/с] в начале фазы 3) и выходит на постоянное значение, начиная с 8000 сек.

В расчетах было получено некоторое завышение давления, по сравнению с экспериментом (до 0,2 атм. при выходе кривой давления на плато), рис. 4.2(б). Такое несоответствие можно интерпретировать по-разному. 1) Т.к. скорость конденсации зависит от состава атмосферы, то несовпадение с экспериментом может быть вызвано плохим воспроизведением в расчетах распределения компонентов смеси. Это в первую очередь определяется моделированием турбулентности. Некоторый вклад могут давать сеточное разбиение, а также размерность задачи. 2) Температура конденсирующей поверхности в эксперименте не может увеличиваться скачком (на 12 °С), и, скорее всего, увеличивается постепенно. На более холодной стенке массовый сток конденсата должен быть больше, следовательно, давление – ниже. 3) Применимость выражения для коэффициента массообмена, который использовался при моделировании пристеночной конденсации, может быть ограничена в силу ряда причин, т.к. он не является универсальным. В этом случае коэффициент должен быть уточнен. Этот вопрос требует отдельного рассмотрения и в работе не обсуждается. Также следует отметить, что завышение давления было получено рядом авторов, моделировавших этот эксперимент [105].

Фазы 5-6-6a-6b. Характер течения на этих фазах аналогичен фазам 1-1a-1b-2, рис. 4.1, $t=5000$ сек. За ~ 1500 сек. скорость конденсации монотонно снижается от $\sim 12,2$ до $1,1$ [г/с]. Постепенное снижение скорости

конденсации до значения массового расхода приводит к снижению давления: на момент ~ 11000 сек. давление выходит на постоянное значение $\sim 2,4$ атм. Рост давления на фазах 6а-6б связан с подачей неконденсируемого газа (воздуха), этот этап полностью соответствует фазам 1а-1б.

Фазы 7-8. На седьмой фазе совместно с паром внутрь установки инжектируется гелий. В силу того, что плотность гелия гораздо ниже плотности пара и воздуха, то распространение легкой парогелиевой струи определяется в первую очередь силами плавучести, см. главу 3. Гелий, как наиболее легкий газ скапливается в верхней части установки, при этом вытесняет паровоздушную смесь в ее нижнюю часть, рис. 4.1, $t=14600$ сек.: паросодержание в области конденсирующих границ снижается. Поэтому рост давления со скоростью ~ 140 [Па/с] на этой фазе (рис. 4.2(б)) определяется, во-первых (и в основном), инъекцией неконденсируемого газа, гелия, во-вторых, снижением скорости конденсации в связи с вытеснением пара легким газом из области конденсационных границ.

На фазе 8 инжектируемая струя пара распространяется в менее плотной содержащей гелий атмосфере, сформированной на предыдущей фазе. В результате этого струя пара испытывает сопротивление со стороны сил плавучести и, не достигая потолка установки, движется подобно фонтану вниз. Нисходящий поток, в свою очередь, обогащается гелием, становится плавучим, поэтому не может проникнуть ниже фронта стратификации, образованного на предыдущей фазе. В результате такого течения формируется 3 основные зоны с различным составом смеси, рис. 4.1, $t=18000$ сек.: 1) в верхней части установки формируется зона с повышенным содержанием гелия; 2) в средней зоне гелий разбавляется с паром; 3) и, наконец, в нижней части установки гелий отсутствует. В результате разбавления паром со временем плавучесть областей (1) и (2) уменьшается:

объем средней зоны увеличивается (как вниз, так и вверх), а область (1) уменьшается.

Увеличение паросодержания в средней области, а также ее объема приводит к росту скорости конденсации, рис. 4.2(а), которая постепенно сравнивается с массовым расходом пара на данной фазе. Из рис. 4.2(б) видно, что после 16000 сек. в эксперименте происходит плавное падение давления на 0,10-0,15 атм. Такой спад можно объяснить только внезапным ростом массы конденсата пара. Рост конденсата, в принципе, может быть вызван обрушением стратификации в результате возникновения неустойчивости, и поступления пара из нижней части установки. Однако в расчетах такой эффект не наблюдается.

Обсуждение

Верификация эксперимента TOSQAN ISP-47 показала, что модель пристеночной конденсации воспроизводит основные особенности эксперимента. Можно говорить о хорошем совпадении результатов расчета с данными эксперимента. Некоторые расхождения, наблюдавшиеся в расчетах, могут быть интерпретированы с разных точек зрения. Во-первых, показано, что на скорость конденсации существенно влияет характер течения, который определяет перераспределение смеси внутри рассматриваемого объема установки. Установление стратификации легкого газа и вытеснение пара может существенно снижать скорость конденсации, практически до полного прекращения. Воспроизведение перераспределения смеси в расчетах в первую очередь определяется моделированием турбулентности, и достоверное моделирование турбулентности позволяет более точно моделировать особенности пристеночной конденсации. Основные трудности при моделировании эксперимента возникают на фазах 3-4, и 8, т.к. на этих фазах происходит смена режима течения, и сама картина течения более сложная, по сравнению с другими фазами. Во-вторых, показано, что скорость

конденсации, а также такие интегральные показатели как давление внутри установки чувствительны к граничным условиям. Завышение давления на начальной стадии эксперимента может быть следствием повышенного массового расхода в расчетах, по сравнению с экспериментом. Также показано, что завышение давления на фазе 3 может быть интерпретировано неточностью задания температуры конденсирующей поверхности.

Эксперимент ERCOSAM PANDA PE1

Эксперимент на установке PANDA (см. Приложение А) PE1 [82, 83] (а также аналогичный эксперимент PE3 [86, 87]) соответствуют сценарию тяжелой аварии на атомной станции, во время которой формируется стратификация водорода под защитной оболочкой. Сценарий эксперимента, представленный на рис 3.8, состоит из трех последовательных фаз (фаза IV действия системы безопасности здесь не рассматривается):

Фаза I: инъекция пара, моделирующая истечение теплоносителя во время аварии.

Фаза II: инъекция гелия (замещающего водород), моделирующая разрушение активной зоны и образование водорода.

Фаза III: стабилизация распределения гелия, моделирующая события после разрушения активной зоны.

На основе представленного сценария, в экспериментах определялись начальные и граничные условия для каждой фазы. За номинальные условия брались значения давления, температуры и состава смеси, соответствующие отмасштабированным значениям этих величин в тяжелой аварии. Согласно этим условиям задавались расходы пара и гелия на фазах I и II, представленные в табл. 4.4.

Табл. 4.4. Начальные и граничные условия в эксперименте PE1

Параметр	Фаза	Значение
Начальное давление	0	~ 2 бар
Начальная температура газа и стенок		105 °С
Начальный состав (воздух/пар)		50/50 об.%
Массовый расход пара	I	74 г/с
Температура пара		140 °С
Длительность фазы инъекции пара		1774 сек. (1794 сек. В эксперименте PE3)
Длительность фазы релаксации	Релаксация	480 сек.
Массовый расход гелия	II	5,3 г/с
Температура гелия		125 °С
Длительность фазы инъекции гелия		350 сек.
Длительность фазы стабилизации	III	500 сек.

Результаты расчётов

На фазе I инжестируемый пар, как газ более легкий по сравнению с окружающей его атмосферой, скапливается в верхней части сосуда 1 установки, образуя стратификацию с относительно большим объемом однородно перемешанной максимальной концентрацией пара. Характер струйного течения и, как следствие, финального распределения определяется возвратными потоками, рис. 4.3, которые охватывают верхнюю половину сосуда 1 установки вплоть до высоты уровня инъекции (см. главу 3). Часть пара, проникающего ниже уровня инъекции, перетекает через соединительную трубу в сосуд 2, образуя в верхней части этого сосуда область с повышенным паросодержанием.

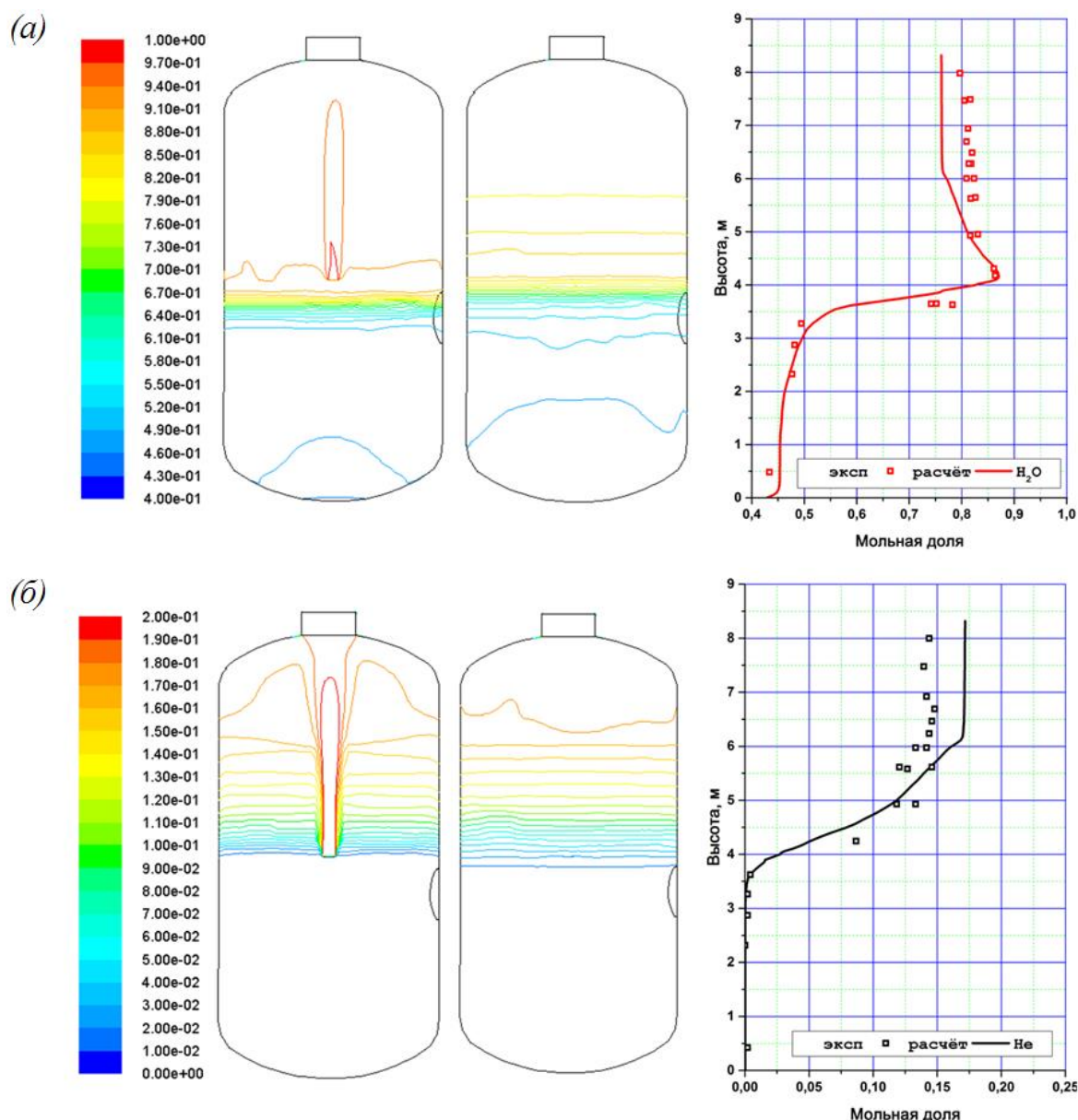


Рис. 4.3. (а): контуры мольной доли пара (в конце первой и третьей фаз, слева), вертикальный профиль мольной доли пара в конце фазы III (справа); (б): контуры мольной доли водорода (в конце второй и третьей фаз, слева), вертикальный профиль мольной доли водорода в конце фазы III (справа).

В результате того что пар скапливается в верхней части сосуда 1, со временем в этой области вблизи холодных стенок пар становится пересыщенным, что приводит к конденсации у холодных стенок. Из графиков эволюции давления, приведенных на рис. 4.4(а, б) видно, что в первые 200 сек. давление возрастает быстрее, чем в последующий интервал времени фазы I. Начиная приблизительно с 250 секунды, скорость роста

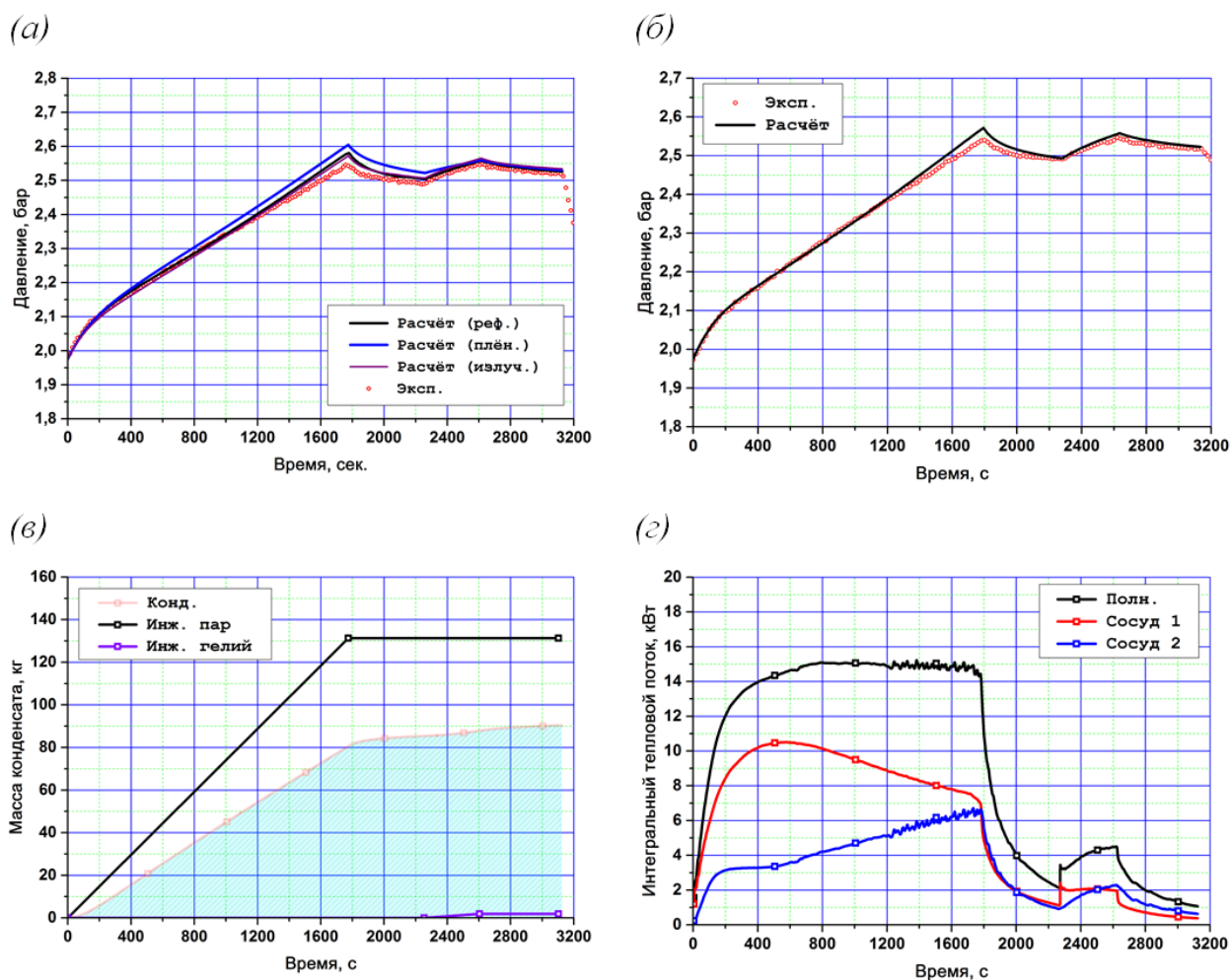


Рис. 4.4. Эволюция давления в экспериментах PE1 (а) и PE3 (б). Линиями представлены результаты расчётов, маркерами – экспериментальные данные. (в): полная масса образующегося конденсата; (г): интегральный тепловой поток на стенках установки. (а): «реф.» - референтный расчёт, «плён.» - расчёт с учетом пленки конденсата, «излуч.» - расчет с учетом теплового излучения [16, 17].

давления остается постоянной и составляет 27-28 [Па/с], что с очень хорошей точностью воспроизводится численными расчетами (рис. 4.4(а)). Спад роста давления частично объясняется конвективным теплообменом с холодными стенками, но в большей степени связан со стоком массы пара в результате конденсации на холодной границе. Анализ влияния теплового излучения на термодинамическое состояние атмосферы внутри установки показал, что радиационный теплообмен также может вносить существенный вклад в эволюцию температуры и давления, в особенности в застойных областях [16, 17].

В рассматриваемом эксперименте вклад радиационного теплопереноса не такой значительный, рис. 4.4(а), но в аналогичных экспериментах на установке PANDA, в которых конденсация пара отсутствует, неучет теплообмена излучением приводит к заметному завышению давления [17]. В реальных условиях ЗО такое завышение может быть еще большим, чем на установках малого масштаба [16].

Конденсация пара происходит практически с самого начала эксперимента, рис. 4.4(в). Постепенно возрастая, скорость конденсации примерно к 300 секунде достигает своего среднего значения ~ 45 [г/с] и далее изменяется относительно слабо, что объясняет линейный рост давления. Теплота конденсации тратится на нагрев стальных стенок и на фазе I составляет приблизительно 100 [кВт], что примерно в 7 раз больше, чем суммарный вклад конвективного теплообмена, рис. 4.4(г). Основная масса конденсата приходится на сосуд 1 установки, однако в результате перетекания части пара в соседнее помещение, начиная примерно с 1200-1300 сек., конденсат начинает скапливаться и в верхней области сосуда 2.

Благодаря конденсации пара температура стенок в верхней области сосуда 1 установки монотонно возрастает на 20-25 °С по сравнению с температурой в начальный момент времени, рис. 4.5(д). В нижней части незначительный рост температуры стенок, рис. 4.5(е), вызван в основном конвективным теплообменом с газом, температура которого несколько возрастает в результате сжатия. Особенность течения, связанная с формированием стратификации пара, и как следствие конденсации только в верхней части установки, приводит дополнительно к образованию четко выраженной температурной стратификации, как газа, так и стенок установки.

Рост температуры стенок приводит к снижению скорости конденсации, которое в эксперименте не наблюдалось, в результате чего рост давления в численном расчете немного увеличивается. Вероятным объяснением может

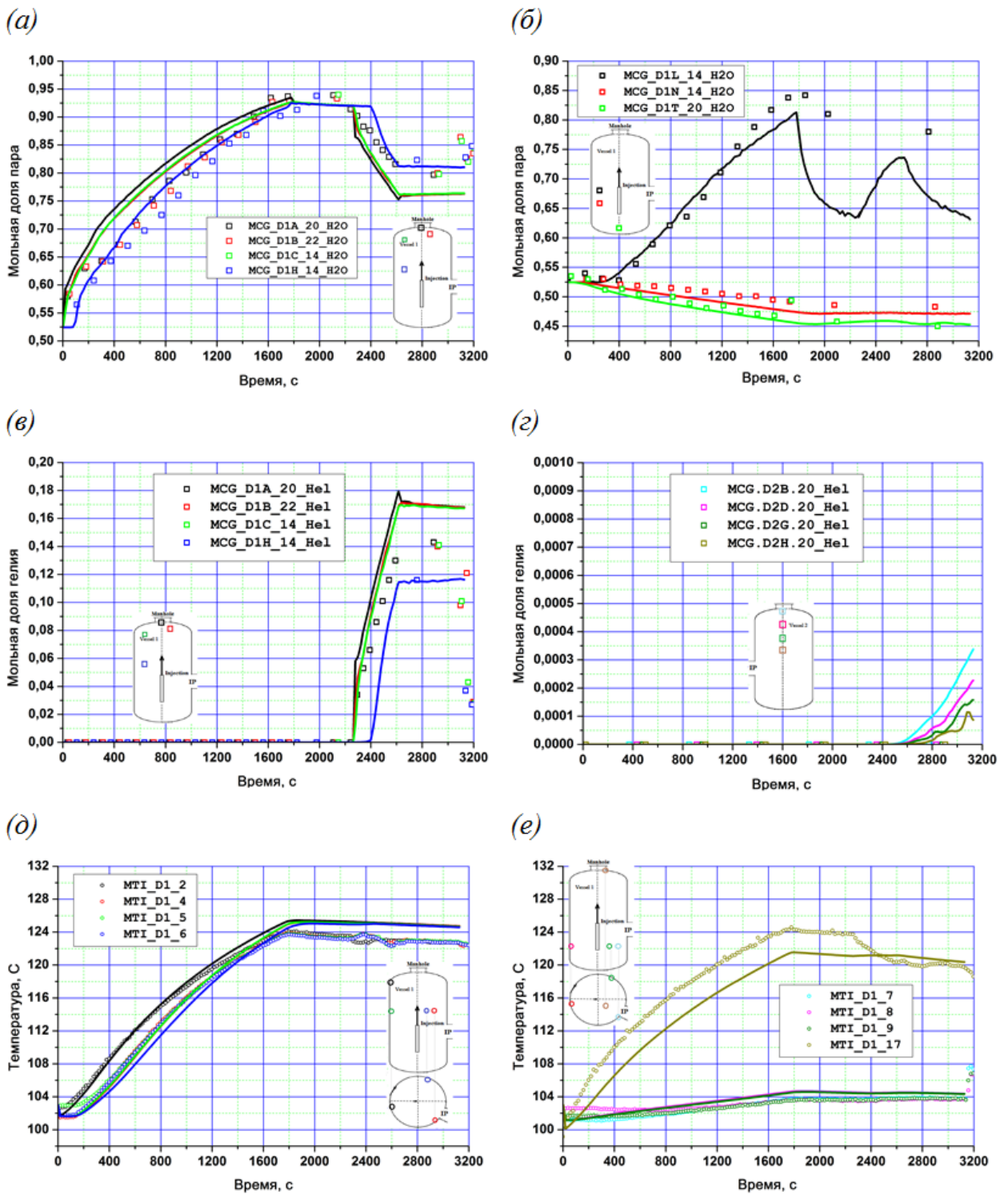


Рис. 4.5. Мольная доля пара в верхней (а) и нижней (б) частях сосуда 1 установки. Мольная доля водорода в верхней (в) и нижней (г) частях сосуда 1 установки. (д), (е): температура стенок.

служить более интенсивное течение пара в соседнее помещение и, как следствие, больший сток массы в сосуда 2 установки.

После прекращения подачи пара конденсация продолжается, но ее скорость начинает спадать, что является основной причиной снижения давления на фазе релаксации, рис. 4.4(а).

После 480 секунд релаксации внутрь установки подается горячий гелий. Аналогично пару гелий имеет меньшую плотность, чем окружающая его атмосфера паровоздушной смеси, поэтому основное влияние на перераспределение гелия оказывают силы плавучести. Однако вследствие того что гелий является гораздо более легким газом, чем пар, то характер заполнения установки гелием на фазе II принципиально отличается от заполнения паром на фазе I (см. главу 3). Возвратное течение, формирующееся после столкновения струи гелия с потолком установки, охватывает относительно небольшой объем ниже потолка и образует однородный слой с максимальной концентрацией гелия, рис. 4.3(б). Дальнейшая инжекция приводит к увеличению объема, занимаемого гелием, поэтому на фазе II наблюдается постепенное продвижение фронта стратификации вниз. В результате такого течения в сосуде 1 формируется стратификация гелия с ярко выраженной слоистой структурой, рис. 4.3(б).

В результате формирования стратификации гелия пар из верхней части сосуда 1 вытесняется, тем самым паросодержание в этой области начинает снижаться, рис. 4.5(а). Уменьшение мольной доли пара приводит к тому, что на фазе II в первом сосуде конденсация практически отсутствует, и основная доля конденсата образуется в сосуде 2. Поэтому на этой фазе температура стенок практически не увеличивается, а асимптотически стремится к постоянной величине, равной 120-125 °С в верхней половине установки и ~ 105 °С в нижней. Особенность возникает в самой верхней части, у потолка, где температура стенок снижается и проявляется совершенно противоположный тренд, чем тот, что был на фазе I. Одной из возможных причин может быть испарение конденсата с поверхности стенок, но т.к. в

исследуемой модели пленка конденсата не моделируется, то такое поведение температуры стенок в расчетах не воспроизводится.

Эксперименты PANDA PE1 и PE3 позволяют верифицировать модель конденсации в относительно небольшом диапазоне изменения давления, и в достаточно широком диапазоне изменения состава смеси. Сравнительный анализ показывает очень хорошее согласие численных расчетов с экспериментальными данными: такой интегральный показатель, как давление атмосферы внутри установки указывает на правильное моделирование стока массы в результате конденсации пара, а хорошее согласие температуры стенок в расчете и эксперименте дает основание полагать, что также верно моделируется и пристеночный конденсационный теплообмен.

4.2. Верификация модели рекомбинации водорода на каталитической поверхности

Ниже приведены результаты верификации модели рекомбинации водорода на каталитической поверхности, описанной в главе 2, на серии экспериментов RECO-3 [106-108]. Этот тест был выбран по причине доступности наиболее полного набора экспериментальных данных в открытой литературе.

Эксперименты RECO-3

Установка RECO состоит из вертикального канала прямоугольного сечения с шириной $D = 46$ мм и глубиной 146 мм, рис. 4.18(а). Высота канала составляет 504 мм ($L_1 + L_2 + L_3$) и по длине делится на три основные области: область рекомбинации, в которой располагаются каталитические пластины ($L_2 = 143$ мм), область входного участка ($L_1 = 181$ мм) и область выходного участка (L_3). В экспериментах RECO-3 в области рекомбинации водорода установлены 4 одинаковые каталитические пластины, сделанные из

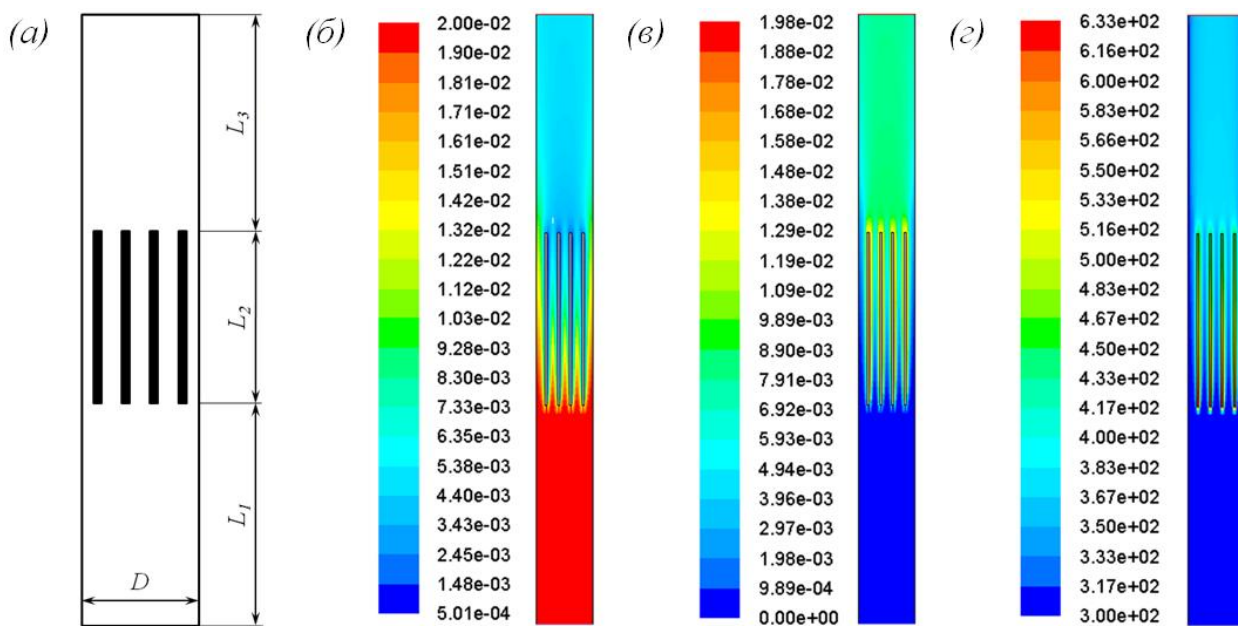


Рис. 4.6. Слева: схематическое изображение расчетной области эксперимента RECO-3 (а). Справа: контуры мольной доли водорода (б), мольной доли пара (в) и температуры (г).

нержавеющей стали и покрытые платиной. Пластины имеют толщину 1,5 мм, высоту – 143 мм (L_2), располагаются на одной высоте, параллельно друг относительно друга, рис. 4.18(а). Расстояние между пластинами составляет 8,5 мм. Для анализа эффективности рекомбинации водорода на каталитических пластинах внутрь канала подается газовая смесь, состоящая из воздуха и водорода, которая в некоторых случаях разбавляется паром или окисью углерода. Эксперимент проводился при различных расходах смеси (0,25, 0,5 и 0,8 м/с), также варьировался состав (мольная доля водорода изменялась в диапазоне от 0,5 до 4 %) и температура смеси (298, 343 и 383 К) на входе в канал.

Результаты расчётов

Результаты расчетов, представленные в этой части главы, получены для задачи в 2-мерной постановке. Физические модели, использованные при моделировании экспериментов, подробно описаны в главе 2, здесь обсуждаются результаты проведенных расчетов. На входе в канал задается

фиксированный состав смеси при заданной температуре и постоянной скорости. На выходе из канала – фиксировано атмосферное давление.

При относительно низких скоростях подаваемой смеси, $< 0,25$ м/с, водород практически полностью рекомбинирует в области каталитических пластин, и на расстоянии $\sim 8-10$ см от входа в каталитический участок его концентрация становится нулевой. Такое поведение характерно для всего исследованного диапазона входного состава (от 0,5 до 5 % мольной доли водорода для водородовоздушной смеси). С увеличением скорости подаваемого газа растет и масса непрореагировавшего водорода: так, при скорости 0,5 м/с доля непрореагировавшего водорода составляет $\sim 8 - 10$ %, а при скорости 0,8 м/с достигает $\sim 20 - 25$ %.

На рис. 4.7(б) представлено сравнение профилей мольной доли водорода на каталитическом участке, полученных в расчетах и в экспериментах: маркерами представлены экспериментальные данные, прерывистыми линиями – результаты моделирования. Расчетные профили, представленные на графике рис. 4.7(б), получены путем усреднения мольной доли водорода по площади сечения проходного канала между центральными пластинами. Из графика 4.7(б) видно, что с ростом скорости повышается доля непрореагировавшего водорода, что хорошо воспроизводится расчетами. Также можно видеть, что характер снижения концентрации водорода вдоль канала между пластинами рекомбинатора в расчете и в эксперименте качественно одинаковый. Наблюдается незначительное занижение средней по площади сечения концентрации водорода на выходе из каталитического участка при наиболее высокой скорости, 0,8 м/с. При этом мольная доля водорода вдоль оси канала согласуется с экспериментом очень хорошо, рис. 4.7(а).

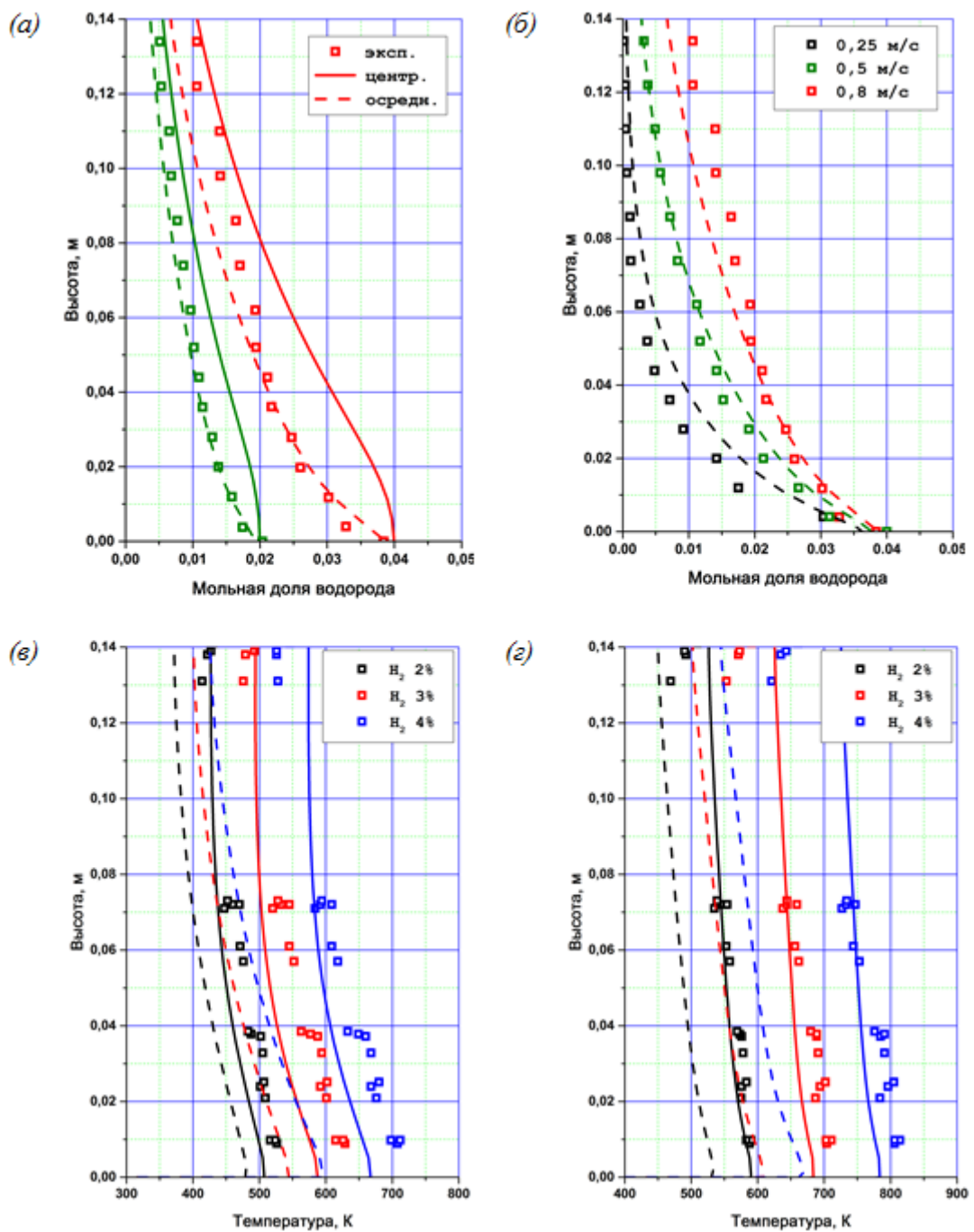


Рис. 4.7. Вертикальные профили мольной доли водорода, (а), (б) (между пластинами рекомбинатора), и температуры поверхности пластины, (в), (г). Слева сверху представлена зависимость от входной концентрации водорода при постоянной скорости 0,8 м/с, 2 %, 4 % (а), справа – зависимость от входной скорости смеси при постоянном составе на входе (4 %), 0,25 м/с, 0,5 м/с, 0,8 м/с. Внизу: профили температуры для различных составов смеси на входе (2 %, 3 %, 4 %) при скорости на входе 0,25 м/с (в) и 0,8 м/с (г). (в), (г): сплошная линия: расчет с адиабатическими стенками, прерывистая линия: расчет с изотермическими стенками.

С ростом скорости подаваемой смеси, а, следовательно, и расхода возрастает энергия, выделяемая в ходе реакции за единицу времени. В результате этого увеличивается и температура каталитических пластин. На рис. 4.7(в) и (г) представлены вертикальные профили температуры каталитической поверхности: маркерами обозначены экспериментальные данные, линиями – результаты моделирования. Из представленного графика на рис. 4.7(в) видно, что при низкой скорости 0,25 м/с температура пластин на входе в каталитический участок достигает ~ 700 К и снижается до ~ 550 К в конце участка. При этом при увеличении скорости подаваемого газа до 0,8 м/с температура пластины возрастает более чем на 100 К, см. рис. 4.7(г).

Температура пластин, полученная в расчетах с адиабатическими стенками, с хорошей точностью воспроизводит результаты экспериментов на входном участке и несколько завышена на выходном участке (рис.4.7(в) и (г), сплошная линия) области рекомбинирования. В случае изотермических граничных условий для кожуха температура занижена по всей длине канала (рис.4.7(в) и (г), прерывистая линия). Для более точного совпадения температуры с экспериментальными данными необходимо напрямую моделировать твердую стенку кожуха канала с заданием граничных условий 3-го рода на внешней границе.

Влияние состава водородовоздушной смеси на входе приведено на графиках 4.7(а) и 4.7(в). На графике 4.7(а) сплошной линией изображен вертикальный профиль мольной доли водорода вдоль осевой линии канала, прерывистой линией – значения мольной доли водорода, усредненные по площади сечения канала между центральными пластинами. Из приведенных графиков видно, что с ростом концентрации водорода на входе в канал на начальном участке возрастает скорость рекомбинации водорода. Это в свою очередь приводит к тому, что с увеличением концентрации водорода на входе увеличивается и разница температуры пластин на входе и на выходе из

каталитической области: так, для мольной доли водорода на входе, равной 4 %, разница температуры составляет более 150 К, для 2 % - приблизительно 100 К, рис. 4.7(в).

4.3. Верификация модели испарения воды из бака-приямка

Модель испарения воды с поверхности бака-приямка была верифицирована на двух экспериментах E-S PANDA PE1 [82, 83] и PE2 [84, 85], в которых исследовалось действие спринклерной системы. Сценарий этих экспериментов коротко описан в п. 3.2.3 и схематически изображен на рис. 3.8 (здесь основное внимание уделено фазе IV). В результате действия спринклерной системы на днище установки скапливается ~ 2 тонны воды (в эксперименте отвод воды не предусмотрен), что, как показал последующий численный анализ экспериментов, существенно влияет на тепло и массообмен с атмосферой и со стенками установки. В первоначальных расчетах эксперимента капли, сталкивающиеся со стенками, установки удалялись из расчета и в дальнейшем не моделировались.

На рис. 4.8 (а, б) представлены графики зависимости давления от времени на фазе IV экспериментов E-S PANDA PE1 и PE2, соответственно. Из представленных графиков видно, что неучет капель спринклера после столкновения капель со стенками установки приводит к заметному занижению давления в расчетах, по сравнению с экспериментом: на конец фазы IV недооценка давления составляет ~ 0,1 – 0,2 атм. При этом численный анализ экспериментов показывает заниженное содержание пара в расчетах, по сравнению с экспериментом. На рис. 4.8(д) представлен график зависимости мольной доли гелия от времени: расчёты показывают завышенное содержание гелия в сравнении с экспериментальными данными.

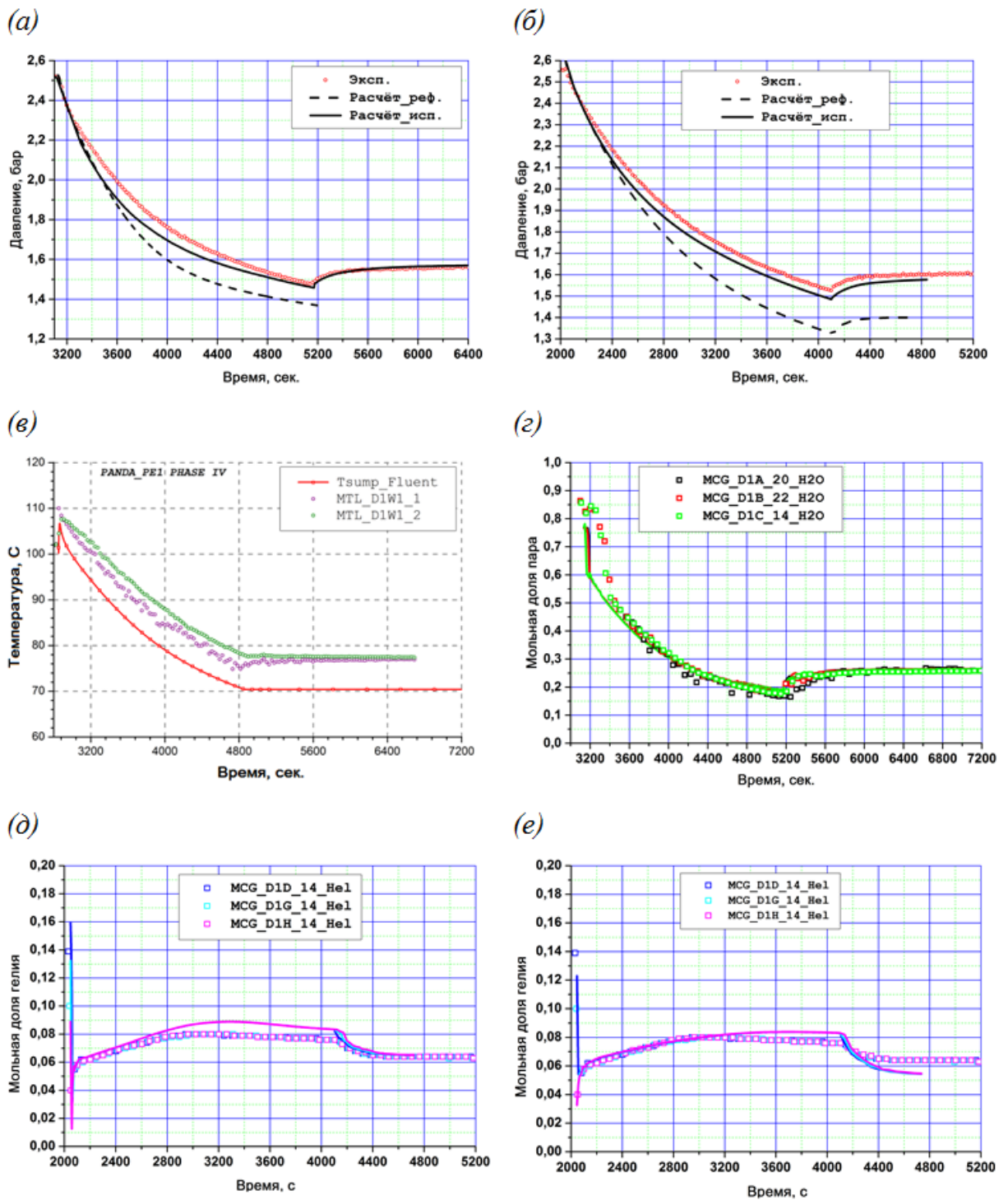


Рис. 4.8. Зависимости от времени на фазе IV в экспериментах E-S PANDA PE1 и PE2: давление (а, б); температура воды в баке-приямке (в); мольная доля пара (г); мольная доля гелия (д, е). Маркерами обозначены экспериментальные данные, линиями – результаты расчётов. На графиках (а, б): прерывистой линией представлены результаты расчёта без учета влияния тепло и массообмена воды из бака-приямка с атмосферой и стенками установки, сплошной линией – результаты с учетом этого явления.

Добавление модели испарения воды с поверхности бака-приямка улучшает совпадение с экспериментами как по интегральным параметрам, таким как эволюция давления (рис. 4.8(а, б), сплошная линия), так и по локальным параметрам – концентрациям компонентов смеси, рис. 4.8(г, е). Из сравнения рис. 4.8(д) и 4.8(е) видно, что с учетом испарения воды из бака-приямка совпадение мольных долей компонентов смеси с экспериментом улучшается. На рис. 4.8(в) представлен график зависимости температуры воды в баке-приямке от времени: маркерами изображены экспериментальные данные, линией – результаты расчёта.

В течение действия спринклерной системы температура воды в эксперименте монотонно снижается на 30-35 °С. В расчетах наблюдается аналогичная тенденция, однако оценка температуры занижена на ~ 5 °С, что отчасти связано с различием в начальном состоянии атмосферы в расчете и в эксперименте: температура воды в баке-приямке на момент начала действия спринклерной системы отличается на ~ 5 °С.

Основные выводы по главе 4

В главе приведены результаты комплексных верификационных исследований процессов пристеночного тепло и массообмена с использованием моделей, описанных во второй главе. В первой части даны результаты верификации модели пристеночной конденсации пара в присутствии неконденсируемых газов на двух многостадийных экспериментах, моделирующих условия ТА внутри ЗО реактора. Получено хорошее согласие с экспериментом, как в случае изотермических конденсирующих стенок, так и в случае сопряженного теплообмена газа с конденсирующими стенками.

Во второй части приведены результаты верификации модели рекомбинации водорода на серии экспериментов RECO-3. Сравнение с

экспериментальными данными показало хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментами во всем варьируемом диапазоне начальных параметров по локальным концентрациям водорода.

В третьей части представлены результаты верификации модели испарения воды с поверхности бака-приямка на двух экспериментах. Показана важность учета этого явления для корректного расчета давления в ЗО.

Таким образом, проведенная верификация на простых и сложных экспериментах продемонстрировала устойчивое воспроизведение результатов экспериментов и хорошее качество моделирования рассмотренных физических процессов.

Заключение

В диссертационной работе на основе единого подхода построены модели пристеночного тепло и массообмена, а также модель теплообмена в гетерогенной среде, ориентированные на трехмерный численный анализ методами вычислительной гидродинамики состояния атмосферы под защитной оболочкой АЭС с водо-водяным реактором в условиях тяжелой аварии. Модели реализованы в виде пакета программ (CoRe) как подключаемая библиотека в среде универсального CFD кода (ANSYS Fluent). Адаптированный CFD код Fluent + CoRe был применен в верификационных исследованиях, посвященных моделированию экспериментов по гидродинамике газовых смесей в сложных физических условиях, проведенных на установках разных размеров. Получен ряд практически важных результатов по формированию и разрушению стратификации легкого газа, моделирующего пар и водород, в отдельном помещении или нескольких связанных между собой, по теплообмену с конденсацией, парокапельным течениям и рекомбинации водорода в ПКРВ.

Результаты работы, выносимые на защиту:

1. Разработана оригинальная модель пристеночного тепло и массообмена CoRe (Condensation and Recombination), которая позволяет моделировать процессы пристеночной конденсации пара в присутствии неконденсируемых газов и рекомбинации водорода на каталитической поверхности.
2. На основе предложенных в работе корреляций для коэффициентов тепло и массообмена разработана оригинальная модель конденсатора-теплообменника, представляющего собой трубчатую конструкцию сложной формы.

3. Построены численные алгоритмы выделения пространственных областей применимости предложенных моделей, позволяющие использовать их в комплексе. Алгоритмы реализованы в виде библиотеки, подключаемой к универсальному CFD коду ANSYS Fluent, и ориентированы на использование в высокопроизводительных вычислительных системах.
4. Приведены результаты численного моделирования новых экспериментов (на установках PANDA, TOSQAN) по водородной безопасности АЭС, посвященные гидродинамике неоднородных газовых смесей. Выполнена валидация расчетов, подтвердившая количественное соответствие результатов численных экспериментов имеющимся экспериментальным данным.

Практическая значимость работы подтверждена исследованиями, посвященными оценке применимости разработанных подходов к моделированию событий тяжелой аварии внутри ЗО реактора ВВЭР [12], а также разработанными рекомендациями по постановке серий экспериментов, посвященных исследованию струйных течений и формирования стратификации водорода [13].

Приложение

Приложение А. Установка PANDA

Экспериментальная установка PANDA [109] – крупномасштабная установка, расположенная в PSI^{§§§}, которая использовалась в последние годы для исследования пассивных систем отвода тепла, разрушения стратификации, перемешивания газов и явлений, происходящих внутри ЗО для различных реакторных установок следующего поколения, а также современных легководных реакторов.

В расчётных тестах, представленных в диссертационной работе, использована только часть установки: 2 сосуда давления с дополнительными внутренними конструкциями, рис. П1. Существенная для рассматриваемых задач часть установки состоит из двух практически идентичных сосудов давления высотой ~ 8 м с полным внутренним объемом ~ 89,9 м³ каждый. Сосуды имеют цилиндрическую форму в центральной области, с краев замкнуты искривленной поверхностью, соединены между собой изогнутой трубой метрового диаметра. Стенки сосудов сделаны из нержавеющей стали, их толщина варьируется в зависимости от высоты, и в среднем составляет 20 мм. Снаружи установка теплоизолирована.

Для вдува газов внутрь установки имеется инъекционная трубка. В экспериментах проекта E-S она располагается в первом сосуде, вдоль оси симметрии. Выходное отверстие инъекционной трубы находится на высоте 4 м от днища установки, ее внутренний диаметр составляет 200 м. В части 3.2.1 используется только сосуд 1, а инъекционная труба смещена на ~ 650 мм от оси симметрии. Выходное отверстие располагается на высоте ~ 3 м от днища.

^{§§§} PSI (Paul Scherrer Institute) – Институт Пола Шеррера, Швейцария.

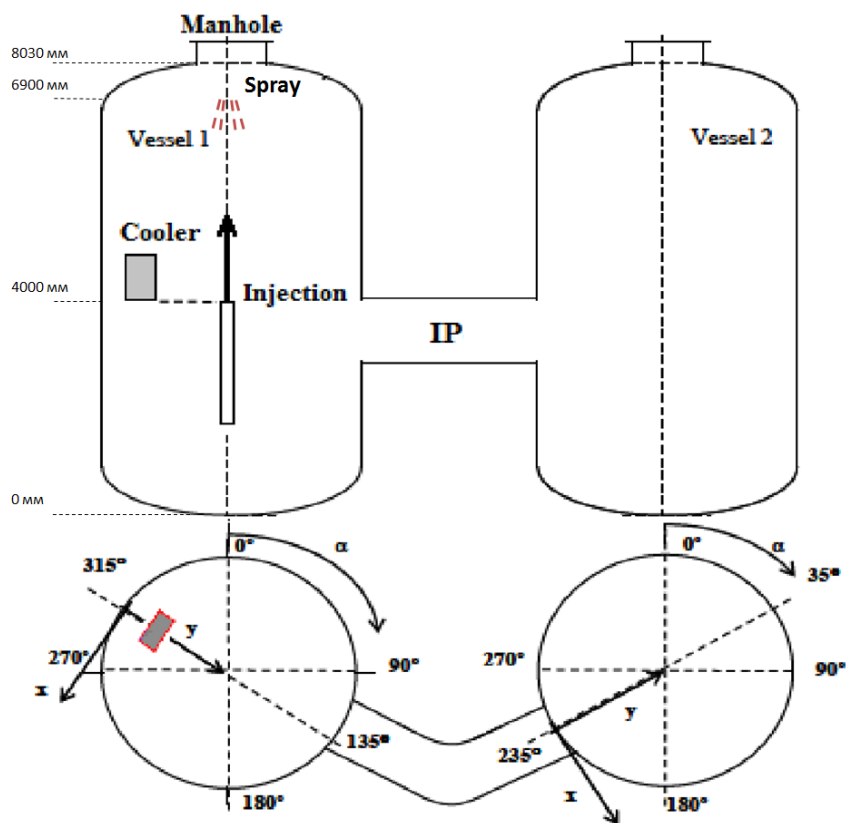


Рис. П1. Схематическое изображение установки PANDA

Для различных целей внутри установки могут помещаться такие конструкции, как конденсаторы-теплообменники, спринклерные системы или устройства ПКРВ. На рис. 1.2 представлено изображение использованного в экспериментах E-S КТО. Геометрические размеры корпуса КТО составляют $\sim 1,0$ м х $0,5$ м х $0,7$ м. Сам конденсатор представляет собой матрицу из 8 змеевиков (вертикальных рядов трубок), каждый ряд состоит из 28 горизонтальных трубок, расположенных в шахматном порядке. Диаметр трубок составляет ~ 15 мм. В экспериментах E-S КТО располагается в первом сосуде, на высоте 4 м, на расстоянии $0,5$ м от стенки, ориентирован, как показано на рис. П1.

Спринклерная система располагается также в первом сосуде, вдоль оси симметрии установки, на высоте $6,9$ м [109].

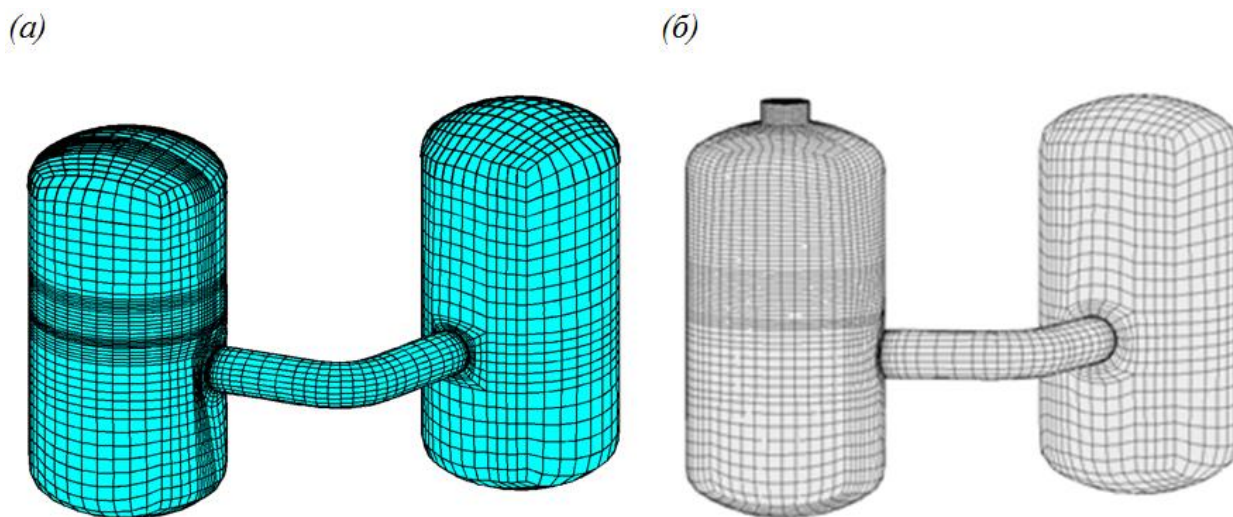


Рис. П2. Внешние границы расчетная область установки PANDA: (а) грубая сетка, (б) подробная сетка

Для численного анализа экспериментов на установке PANDA для нее была построена расчетная область. Расчётная сетка строилась с некоторыми упрощениями геометрии установки. С целью анализа чувствительности результатов к сеточному разбиению используются две сетки: грубая (рис. 1(в)) и подробная (рис. 1(г)). Грубая сетка состоит из $\sim 108\,700$ гексагональных ячеек, $\sim 90\,200$ ячеек относятся к области газа, $\sim 18\,500$ – к области твердых стенок. Стальная стенка толщиной 20 мм моделируется как толстостенная, она разделена на 4 ячейки равной толщины. В грубой сетке не учитывается люк в верхней части первого сосуда, рис. 1(в). Подробная сетка состоит из $\sim 187\,500$ гексагональных ячеек: $\sim 160\,600$ относятся к области газа, $\sim 26\,900$ – к области стальных стенок установки. Инжекционное отверстие, через которое подаются пар и гелий, бралось прямоугольной формы (в эксперименте для вдува газов использовалась цилиндрическая трубка с поперечным сечением в форме круга), располагалось на высоте 4 м от днища. При этом площадь сечения инжекционного отверстия соответствовала экспериментальной (внутренний диаметр инжекционного отверстия – 200 мм).

Приложение Б. Установка TOSQAN

Установка TOSQAN, расположенная в Институте радиационной защиты и ядерной безопасности во Франции (IRSN), предназначена для экспериментального исследования теплогидравлики защитной оболочки водо-водяных реакторов под давлением (PWR) в условиях тяжелой аварии, в частности для задач, связанных водородной безопасностью. Она представляет собой сосуд давления с внутренним объемом $\sim 7 \text{ м}^3$. Внешняя оболочка состоит из двойного слоя нержавеющей стали, внутри которого циркулирует жидкость, способная термостатировать стенки установки. Внутренний объем разделен на две функциональные части, позволяя поддерживать температуру стенок при различной температуре в различных частях установки: в срединной части находится конденсирующая область, а в нижней и в верхней части установки температура стенок поддерживается при постоянной, более высокой температуре, рис. ПЗ(а).

Полная высота установки составляет 4,8 м: высота основного сосуда равна 3,93 м, а высота «отстойника», расположенного в нижней части – 0,87 м. Диаметр цилиндрической области основной части равен 1,5 м, диаметр области отстойника – 0,68 м. На высоте 2,1 м от дна корпуса вдоль оси симметрии располагается выходное отверстие инжекционной трубки, через которую внутрь установки подается газ (пар или гелий). Внутренний диаметр инжекционной трубы составляет 41 мм. Помимо инжекционной трубки, расположенной вдоль оси симметрии имеется также возможность подавать газ через трубку, расположенную под потолком на высоте 4,773 м.

С целью численного анализа экспериментов, проводимых на этой установке были построены 2-мерные и 3-мерные расчётные области, представленные на рис. ПЗ(б) - (г). 2-мерная осесимметричная область, рис. ПЗ(б), построенная для моделирования экспериментов ISP-47 и T114 состоит из 5780 четырёхугольных ячеек. Трёхмерная сетка состоит из 28446

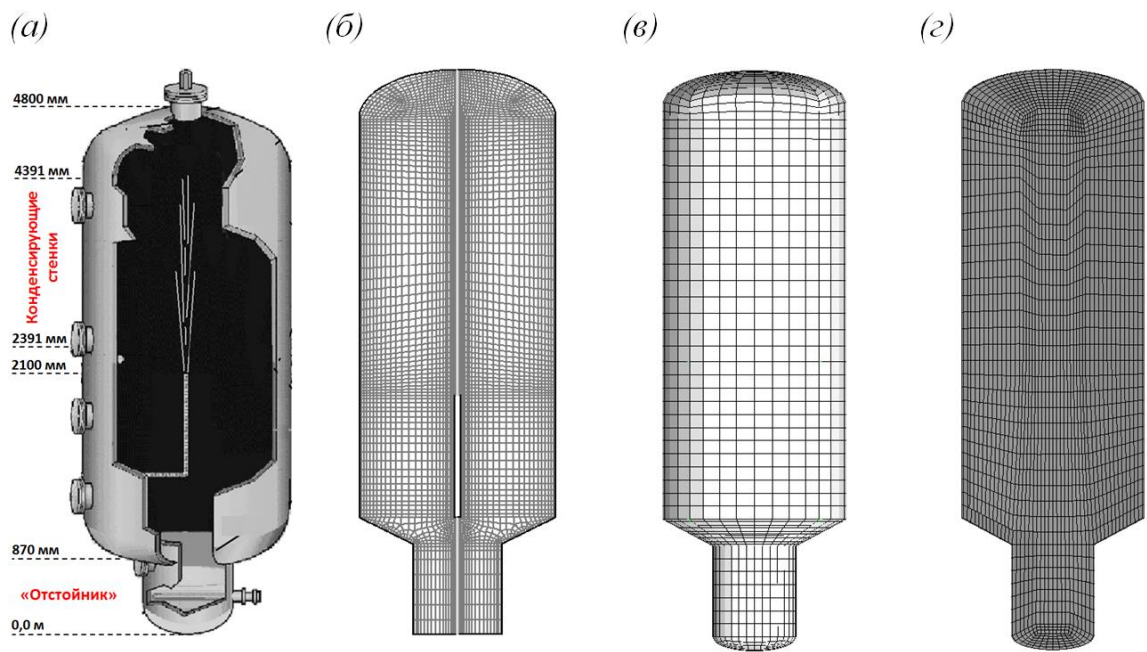


Рис. П3. (а):схематическое изображение установки TOSQAN; (б): двумерная осесимметричная область для эксперимента ISP-47; (в): границы расчётной сетки для эксперимента T-113; (г): расчётная сетка для эксперимента T-113 в вертикальной плоскости сечения.

гексагональных ячеек. С целью анализа чувствительности результатов расчетов к разбиению сетки строилась также более подробная 3-мерная сетка (здесь не представлена).

Литература

1. Большов Л.А., Ядерные аварии: последствия для человека, общества и энергетики, Симпозиум «30 лет аварии на Чернобыльской АЭС», Москва, 2016 г.
2. Микеев А.К., Противопожарная защита АЭС, Энергоатомиздат, 1990 г.
3. Авария на АЭС «Фукусима дайити». Доклад Генерального директора, МАГАТЭ, 2015 г.
4. SOAR on Containment Thermalhydraulics and Hydrogen Distribution, Tech. Report, Prepared by an OECD/NEA Group of Experts, 1999.
5. Assessment of Computational Fluid Dynamics (CFD) for nuclear reactor safety problems, NEA/CSNI/R(2007)13, 2008.
6. ANSYS Fluent 12.0, Theory guide, 2009.
7. TECDOC I. Mitigation of hydrogen hazards in severe accidents in nuclear power plants. – Tech. Rep., IAEA-TECDOC-1661, IAEA, 2011.
8. Paladino D., Guentay S., Andreani M., et al., The Euroatom-Rosatom ERCOSAM-SAMARA projects on containment thermal-hydraulics of current and future LWRs for severe accident management, Proceedings of ICAPP 2012, Chicago, USA, 2012.
9. D. Paladino, G. Mignot, R. Kapulla, S. Paranjape, M. Andreani, E. Studer, J. Brinster and F. Dabbene, “OECD/NEA HYMERES Project: For the Analysis and Mitigation of a Severe Accident Leading to Hydrogen Release Into a Nuclear Plant Containment,” Proceedings of ICAPP 2014, Charlotte, USA, 2014.
10. F. de Cachard, D. Paladino, R. Zboray, M. Andreani, M. Huggenberger, OECD-SETH Project Large-scale Experimental Investigation of Gas Mixing

- and Stratification in LWR Containments, FINAL REPORT TM-42-07-04; ALPHA-07-18-0 (30.04.2007).
11. OECD/SETH-2 Project PANDA and MISTRA Experiments Final Summary Report. Investigation of Key Issues for the Simulation of Thermal-hydraulic Conditions in Water Reactor Containment, NEA/CSNI/R(2012)5, 06-Apr-2012.
 12. НИОКР «Анализ применимости результатов проектов ERCASAM-SAMARA к задачам водородной взрывобезопасности на АЭС с реакторами водо-водяного типа», Государственный контракт от 17.02.2014 № Н.46.43.9Б.14.1038.
 13. НИР «Расчетные исследования для планирования и анализа результатов экспериментов, проводимых РФЯЦ-ВНИИТФ, в части распространения струйных течений, стратификации и критериев воспламенения на основе CFD моделирования и аналитических оценок», Договор № 2015/08/53 от 07.08.2015 г.
 14. Григорьев С.Ю., Филиппов А.С., Щукин А.А., Разработка и верификация модели конденсации для CFD расчетов задач водородной безопасности АЭС, Известия АН. Энергетика, 4(2014), 123-141.
 15. A.Filippov, S.Grigoryev, N.Drobyshevsky, A.Kiselev, A.Shyukin, T.Yudina, CMFD simulation of ERCOSAM PANDA spray tests PE1 and PE2, Nucl.Eng.Des., 299(2016), pp. 81-94.
 16. С.Ю. Григорьев, А.Е. Киселёв, А.С. Филиппов, О некоторых факторах разогрева и теплообмена атмосферы защитной оболочки АЭС, вызванного её наддувом при течи из первого контура в процессе тяжёлой аварии, Известия АН. Энергетика, 6(2016).
 17. Filippov A.S., Grigoryev S.Yu., Tarasov O.V., On the role of thermal radiation in severe accident containment atmosphere: CFD simulation of TOSQAN T114 air-He test, Nucl.Eng.Des., 310(2016), pp. 175-186.

18. A.S.Filippov, S.Y.Grigoryev, O.V.Tarasov, T.A.Iudina, CFD simulation of PANDA and MISTRA cooler tests of ERCOSAM-SAMARA projects, In. Proc. ICONE, July 7-11, Prague, 2014, ICONE22-30557.
19. A.S.Filippov, S.Y.Grigoryev, A.E.Kiselev, O.V.Tarasov, T.A.Yudina, I.V.Ivanov, Complete CFD Analysis of ERCOSAM-SAMARA Exercises: A Step Towards Advanced Modeling of LWR Containment under Severe Accident Conditions, Proceedings of ICAPP 2015.
20. С.Ю. Григорьев, А.С. Филиппов, А.Е. Киселёв, О.В. Тарасов, Т.А. Юдина, Моделирование интегральных экспериментов CFD качества с целью верификации кодов, перспективных в задачах водородной безопасности, Научно-технический семинар «Проблемы верификации и применения CFD кодов в атомной энергетике», Нижний Новгород, 2016.
21. Филиппов А.С., Григорьев С.Ю., Киселёв А.Е., Тарасов О.В., Юдина Т.А., Моделирование поведения среды защитной оболочки АЭС с водородным реактором при тяжёлой аварии, Научно-технический семинар «Проблемы верификации и применения CFD кодов в атомной энергетике», Нижний Новгород, 2016.
22. Michele Andreani, Yan Daqiang, Avinash J Gaikwad, Sunil Ganju, Sergey Grigoryev, Luis Enrique Herranz, Risto Huhtanen, Anton Kanaev, Stephan Kelm, Jongtae Kim, Takeshi Nishimura, Berthold Schramm, Medhat Sharabi, Domenico Paladino, Synthesis of a Blind Benchmark Exercise Based on a Test in the PANDA facility addressing the stratification erosion by a vertical jet in presence of a flow obstruction, Proceeding of CFD4NRS-6, 2016.
23. Pope S. B. Turbulent flows, pp.346-350. – 2001.
24. G.Grotzbach, M.Worner, Direct numerical and large eddy simulations in nuclear applications, Proc. 2nd EF Conference in Turbulent Heat Transfer, UK, 1998, pp. 8(31-48).
25. Bernard, J.P.; Haapalehto, T., Review of turbulence modelling for numerical simulation of nuclear reactor thermal-hydraulics, Report, 1996, p.36.

26. Bestion D., From the Direct Numerical Simulation to System Codes- Perspective for the Multi-scale Analysis of LWR Thermalhydraulics, Nucl.Eng.Tech., 2010, pp. 608-619.
27. Launder B. E., Spalding D. B. Lectures in mathematical models of turbulence. – 1972.
28. Wilcox D. C. et al. Turbulence modeling for CFD. – La Canada, CA : DCW industries, 1998. – T. 2. – C. 103-217.
29. Yakhot V., Orszag S. A. Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory //Journal of scientific computing. – 1986. – T. 1. – №. 1. – C. 3-51.
30. Shih T. H. et al. A new k-epsilon eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows: Model development and validation. – 1994.
31. Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications //AIAA journal. – 1994. – T. 32. – №. 8. – C. 1598-1605.
32. Menter F. R., Egorov Y. The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 1: theory and model description //Flow, Turbulence and Combustion. – 2010. – T. 85. – №. 1. – C. 113-138.
33. L.C. Bereselli, T. Iliescu, W.J. Layton, Mathematics of Large Eddy Simulation of Turbulent Flows, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006.
34. Filippov, A.S., Grigoryev, S.Yu., Tarasov, O.V., Yudina, T.A., IBRAERAN Post-Test Analysis Report, SAMARA/WP5/P2.15/2014-06, ERCOSAM/WP2/P2.15/2014-10, 2014.
35. T. Yudina, A. Filippov, A. Kiselev, A. Bleyer, A. Bentaib, J. Malet, M. Andreani, D. Paladino, S. Guentay, R. Gehr, S. Kelm, H.-J. Allelein, S. Benz, T. Jordan, Z. Liang, T. Popova, HYMIX benchmarking tests: code-to-code comparison, Proceedings of ICAPP 2015.
36. Uchida H., Oyama A., Togo Y., Evaluation of post-incident cooling systems of light-water power reactors, Proceedings of International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, vol.13, pp.93-102, 1965.

37. Tagami T., Interim Report on Safety Assessments and Facilities Establishment Project for June 1965, №1, Japanese Atomic Energy Research Agency, 1965.
38. Kataoka Y., Fului T., Hatamiya S., Nakao T., Naitoh M., Sumida I., Experiments on convection heat transfer along a vertical flat between pools with different temperatures, Nucl.Tech. 99, 386-396, 1992.
39. Murase, M., Kataoka, Y., Fujii, T., Evaporation and condensation heat transfer with noncondensable gas present, Nucl.Eng.Des. 141, 135-143, 1993.
40. Dehbi, A.A., Analytical and Experimental Investigation of the Effects of Non-condensable Gases on Steam Condensation Under Turbulent Natural Convection Conditions. Ph.D. dissertation, M.I.T. Department of Nuclear Engineering, 1990.
41. Liu H., Todreas N.E., Driscoll M.J., An experimental investigation of a passive cooling unit for nuclear plant containment, Nucl.Eng.Des. 199, 243-255, 2000.
42. Peterson P.F., Theoretical basis for the uchida correlation for condensation in reactor containments, Nuc.Eng.Des., 162:301–306, 1996.
43. J.M. Martin-Valdepenas, M.A. Jimenez, F. Martin-Fuertes, J.A. Fernandez Benitez, Comparison of film condensation models in presence of non-condensable gases implemented in a CFD Code, Heat Mass Transfer, 41:961-976, 2005.
44. Collier J.G., Convective boiling and condensation, McGraw-Hill, UK, pp 314–359, 1972.
45. ANSYS CFX-Solver Theory Guide, 2013.
46. Herranz L.E., Anderson M.H., Corradini M.L., Diffusion layer model for steam condensation within the AP600 containment, Nucl.Eng.Des, 183:133–150, 1998.
47. Schefer R. W., Robben F., Cheng R. K. Catalyzed combustion of H₂/air mixtures in a flat-plate boundary layer: I. Experimental results //Combustion and Flame. – 1980. – T. 38. – C. 51-63.

48. Schefer R. W. Catalyzed combustion of H₂/air mixtures in a flat plate boundary layer: II. Numerical model //Combustion and Flame. – 1982. – Т. 45. – С. 171-190.
49. S. Kelm et al., Simulation of the efficiency of hydrogen recombiners as safety devices, International journal of hydrogen energy 38 (2013), p. 8117-8124.
50. S. Kelm et al., Juelich Post-Test Analysis Report, ERCOSAM/WP2/P2.18/2014-12.
51. F. Arnould, E. Bachellerie, M. Auglaire, B. de Boeck, O. Brillard, B. Eckardt, F. Ferroni, R. Moffett, G. van Goethem, State of the art on hydrogen passive autocatalytic recombiner, FR0200284.
52. Smith B. L., Milelli M., Shepel S. Aspects of nuclear reactor simulation requiring the use of advanced CFD models. – 2003. – №. IAEA-TECDOC--1379/CD (SUPPL.).
53. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление Справ. пособие. – Энергоатомиздат, 1990.
54. Dehbi A., Badreddine H. CFD prediction of mixing in a steam generator mock-up: Comparison between full geometry and porous medium approaches, Annals of Nuclear Energy. – 2013. – Т. 58. – С. 178-187.
55. Pattikangas T. et al. Three-Dimensional porous media model of a horizontal steam generator //CFD for Nuclear Reactor Safety Applications (CFD4NRS-3) Workshop. Bethesda, MD. – 2010. – С. 14-16.
56. Hooman K., Gurgenci H. Porous medium modeling of air-cooled condensers //Transport in Porous Media. – 2010. – Т. 84. – №. 2. – С. 257-273.
57. Ashgriz N. (ed.). Handbook of atomization and sprays: theory and applications. - Springer Science & Business Media, 2011.
58. Mimouni S. et al. Modelling of sprays in containment applications with a CMFD code //Nuclear Engineering and Design. – 2010. – Т. 240. – №. 9. – С. 2260-2270.

59. Foissac A. et al. Eulerian Simulation of Interacting PWR Sprays Including Droplet Collisions //Nuclear Technology. – 2013. – Т. 181. – №. 1. – С. 133-143.
60. Guelfi A. et al. NEPTUNE: a new software platform for advanced nuclear thermal hydraulics //Nuclear Science and Engineering. – 2007. – Т. 156. – №. 3. – С. 281-324.
61. Jicha M., Karki K. C., Patankar S. V. Numerical analysis of water spray system in the entrance region of a two-dimensional channel using Lagrangian approach //Numerical Heat Transfer, Part A Applications. – 1994. – Т. 26. – №. 1. – С. 1-16.
62. Babić M., Kljenak I., Mavko B. Simulations of TOSQAN containment spray tests with combined Eulerian CFD and droplet-tracking modelling //Nuclear Engineering and Design. – 2009. – Т. 239. – №. 4. – С. 708-721.
63. Malet J. et al. Achievements of spray activities in nuclear reactor containments during the last decade //Annals of Nuclear Energy. – 2014. – Т. 74. – С. 134-142.
64. Ranz W. E., Marshall W. R. JR, Evaporation from Drops, Part I //Chemical Engineering Progress. – Т. 48. – №. 3. – С. 141.
65. Ranz W. E. Evaporation from drops: Part II //Chem. Engng. Prog. – 1952. – Т. 48. – С. 173-180.
66. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика //М: Наука. – 1986.
67. Versteeg Н. К., Malalasekera W. An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method. – Pearson Education, 2007.
68. Григорьев С.Ю., CFD-моделирование турбулентного всплытия лёгкого газа, Школа Молодых Ученых, Москва, 2013.
69. Jayatilleke C. L. V. The influence of Prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sub-layer to momentum and heat transfer : дис. – University of London, 1966.

70. Darwish M., Sraj I., Moukalled F. A coupled incompressible flow solver on structured grids //Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals. – 2007. – Т. 52. – №. 4. – С. 353-371.
71. Darwish M., Sraj I., Moukalled F. A coupled finite volume solver for the solution of incompressible flows on unstructured grids //Journal of Computational Physics. – 2009. – Т. 228. – №. 1. – С. 180-201.
72. Chen Z. J., Przekwas A. J. A coupled pressure-based computational method for incompressible/compressible flows //Journal of Computational Physics. – 2010. – Т. 229. – №. 24. – С. 9150-9165.
73. Ferziger J. H., Peric M. Computational methods for fluid dynamics. – Springer Science & Business Media, 2012.
74. G. Mignot, S.Paranjape, R. Kapulla, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test protocol for test PE3 cooler test, ERCOSAM/WP3/P3.6C/2012-11.
75. П.Л. Кириллов, Ю.С. Юрьев, В.П. Бобков, Справочник по теплогидравлическим расчетам, 1990г.
76. <http://cfd.mace.manchester.ac.uk/ercoftac/database/cases/case38>.
77. O’Hern T.J., Weckman E.J., Gerhart A.L., Tieszen S.R. and Schefer R.W., 2005. Experimental study of a turbulent buoyant helium plume, J. Fluid Mech., vol. 544, pp.143-171 (2005).
78. Григорьев С.Ю., CFD расчёты экспериментов по водородной безопасности АЭС, Магистерская диссертация, 2013.
79. Симоненко В.А., Крюков В.М., Исходные данные для проведения посттестовых расчетов. Результаты экспериментов БМ-Л2-1 и БМ-Л3-1 в «непрочных» макетах, Снежинск, 2015.
80. N. Drobyshevsky, A. Filippov, S. Grigoryev, O. Tarasov, T. Yudina, IBRAE RAN Pre-test Analysis Report, IBRAE/DEP05/4-2013, 2013.

81. D. Abdo, J. Brinster, R. Tomassian, JL. Widloecher, Quick-Look Report for MISTRA MERCO_0-Steam and MERCO_0 Tests, DEN/DANS/DM2/STMF, 2012.
82. G. Mignot, R. Kapulla, R. Zboray, M. Fehlmann, C. Wellauer, W. Bissels, D. Paladino, Test Protocol for Test PE1 Hollow Cone Spray Test, AN-42-12-02-0, 2012.
83. G. Mignot, R. Kapulla, S. Paranjape, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test Report for Test PE1 Hollow Cone Spray Test, TM-42-12-11-0, 2012.
84. G. Mignot, R. Kapulla, S. Paranjape, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test Protocol for Test PE2 Spray Test with Full Cone Nozzle, AN-42-12-03-0, 2012.
85. S. Paranjape, G. Mignot, R. Kapulla, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test Report for Test PE2 Full Cone Spray Test, TM-42-13-03-0, 2013.
86. G. Mignot, R. Kapulla, S. Paranjape, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test Protocol for Test PE3 Cooler Test, AN-42-12-07-0, 2012.
87. G. Mignot, S. Paranjape, R. Kapulla, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test Report for Test PE3 Cooler Test with Wall Condensation, TM-42-13-10-0, 2013.
88. G. Mignot, R. Kapulla, D. Paladino, S. Paranjape, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, Test Report for Test PE4 Heat Source Test, TM-42-12-09-1, 2012.
89. G. Mignot, R. Kapulla, S. Paranjape, R. Zboray, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test Protocol for Test PE5 Cooler Test, AN-42-12-15-0, 2012.
90. R. Zboray, S. Paranjape, G. Mignot, R. Kapulla, M. Fehlmann, W. Bissels, D. Paladino, Test Report for Test PE5 Cooler Test, TM-42-13-05-0, 2013.
91. The Nuclear Energy Agency/Paul Scherrer Institute Computational Fluid Dynamics Benchmark Exercise. Report NEA/CSNI/R(2016)2 February 2016.

92. Grigoryev S.Yu, Filippov A.S., 2014. Simulation of OECD/NEA—PSI CFD benchmark with FLUENT. Poster session of CFD4NRS-5 workshop, 9-11 Sept. 2014, ETH, Zurich.
93. E. Studer, J. Brinster, I. Tkatschenko, G. Mignot, D. Paladino, M. Andreani. Interaction of a light gas stratified layer with an air jet coming from below: large scale experiments and scaling issues. 3th CFD4NRS Workshop, 14-16 Sept. 2010, Bethesda MD, USA.
94. A.Filippov, N.I. Drobyshevsky, A.N.Shyukin, O.V.Tarasov, Yu.N.Tokarev, T.A.Yudina. Full scale CFD simulation of SETH-2 experiments. SETH-2 seminar 2011, OECD/NEA, Issy-les-Moulineaux, France, 12-13 Sept. 2011.
95. M. Andreani, Simulation of near-wall vertical jets, including the common test in PANDA and MISTRA. SETH-2 Seminar 2011, OECD/NEA, Paris, France, 12-13 September 2011.
96. S. Kelm, M. Ritterath, H.-M. Prasser, H.-J. Allelein, Application of the MiniPANDA test case ‘Erosion of a stratified layer by a vertical jet’ for CFD validation. 5th CFD4NRS Workshop, 9-11 Sept. 2014, ETH, Zurich.
97. Malet, J., Vizet, J., 2008. SARNET Spray Benchmark-Dynamic Part: TOSQAN TEST 113 Code–Experiment Comparison, Tech. Rep., IRSN, France, DSU/SERAC/LEMAC/08-04.
98. M. Kamnev et al., Overview of SPOT Experimental and Analytical Activities with KUPOL, Proceedings of ICAPP 2015.
99. W.D. Baines, J.S. Turner, Turbulent buoyant convection from a source in a confined region, *J.Fluid.Mech.* (1969), vol.37, part 1, pp. 51-80.
100. G.R. Hunt, P. Cooper, P.F. Linden, Thermal stratification produced by plumes and jets in enclosed spaces, *Build.Env.* 36 (2001), pp.871-882.
101. Denisenko VP, Kirillov IA, Korobtsev, SV, Nikolaev II, Hydrogenair explosive envelope behavior in confined space at different leak velocities. In: Proceedings of the third international conference on hydrogen safety, Ajaccio, Corsica, France; 2009 Sep 16e18.

102. Abdo, D., Brinster, J., Norvez, O., Widloecher, J., 2013. Quick-Look Report for MISTRA MERCO 1 Tests: Hollow Cone Spray Tests, CEA, DEN/DANS/DM2S/STMF/LIEFT/RT12-024A.
103. Foissac, A., Malet, J., 2011. Gas Entrainment by One Single PWR Spray – SARNET-2: Elementary Benchmark Specification Report, DSU/SERAC/LEMAC/11-19.
104. Fischer K., Royl P., Heitsch M. et al., International Standard Problem ISP-47 on containment thermal-hydraulics, OECD, 2005.
105. J. Malet, E. Porcheron, J. Vendel, OECD International Standard Problem ISP-47 on containment thermal-hydraulics – Conclusions of the TOSQAN part, Nucl.Eng.Des., 240 (2010), pp. 3209-3220.
106. E.A. Reinecke, J. Boehm, P. Drinovac, S. Struth, Modelling of Catalytic Recombiners: Comparison of RECO-DIRECT Calculations with RECO-3 Experiments, International Conference Nuclear Energy for New Europe 2005.
107. Kelm S., Jahn W., Reinecke E. A. Operational behaviour of catalytic recombiners—experimental results and modelling approaches //Proceedings of the workshop on Experiments and CFD Code Application to Nuclear Reactor Safety (XCFD4NRS), Grenoble, France, 2008.
108. Reinecke E. A. et al. Review of LP&CFD recombiner modelling and experiments: applicability to reactor simulations and open issues //The 3rd European Review Meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2008) Nesseber, Bulgaria, pp. 23-25, 2008.
109. G. Mignot, N. Erkan, R. Kapulla, D. Paladino, S. Paranjape, R. Zboray, M. Fehlmann, C. Fehlmann, W. Bissels, PANDA Facility Description, Technical Report, ERCOSAM/WP3/P3.1/2011-02, TM-42-11-02-2, 2011.