

В.И.МЕЛИХОВ, О.И.МЕЛИХОВ, С.Е.ЯКУШ

**ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛОФИЗИКА
ПАРОВЫХ ВЗРЫВОВ**

**Москва
ИПМех РАН
2020**

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ЛИТЕРАТУРА

В. И. МЕЛИХОВ, О. И. МЕЛИХОВ, С. Е. ЯКУШ

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛОФИЗИКА ПАРОВЫХ ВЗРЫВОВ



Москва
ИПМех РАН
2020

УДК 536.423:621.039

ББК 31.4

М47

Издано при поддержке Российского научного фонда, грант РНФ №18–19–00289 «Стратифицированный паровой взрыв при взаимодействии слоя высокотемпературного расплава с жидким теплоносителем».

Рецензенты:

д.т.н., чл.-корр. РАН Н. А. Прибатурин

д.ф.-м.н., проф. В. Ф. Стрижов

Мелихов В. И., Мелихов О. И., Якуш С. Е. **Гидродинамика и теплофизика паровых взрывов** — М.: Издательство «ИПМех РАН», 2020. — 276 с. — ISBN 978-5-91741-259-7

В книге рассмотрены процессы, протекающие при взаимодействии высокотемпературных расплавов с жидкими охладителями. Приведен обзор основных стадий протекания паровых взрывов при тяжелых авариях на ядерных реакторах, включая предварительное перемешивание, инициирование (триггеринг) и собственно взрыв. Подробно освещена фрагментация струи расплава в глубоком бассейне за счет развития неустойчивости и срыва капель. Рассмотрены экспериментальные данные по паровым взрывам при растекании слоя расплава по дну мелкого бассейна с охладителем, изучены возможные механизмы возникновения области предварительного перемешивания. Рассмотрен возможный механизм взаимодействия за счет захвата пузырьков горячего пара недогретой жидкостью с возникновением кумулятивных струек, ударяющих по расплаву и вызывающих ответные всплески расплава. Рассмотрена теория термической детонации на основе адиабат Гюгонио для многофазной системы. Получены оценки долей участвующих во взрыве расплава и охладителя для стратифицированной конфигурации «расплав–вода» и определены параметры парового взрыва в условиях аварии на парогенераторе реактора со свинцовым теплоносителем.

Книга может представлять интерес для специалистов в области безопасности атомной энергетики, механики многофазных сред, гидродинамики и теплофизики, студентов и аспирантов.

ISBN 978-5-91741-259-7

© В.И.Мелихов, О.И.Мелихов,
С.Е.Якуш, 2020

Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ	7
1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАСПЛАВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ	11
1.1. Паровые взрывы в природе и техногенной сфере	11
1.2. Сценарии взаимодействия расплава с водой при тяжелых авариях на АЭС	14
1.3. Концептуальная схема протекания крупномасштабного парового взрыва	19
1.4. Краткий обзор экспериментальных исследований парового взрыва	23
1.4.1. Эксперименты Сандийской национальной лаборатории (США)	23
1.4.2. Эксперименты FARO (JRC Ispra, Италия)	28
1.4.3. Эксперименты KROTOS (JRC Ispra, Италия)	32
1.4.4. Эксперименты TROI (Южная Корея)	39
1.4.5. Эксперименты ФЭИ (РФ)	47
1.4.6. Эксперименты НПО «Луч» (СССР)	48
1.4.7. Основные выводы по экспериментам	49
1.5. Пленочное кипение в проблеме парового взрыва	50
Литература к главе I	73
2. ФРАГМЕНТАЦИЯ СТРУИ РАСПЛАВА В ОХЛАДИТЕЛЕ	81
2.1. Режимы дробления	81
2.2. Линейный анализ устойчивости струи	87
2.2.1. Устойчивость поверхности струи	87

2.2.2. Фрагментация струй расплава в условиях тяжелой аварии	95
2.2.3. Устойчивость струи расплава, окруженной пленкой пара, в воде	96
2.3. Длина распада струи расплава в условиях пленочного кипения	110
2.3.1. Корреляции для длины распада струи	110
2.3.2. Сравнение моделей с экспериментом	120
Литература к главе 2	122
3. ПЕРЕМЕШИВАНИЕ РАСПЛАВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ КОНФИГУРАЦИИ	127
3.1. Два механизма перемешивания расплава с охладителем для стратифицированных паровых взрывов	127
3.2. Синхронный механизм перемешивания при стратифицированном паровом взрыве	136
3.3. Перемешивание вследствие коллапса паровых пузырьков на поверхности раздела	143
3.3.1. Конденсация пузырька перегретого пара в недогретой воде	144
3.3.2. Влияние начального перегрева пара на динамику процесса	160
3.3.3. Вычисление кинетической энергии жидкости	163
3.3.4. Воздействие воды на поверхность расплава при коллапсе парового пузырька	169
3.4. Сопоставление двух механизмов перемешивания при стратифицированном паровом взрыве	196
Литература к главе 3	198
4. МЕТОД АДИАБАТ ГЮГОНИО ДЛЯ АНАЛИЗА ПАРОВОГО ВЗРЫВА	203
4.1. Детонация горючих газовых смесей	204
4.2. Детонация многофазных смесей	207
4.3. Исследование термической детонации в системе «жидкий свинец–пар–вода» методом адиабат Гюгонио	215
4.3.1. Постановка задачи и математическая модель	215

4.3.2. Процедура построения адиабаты Гюгонио	218
4.3.3. Валидация расчетной программы	220
4.3.4. Параметрический анализ для смеси «свинец– пар–вода»	229
4.3.5. Оценка работы расширения для парогенератора .	239
4.3.6. Возможность применения метода «частичных» адиабат	242
4.4. Определение параметров стратифицированного парово- го взрыва методом адиабат Гюгонио	244
4.4.1. Модель «частичных» адиабат	246
4.4.2. Метод решения	255
4.4.3. Свойства расплава и охладителя	255
4.4.4. Анализ стратифицированного парового взрыва методом «частичных» адиабат Гюгонио	256
Литература к главе 4	265
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	271

ПРЕДИСЛОВИЕ

Быстрые фазовые переходы, в ходе которых происходит резкое увеличение удельного объема системы, встречаются в различных областях техники, в природных явлениях. Как правило, они являются результатом неконтролируемого выделения энергии и контакта высокотемпературных материалов с легко вскипающими жидкостями.

С точки зрения классической термодинамики, фазовый переход первого рода представляет собой изменение агрегатного состояния вещества, происходящее в определенных точках на диаграмме «давление–температура», совокупность которых образует так называемые кривые фазового перехода (кипения, плавления, сублимации). Фазовый переход сопровождается выделением или поглощением соответствующей энергии (скрытой теплоты фазового перехода). С точки зрения механики и теплофизики, однако, важнейшее значение имеет скорость, с которой происходит изменение агрегатного состояния вещества. Переход части выделяющейся энергии в кинетическую энергию и механическую работу расширения вещества может сопровождаться газодинамическими явлениями — распространением ударных волн, разлетом высокоскоростных струй и капель, представляющих собой значительный фактор опасности. Взрывы такого типа относят к «физическим», поскольку их причины не связаны с протеканием экзотермических химических реакций.

Интерес к изучению гидродинамических и теплофизических аспектов взрывных явлений при быстрых фазовых переходах в значительной мере продиктован проблемами безопасности атомной энергетики, в особенности — необходимостью прогноза последствий тяжелых аварий с плавлением активной зоны реактора, выработкой мероприятий по

предотвращению или снижению опасности таких аварий. При развитии тяжелой аварии на АЭС с реакторами на легкой воде типа ВВЭР/PWR вероятен прямой контакт расплава материалов активной зоны реактора (кориума) с теплоносителем (водой) в корпусе реактора или в шахте. При контакте двух жидкостей с существенно различными температурами, когда температура одной из жидкостей значительно превышает температуру кипения другой (например, высокотемпературный расплав материалов активной зоны энергетического реактора и вода или натрий) при определенных условиях возникает быстрое вскипание холодной жидкости, сопровождающееся резким ростом давления и быстрым расширением зоны их термического взаимодействия. Это явление, получившее название «паровой взрыв» (в англоязычной литературе — Steam Explosion или Vapor Explosion), представляет значительную опасность, поскольку может приводить к существенным динамическим воздействиям на конструкции реактора и контейнента и создавать угрозу их целостности. В связи с возможным выходом радиоактивных продуктов деления в атмосферу и вызванными этим катастрофическими последствиями, данное явление активно изучается в ведущих мировых исследовательских центрах, специализирующихся в области безопасности атомной энергетики.

В англоязычной литературе для рассматриваемого взаимодействия горячей и холодной жидкостей широко используется термин Fuel–Coolant Interaction (FCI). Его происхождение связано с тяжелыми авариями на АЭС, когда горячая жидкость представляет собой смесь расплавленного ядерного топлива (Fuel) и металлических компонент (кориум). В качестве холодной жидкости (Coolant), как правило, выступает теплоноситель, имеющий более низкую температуру кипения, чем температура расплава. Такая терминология является достаточно специализированной и относящейся к задачам безопасности атомной энергетики. При более широком рассмотрении горячей жидкостью могут служить расплавы металлов, керамик (имитаторы кориума), либо вещества, вообще не связанные с атомной энергетикой, а в качестве вскипающей жидкости может выступать не только вода, но и другие хладагенты (например, фреон). В отсутствие устоявшихся достаточно общих терминов в данной книге высокотемпературная жидкость называется «расплавом», а вскипающая жидкость — «охладителем».

Изучение паровых взрывов находится на стыке многих наук, как фундаментального, так и прикладного плана. Протекающие процессы теплопередачи и фазовых превращений в условиях существенной нестационарности, фрагментации участвующих во взаимодействии жидкостей, развитии неустойчивостей различного типа, сложны для экспериментального изучения и теоретического описания. В них в полной мере проявляются неопределенности — как внутренне присущие, обусловленные стохастичностью протекающих процессов, так и модельные, связанные с неполнотой знаний и невозможностью описать явления исходя из «первых принципов». Схожие проблемы присутствуют и в других областях знания — турбулентности, многофазных течениях, горении и взрыве. Соответственно, имеющиеся на сегодняшний день публикации по проблеме быстрых фазовых переходов и паровых взрывов включают работы как фундаментального плана, так и инженерной направленности, в которых во главе угла стоит оценка (зачастую — оценка сверху с той или иной долей консервативности) интегральных характеристик взрывов для обоснования безопасности тех или иных технических решений или надежности систем безопасности.

Литература по паровым взрывам достаточно обширна, однако многие результаты содержатся в зарубежных отчетах, в том числе труднодоступных для отечественного читателя. В настоящее время тематика парового взрыва практически не отражена в отечественных монографиях. В какой-то мере предлагаемая книга призвана устранить этот пробел, систематизировать сведения о паровых взрывах, отметить основные достижения в данной области и направления дальнейшего развития исследований. В то же время данная монография не претендует на энциклопедичность, отражая область долговременных научных интересов авторов — развитие математических моделей многофазных течений и их применение к численному анализу паровых взрывов, явлений в тепловыделяющих пористых средах, теоретическому исследованию физических взрывов различной природы. Более фрагментарно затронуты экспериментальные исследования паровых взрывов, представляющие собой самостоятельную, обширную и важную тему, достойную отдельной монографии. Не затронуты и компьютерные коды (общего назначения и специализированные), находящие все более широкое применение для анализа многофазных течений.

В настоящей книге основное внимание уделяется взаимодействию высокотемпературного расплава материалов активной зоны с охладителем в ходе тяжелой аварии на АЭС. В *первой главе* рассмотрены основные физические процессы, сопровождающие возникновение условий для взрывного превращения тепловой энергии расплава в механическую при резком выделении пара вскипающей жидкости, собственно взрыв, и расширение возникающей смеси. *Вторая глава* книги посвящена обзору моделей фрагментации струи жидкого расплава, проникающего в глубокий слой охладителя. Рассмотрены модели различного уровня, от линейной теории устойчивости струй до инженерных соотношений для длины распада струи, сравниваемых с экспериментальными данными. В *третьей главе* проанализированы возможные механизмы возникновения зоны предварительного перемешивания в стратифицированной конфигурации, при растекании слоя расплава по дну мелкого бассейна с охладителем. Наконец, в *четвертой главе* представлено описание паровых взрывов с позиций теории термической детонации на основе адиабат Гюгонио для многофазной системы. Описана модель «частичных» адиабат, учитывающая существенную неоднородность многофазной среды и протекание взрывного превращения энергии в ограниченных фрагментах смеси. Получены оценки долей участвующих во взрыве расплава и охладителя для стратифицированной конфигурации «расплав–вода» и определены параметры парового взрыва при аварии на парогенераторе реактора со свинцовым теплоносителем. *Заключение* книги содержит основные выводы, формулировку направлений дальнейших исследований, а также краткий обзор тематик, которые не вошли в данную монографию, но представляют несомненный интерес, фундаментальную и прикладную ценность.

Авторы выражают признательность своим коллегам и соавторам, общение с которыми на различных этапах способствовало формированию научного взгляда на проблему и реализации возникающих идей. Авторы искренне благодарны рецензентам за конструктивную критику и ценные замечания.

Издание осуществлено при поддержке Российского научного фонда, грант РФФ №18-19-00289 «Стратифицированный паровой взрыв при взаимодействии слоя высокотемпературного расплава с жидким теплоносителем».

Глава 1

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАСПЛАВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ

1.1. Паровые взрывы в природе и техногенной сфере

В атомной отрасли было зафиксировано несколько случаев взаимодействия расплавленного топлива с охладителем на исследовательских реакторах [1, 2]. Первый произошел в 1952 году на канадском реакторе NRX, он был вызван нарушением в системе управления и защиты реактора, что привело к расплавлению топлива и последующему взаимодействию урана с водой/паром, в результате были повреждены трубы, обеспечивающие теплоизоляцию между нагретым теплоносителем и холодным замедлителем. Было сделано предположение, что в результате взаимодействия урана с водой выделился водород и затем произошел взрыв, образовавшейся гремучей смеси (водород–воздух). После этой аварии разрушительный эксперимент произошел в реакторе с кипящей водой BORAX в 1954 году. В этом эксперименте большинство топливных пластин расплавилось из-за повышения мощности, вызванного удалением управляющего стержня, и после контакта расплава с водой реакторный сосуд разрушился из-за повышения давления, которое бы-

ло оценено > 40 МПа. Привод управляющего стержня, весящий около 1 т, был подброшен вверх на 9 метров. В этом случае было сделано заключение, что природа взрыва была тепловой, никаких свидетельств наличия химической реакции обнаружено не было. Последующий анализ показал, что произошла значительная фрагментация топлива.

Серьезная авария, в ходе которой произошел взрыв на исследовательском военном реакторе SL-1, произошла 3 января 1961 года. Из-за удаления управляющего стержня произошло повышение мощности, которое частично расплавilo топливный элемент. Расплавленное топливо перемешалось с окружающей водой, что привело к возникновению парового взрыва с давлением около 70 МПа. Сосуд реактора подскочил на три метра, все соединительные трубы были разрушены, заглушки управляющего стержня были подброшены вверх и вонзились в потолок. Было зафиксировано два смертельных случая из-за воздействия взрывной волны и один смертельный случай, вызванный воздействием радиации и летящих осколков. Расследование показало, что механические воздействия были результатом парового взрыва при контакте расплавленного топлива с водой, мощность которого составила примерно 1% от полной выделившейся в реакторе энергии. Значительные величины давлений, наблюдавшиеся в этой аварии, привели к необходимости проведения экспериментальных исследований для изучения механизма взаимодействия расплава с охладителем.

В 1962 году был произведен разрушительный эксперимент на реакторе SPERT (Idaho, USA) с повышением мощности до 2300 МВт. При этом измеренное давление составило 27 МПа, примерно 35% активной зоны было расплавлено, все 270 топливных пластин были в той или иной степени расплавлены. Последующий анализ показал, что примерно 20 кг металла оказалось фрагментированным, размеры фрагментов составили от ~ 1 мм до нескольких сантиметров. Был сделан вывод о том, что в эксперименте вследствие контакта расплавленного металла с водой произошел паровой взрыв.

Необходимо отметить, что все описанные выше взрывы произошли вследствие роста мощности, и что во всех случаях топливо было металлическим (U или сплав U–Al), а охладителем являлась вода.

Паровые взрывы также происходили в металлургической и бумажной промышленности и при транспортировке сжиженного газа. В [3]

сообщается о случаях попадания расплавленной стали на влажную поверхность или в бассейн с водой, сопровождавшихся значительными разрушениями. В [4] приведены другие примеры взрывов при взаимодействии расплавленных металлов с водой. В одном случае загрузка мокрого лома алюминия в печь привело к взрыву, приведшему к гибели 6 человек, 4 человека были ранены, а стоимость поврежденного имущества составила 1 миллион долларов США. Крупный паровой взрыв произошел на литейном заводе Appleby–Frodigham Steelworks (Великобритания) в 1975 году [5, 6], где 90 тонн расплавленного металла были разбросаны по значительной поверхности после взаимодействия 2.2 м^3 воды с 180 т жидкого металла, находившегося в контейнере. Четыре человека погибли мгновенно во время взрыва, в конечном итоге 11 человек скончались от полученных увечий.

На одном из этапов производства бумаги горячий расплав ($800\text{--}850^\circ\text{C}$), состоящий в основном из карбоната натрия (Na_2CO_3) и сульфида натрия (Na_2S), а также с небольшими добавками сульфата натрия (Na_2SO_4), хлорида натрия (NaCl) и солей калия, дробится струей пара на мелкие капли, которые падают в сосуд с водой и растворяются. Технология требует использования больших масс расплава, поэтому этот процесс весьма опасный. Сосуд, в котором происходит растворение расплава постоянно грохочет, вызывая колебания окружающих сооружений, при определенных условиях возможно возникновение взрыва [7–10]. На протяжении последних 30 лет ежегодно сообщается по крайней мере об одном взрыве на таком производстве в Северной Америке.

Сжиженный природный газ, транспортируемый танкерами, имеет крайне низкую температуру (при атмосферном давлении газ ожигается при $t = -161.5^\circ\text{C}$), поэтому в случае аварийного нарушения герметичности грузовой емкости танкера происходит взаимодействие «холодного» жидкого газа с окружающей «горячей» морской водой (средняя температура 15°C), в результате передачи огромного количества энергии от воды к газу жидкий газ быстро переходит в газообразное состояние [11–13]. В этом случае основная опасность состоит в возможности возгорания при перемешивании газа с воздухом. Отметим, что в этой технической области вместо термина «паровой взрыв» используется термин «быстрое фазовое превращение» (rapid phase transition).

Область возникновения парового взрыва не ограничена техносферой — например, в [14, 15] обсуждается возможность парового взрыва при извержении подводных вулканов; основные положения теории парового взрыва применяются к взаимодействию извергающейся высокотемпературной магмы с окружающей водой; энергетика взрыва в этом случае может значительно возрастать. Отмечается, что известная катастрофа при извержении вулкана Кракатау (1883 г.) может объясняться именно паровым взрывом лавы в морской воде.

1.2. Сценарии взаимодействия расплава с водой при тяжелых авариях на АЭС

Наиболее вероятный сценарий, приводящий к взаимодействию корнума с водой, состоит в следующем (см., например, [16]). На определенной стадии развития тяжелой аварии начинают плавиться тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ), включая как оболочку, так и ядерное топливо. Этот процесс вероятнее всего будет происходить в центральной верхней части активной зоны, где максимальна температура ТВЭЛов. Начальный расплав, скорее всего, будет представлять собой смесь циркония, урана и кислорода, которая в виде капель или ручейков стекает вниз по ТВЭЛам и отвердевает в нижних частях ТВЭЛов, где их оболочка более холодная (рис. 1.1). Процесс аналогичен горению свечи: когда пламя растапливает воск, то он стекает вниз в виде капель или ручейков и затвердевает.

Далее образуются закупорки или пробки из большого количества застывших капель расплава (рис. 1.2).

Дальнейшее развитие этого процесса приводит к формированию застывшей корки расплава, которая служит своеобразным днищем для удержания расплава (рис. 1.3).

В ходе последующей эволюции это образование разрушается, и расплав попадает в нижнюю часть корпуса, где может находиться вода. Тем самым, возникает ситуация, когда может произойти *внутрикорпусной паровой взрыв* (рис. 1.4, слева). Если вода в нижней части реактора отсутствует или взаимодействие расплава с водой не носило взрывной характер, то расплав будет контактировать с днищем шахты, нагревая и

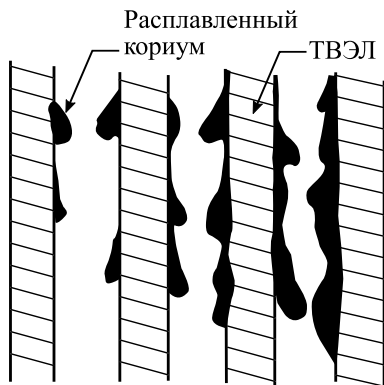


Рис. 1.1. Стеkanie расплавленного кориума по стенкам ТВЭЛов.

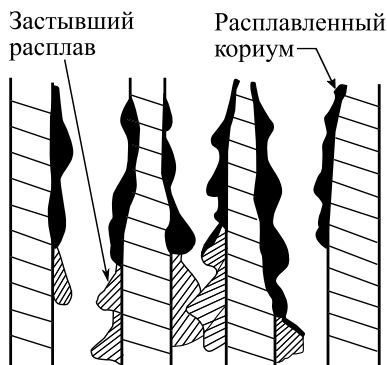


Рис. 1.2. Образование закупорки из застывших капель расплава.

проплавляя его, и окажется в подреакторном пространстве. При наличии здесь воды создается возможность *внекорпусного парового взрыва* (рис. 1.4, справа).

Исторически, взрывное взаимодействие кориума с водой играло значительную роль в оценке риска эксплуатации атомных станций. Так, в широко известном документе WASH-1400 [17], который был первым трудом по вероятностной оценке риска, появление летящих предметов из-за паровых взрывов рассматривалось в качестве одного из механизмов раннего отказа защитных оболочек, включая разрушение корпуса реактора и контейнента. Сделанная в [17] оценка показала, что кине-

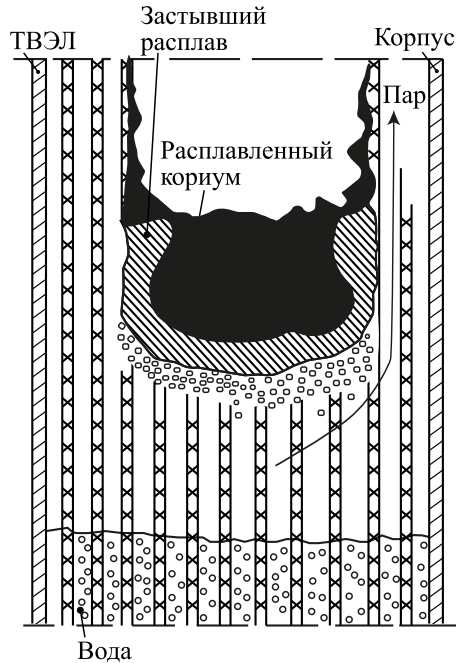


Рис. 1.3. Образование большой массы расплава при плавлении активной зоны реактора.

тическая энергия среды, образующаяся в результате внутрикорпусного парового взрыва, может быть достаточной для отрыва верхней крышки корпуса реактора и образования летящих обломков, способных пробить защитную оболочку. Это потенциально возможное раннее повреждение контейнента было названо в [17] α -mode повреждение контейнента.

После выхода документа [17] основные усилия были сфокусированы на детальном изучении α -mode разрушения, в частности, в связи с оценкой вероятности разрушения контейнента. Данные исследования парового взрыва, выполненные в [18-20], использовались для оценки риска американских АЭС (Zion и Indian Point). Была получена очень низкая вероятность α -mode разрушения для этих станций.

С другой стороны, достаточно давно была опубликована термодинамическая оценка парового взрыва [21]. Эта оценка показала, что

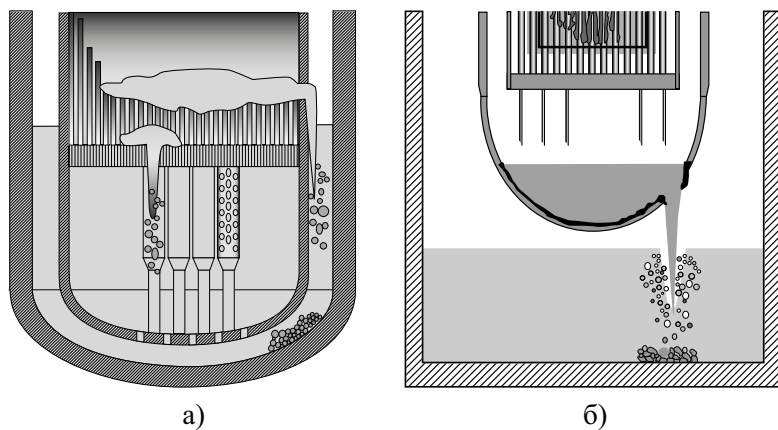


Рис. 1.4. Внутрикорпусное (а) и внекорпусное (б) взаимодействие ко-риума с водой.

максимальный возможный коэффициент конверсии, т. е. отношение высвобождающейся кинетической энергии к тепловой энергии расплава, при взаимодействии высокотемпературного расплава с водой составляет 0.3. Это значение было получено в предположении, что паровой взрыв происходит в две стадии:

1. Идеальное (т. е. мгновенное и без тепловых потерь) перемешивание двух материалов, приводящее к возрастанию энтропии при постоянном объеме,
2. Последующее изэнтропическое расширение смеси с сохранением температурного равновесия.

Таким образом, учитывая идеальный термодинамический коэффициент конверсии [21] и рассматривая перемешивание 20 тонн расплава активной зоны (величина, имевшая место на ТМІ-2) с таким же количеством воды, получим что механическая энергия, которая может выделиться составляет величину около 7 ГДж. Для разрушения верхней крышки корпуса реактора нужна энергия 1–2 ГДж [22]. Предполагая отсутствие диссипации энергии и только продольное движение

(т. е. работа производится в одном направлении), получаем, что возможность образования летящего осколка от верхней крышки корпуса реактора весьма вероятна. С другой стороны, если только часть образующегося расплава перемешивается с водой и если коэффициент конверсии меньше идеального, то угроза разрушения корпуса реактора или контейнента значительно уменьшается. Следовательно, вероятность α -mode разрушения очень сильно зависит от степени, с которой реализуется «идеальное» перемешивание и «идеальный» термодинамический коэффициент конверсии.

Для того, чтобы оценить возможный риск α -mode разрушения контейнента в 1985 году в США была организована работа группы экспертов, так называемая, Steam Explosion Review Group (SERG-1). Цель их работы состояла в более систематической оценке α -mode разрушения. Эксперты обобщили современные, на тот момент, знания по паровым взрывам и пришли к заключению, что α -mode разрушение имеет очень низкую вероятность, несмотря на все неопределенности, связанные с этим вопросом. Однако они все-таки рекомендовали провести дополнительные исследования для уменьшения обнаруженных неопределенностей и для достижения более высокого уровня надежности в оценке вероятности α -mode разрушения.

После SERG-1 стало ясно, что адекватная оценка α -mode разрушения требует правильного понимания и количественной оценки перемешивания вытекающего расплава с водой, а так же более точного определения выделяющейся механической энергии при паровом взрыве (коэффициент конверсии). Исследования парового взрыва сфокусировались на изучении фундаментальных процессов взаимодействия расплава с водой (т. е. предварительное перемешивание, инициирование, распространение взрывной волны и расширение продуктов взрыва). Были выполнены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования. Для того, чтобы суммировать полученные знания по явлению парового взрыва и обсудить оставшиеся неопределенности американская организация Nuclear Regulatory Commission (NRC) организовала второй семинар Steam Explosion Review Group (SERG-2) в 1995 году в США.

Группа из одиннадцати экспертов пришла к заключению, что вопрос α -mode разрушения «в значительной степени» закрыт с учетом

очень маленькой вероятности этого события. Было согласовано, что α -mode разрушение не имеет большого значения для безопасности атомной станции и остающиеся неопределенности не могут существенно изменить эту вероятность.

Общее мнение экспертов состояло в том, что комбинация событий, приводящих к α -mode разрушению, очень маловероятна, учитывая перемешивания расплава с водой и образование пароводяной смеси с высоким паросодержанием. Так же эксперты пришли к заключению, что коэффициенты конверсии, полученные в экспериментах (0.3–3%) много меньше, чем идеальный термодинамический коэффициент конверсии, составляющий 30% [22].

1.3. Концептуальная схема протекания крупномасштабного парового взрыва

Современное понимание механизма парового взрыва начало складываться к середине 1970-х годов, когда было накоплено значительное количество экспериментальных данных по кинетике взаимодействия расплав-охладитель для различных пар жидкостей в широком диапазоне изменения их теплофизических свойств и внешних условий их взаимодействия. Это связано прежде всего с обнаружением того факта, что крупномасштабный паровой взрыв в грубо диспергированной смеси расплава, охладителя и пара протекает путем образования мощной самоподдерживающейся волны, распространяющейся по смеси — термической детонации [23]. Во фронте этой детонационной волны происходит тонкая фрагментация расплава, быстрая передача энергии от расплава к жидкости и сжатие перегретой жидкости. Тем самым было установлено принципиальное отличие между мелкомасштабным взрывом (взрывом отдельных «горячих» капель одной жидкости в объеме или на поверхности другой), и взрывом значительных масс расплава, кинетика которых, как оказалось, управляется различными механизмами.

Таким образом, крупномасштабный паровой взрыв можно определить как высвобождение значительного количества энергии расплава в форме ударной волны сжатия вследствие высокоскоростного самопод-

держивающегося процесса взаимодействия горячей жидкости (расплава) и холодной испаряющейся жидкости (охладителя).

Целостной и исчерпывающей теории парового взрыва на сегодняшний день не создано, что объясняется не только сложностью самого явления, но и многообразием форм и ситуаций, в которых оно может реализовываться. Тем не менее уже сформировались основные представления и подходы к исследованию парового взрыва.

На сегодняшний день является общепринятым, что крупномасштабный паровой взрыв с участием десятков/сотен килограммов расплава состоит из четырех последовательных стадий, схематически представленных на рис. 1.5.

1. Начальное перемешивание расплава с охладителем. Происходит с образованием потенциально взрывоопасной исходной смеси фрагментов расплава в охладителе, либо наоборот дисперсного охладителя в высокотемпературном расплаве, причем расплав и охладитель разделены пленкой пара. Способы перемешивания могут быть различными, например, вливание струи расплава в охладитель с ее последующим дроблением на капли (рис. 1.5а), либо, наоборот, инжектирование охладителя в расплав.

Борд и Холл [24] характеризовали этот процесс как «...установление квазиравновесной начальной конфигурации». На поверхности высокотемпературного расплава возникает пленочное кипение, образующаяся устойчивая паровая пленка обеспечивает относительно низкий теплообмен между расплавом и охладителем. Благодаря этому происходит достаточно глубокое перемешивание значительных масс расплава и охладителя. Временной масштаб составляет несколько секунд, пространственный масштаб — порядка нескольких сантиметров.

2. Иницирование парового взрыва. Образовавшаяся на первой стадии конфигурация «крупные капли расплава–паровая пленка–охладитель» является квазиустойчивой. Достаточно какого-либо локального повышения давления («триггера»), приводящего к схлопыванию пленки пара и возникновению прямого контакта расплава с охладителем, характеризующегося высокими коэффициентами теплообме-

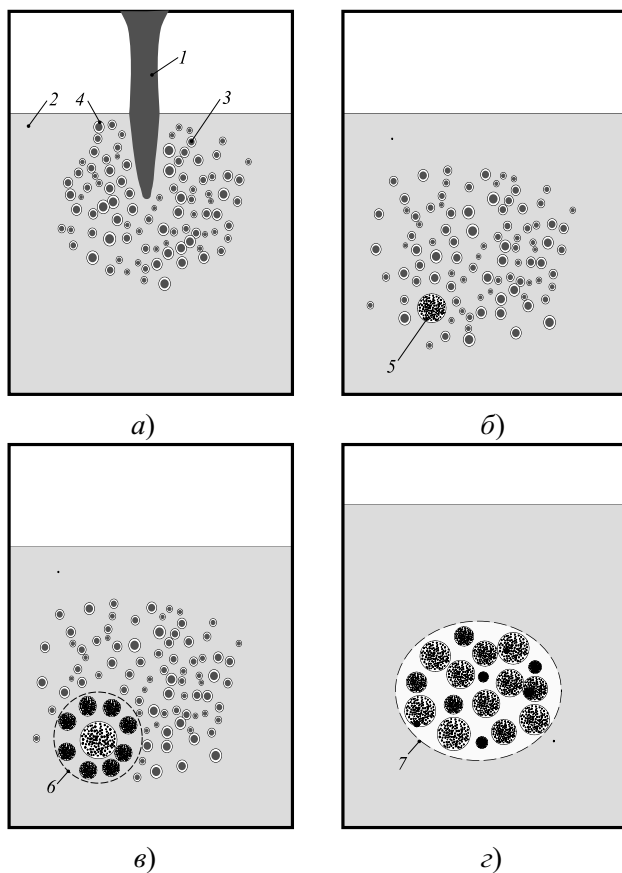


Рис. 1.5. Стадии парового взрыва взаимодействия расплава с охладителем: *а*) предварительное перемешивание при распаде струи расплава в охладителе, *б*) инициирование (триггеринг), *в*) распространение фронта термической детонации, *г*) расширение продуктов взрыва в окружающее пространство: *1* — струя расплава, *2* — жидкий охладитель, *3* — фрагментированный расплав, *4* — паровая пленка, *5* — область инициирования, *6* — фронт термической детонации, *7* — продукты детонации.

на, для того, чтобы в этой квазиустойчивой системе началось взрывное взаимодействие. Причиной локального повышения давления могут быть как внешние воздействия на систему (например удар капли

расплава о дно сосуда), так и в результате спонтанного деления в силу различных причин одной или нескольких крупных капель расплава на множество мелких с выделением в охладитель тепловой энергии расплава и повышением давления (термическая фрагментация капли, рис. 1.5б).

В случае обратной ситуации — капли охладителя в расплаве — также полагается, что возникает событие (например, схлопывание парового пузырька, сопровождающееся возникновением волн давления), инициирующее взрывное взаимодействие между расплавом и пароводяной средой.

3. Распространение фронта термической детонации из образовавшейся области повышенного давления. На этой стадии происходит самосогласованное нарастание волны давления, фрагментации капель расплава и теплообмена. В начале этого процесса (когда давление не слишком большое) тонкая фрагментация происходит из-за локальных контактов расплав-охладитель после разрушения паровой пленки. В результате некоторое количество охладителя быстро нагревается и растет давление, это приводит к тонкой фрагментации окружающего расплава. Этот тип тонкой фрагментации называется «термической фрагментацией». Затем, когда давление становится большим, считается, что тонкая фрагментация происходит по гидродинамическим причинам вследствие относительного движения между расплавом и охладителем, вызванным различиями их плотностей и сжимаемостей, рис. 1.5в.

В случае обратной ситуации (капли охладителя в расплаве) также предполагается, что образующаяся в результате воздействия триггера ударная волна набегаёт на исходную смесь и активизирует процессы межфазного обмена тепловой энергией и импульсом благодаря возникающей скоростной неравновесности (увеличение коэффициентов сопротивления и теплообмена); схлопыванию пленок пара из-за повышения давления (увеличение коэффициента теплообмена); фрагментации фаз (увеличение межфазной поверхности).

4. Расширение продуктов взрыва в окружающее пространство. На некотором расстоянии от фронта ударной волны (так называемая

плоскость Чепмена–Жуге) происходит выравнивание параметров взаимодействующих сред – расплав отдает часть своей тепловой энергии воде, и затем происходит расширение образовавшихся продуктов детонации, см. рис. [1.5₂]. Расширение возникающей смеси высокого давления за фронтом распространения воздействует на окружающие конструкции и определяет разрушающий потенциал парового взрыва. Если давление в распространяющейся ударной волне быстро снижается, то само по себе оно не способно повредить окружающие конструкции, но кинетическая энергия, переданная материалам, окружающим зону взаимодействия, может вызвать повреждения.

1.4. Краткий обзор экспериментальных исследований парового взрыва

Детальный анализ экспериментальных программ, посвященных исследованию парового взрыва, приведен в недавнем обзоре [25]. Мы здесь остановимся лишь на экспериментах, в которых происходил крупномасштабный паровой взрыв по классической схеме с вливанием расплава в охладитель (воду), его дроблением и паровым взрывом (самопроизвольным или инициированным с помощью внешнего взрыва). Основное внимание уделяется экспериментам, в которых использовался натурный кориум, т.е. расплав из материалов активной зоны ядерного реактора. Данный обзор не затрагивает такие интересные области исследований, как паровой взрыв единичной капли расплава, изучение которого весьма важно для выявления детальных механизмов триггеринга и дробления расплава во взрывной волне, или исследование механизмов дробления расплава при помощи рентгенографических методов (см., например, [26–38]). Эксперименты по паровому взрыву в стратифицированной геометрии будут рассмотрены в Главе 3.

1.4.1. Эксперименты Сандийской национальной лаборатории (США)

В экспериментах [39, 40] исследовались основные закономерности развитого крупномасштабного парового взрыва. Использовалось два типа

расплава: 1) прототипный расплав, названный «кориум А+R» (состав в весовых процентах: UO_2 — 53%, ZrO_2 — 16%, NiO — 2%, нержавеющая сталь — 27%, молибден — 2%) и 2) $\text{Fe-Al}_2\text{O}_3$ (Fe — 55%, Al_2O_3 — 45%). Температура первой композиции составляла 2770 К, второй — 3100 К. Масса расплава варьировалась в экспериментах в диапазоне $5 \div 20$ кг, охладителем являлась вода.

Цель экспериментов заключалась в определении, во-первых, необходимых условий инициирования и развития крупномасштабного взрыва и, во-вторых, его энергетических и временных характеристик. В качестве основной энергетической характеристики парового взрыва рассматривался коэффициент конверсии запасенной тепловой энергии в механическую энергию движения парожидкостной смеси и фрагментов расплава.

Первые серии опытов проводились на установках открытой геометрии, оборудованных только минимально необходимым для грубой оценки параметров взаимодействия набором регистрирующих приборов. Источник расплава располагался над баком с водой, установленным на ячеистое основание. Основание было способно разрушаться под действием дозированной нагрузки, что позволяло определить величину направленного вниз импульса, возникающего при паровом взрыве. Измерение указанной величины вместе с оценкой потенциальной энергии выброшенных вверх капель воды и расплава позволяло оценивать величину совершенной в результате взрыва механической работы и, следовательно, коэффициент конверсии.

Наиболее мощный взрыв наблюдался, когда в качестве расплава использовался $\text{Fe-Al}_2\text{O}_3$, коэффициент конверсии для которого изменялся в диапазоне $0.2 \div 1.4\%$, а ударная волна в жидкости по амплитуде имела величину порядка 20 МПа и длительность < 1 мс. Указанные характеристики, измеренные для спонтанного взрыва, не изменялись и при индуцированном взрыве с использованием внешнего триггера. В смеси кориум А+R с водой спонтанный паровой взрыв в экспериментах не наблюдался. Только при сравнительно мощном триггере имело место слабое взаимодействие с коэффициентом конверсии $\sim 0.05\%$. Экспериментаторы связывают это с частичным затвердеванием оксидной фазы расплава.

1.4.1. Эксперименты Сандийской национальной лаборатории (США) 25

Был изучен эффект влияния образования водорода (неконденсирующийся газ) из-за окисления железа, входящего в состав композиции Fe–Al₂O₃, на паровой взрыв. В мелкомасштабных опытах расплав такого состава никогда не взрывается в сочетании с водой. Вместе с тем крупномасштабный взрыв Fe–Al₂O₃ имеет место, и, как показали специальные исследования, действительно сопровождается образованием значительного количества водорода, что вносит также заметный вклад в энергетику взрыва. Качественное объяснение высокой способности указанной смеси к паровому взрыву, выдвинутое авторами экспериментов, состоит в том, что оксидная фаза Al₂O₃ взрывается первой и инициирует взрывное превращение фазы металлического железа. Представляется, что это объяснение недостаточно убедительно, так как предполагает расслоение фаз в процессе образования смеси.

В дальнейших экспериментах с композицией Fe–Al₂O₃ также были обнаружены ограничения на массу расплава и высоту падения (т. е. скорость, с которой расплав входит в воду). Спонтанный паровой взрыв наблюдался только при массах расплава более 2 кг и скоростях менее 8 м/с. Было предположено, что ограничения связаны с эффектом захвата воздуха (являющегося неконденсирующимся газом) внутрь смеси при падении расплава в воду, относительный объем которого, увеличивается с уменьшением массы расплава и увеличением высоты падения.

Эксперименты FITS. Затем в Сандийской лаборатории была создана установка, оснащенная полноценной системой измерения. Серия экспериментов, проведенных на этой установке, цитируется в литературе под названием FITS (Fully Instrumented Test Series). Экспериментальная установка представляла собой закрытую камеру высотой более 5 метров, оснащенную датчиками давления в жидкой и газовой фазах (позволяющих измерять как параметры взрывной волны в различных точках камеры, так и квазистатическое изменение давления), оборудованием для измерения механической работы взрыва, регистрации характеристик затвердевших фрагментов расплава, и визуального наблюдения процессов взрывного взаимодействия. Расплав готовился в верхней части камеры и затем выливался с регулируемой высоты в сосуд с водой, выполненный из прозрачного плексигласа. Начальное отношение масс воды и расплава варьировалось в опытах в диапазоне от 1.5:1

до 50:1. Прозрачные стенки сосуда позволяли с помощью скоростной видеосъемки непосредственно наблюдать пространственную структуру образующейся смеси и развитие процесса парового взрыва. Оптическая регистрация облегчалась благодаря достаточно яркому свечению нагретых капель расплава в смеси, которое резко затухало в течение парового взрыва в результате тонкой фрагментации и охлаждения расплава. Тем самым было нетрудно идентифицировать пространственные области смеси, охваченные взрывным взаимодействием, и определить изменение их размеров со временем.

Начальные условия экспериментов и результаты наблюдения представлены в таблицах [1.1](#) и [1.2](#). В опытах начальное дробление расплава происходило естественным образом вследствие удара выливаемого потока о поверхность воды. В течение времени погружения наблюдаемый объем смеси монотонно увеличивался, конечная величина которого возрастала с увеличением массы расплава и скорости падения при входе в воду. Однако средний диаметр капель расплава в образовавшейся смеси слабо менялся в различных опытах, составляя величину $7 \div 9$ мм, что, по-видимому, является пределом дробления потока расплава в рассматриваемых условиях. Существование такого предела, по-видимому, обусловлено механизмом дробления, связанным с возникновением гидродинамической неустойчивости на границе раздела компонентов при движении потока в холодной жидкости. По мере увеличения площади границы раздела в процессе фрагментации увеличивается интенсивность испарения и содержание пара в смеси, при образовании достаточного количества которого жидкие компоненты оказываются полностью изолированными друг от друга.

Время образования смеси от момента входа расплава в воду до взрыва составляло величину порядка 100 мс. В большинстве опытов взрыв происходил при касании нижней кромкой смеси дна сосуда, как предполагается, инициированный ударом потока расплава об основание. Начало взрывного взаимодействия идентифицировалось с образованием темной области смеси, содержащей продукты взаимодействия – тонко фрагментированные, охлажденные и затвердевшие осколки вещества расплава и расширяющийся пар. В течение взрыва область увеличивалась, охватывая постепенно весь объем смеси, причем смесь в какой-либо точке не претерпевала видимых изменений до момента

1.4.1. Эксперименты Сандийской национальной лаборатории (США) 27

достижения ее границей указанной области. Тем самым наблюдаемая картина показывает, что в процессе взрыва взаимодействие расплава с охладителем протекает существенно неоднородно по смеси, распространяясь волновым образом от источника инициирования. При выходе волны за пределы смеси в объем охладителя и достижения стенок происходило разрушение сосуда и разлет продуктов взаимодействия с каплями воды и частями оборудования в окружающее пространство камеры.

Таблица 1.1. Параметры экспериментов FITS (серия А)

Эксперимент	1А	2А	3А	4А	5А
Масса расплава, кг	1.94	2.87	5.3	4.3	5.4
Температура расплава, К	2773	2773	2773	2773	2773
Уровень воды, м	0.43	0.53	0.61	0.61	0.61
Масса воды, кг	90	152	226	226	226
Начальная температура воды, К	283	286	297	298	297
Скорость входа расплава в воду, м/с	6.2	4.6	5.0	7.0	5.3
Средний диаметр потока при входе в воду, см	3.5	3.6	3.3	3.5	3.2
Паровой взрыв	нет	да	да	нет	да
Внешний триггер	нет	нет	нет	да	да
Коэффициент конверсии, %	0.0	1.0	1.5	0.0	1.5
Средний размер фрагментов, мкм	2400	176	90	4740	92

Скорость движения наблюдаемой волны взрывного превращения изменялась в различных опытах в пределах 200 ÷ 600 м/с, что по порядку величины соответствует скорости звука в смеси, зависящей от степени дисперсности компонентов и относительного содержания пара. Датчики давления в сосуде фиксировали узкий пик величиной порядка 20 МПа и длительностью ≤ 1 мс.

Оценка энергетической характеристики парового взрыва — коэффициента конверсии в экспериментах FITS проводилась путем комплекс-

Таблица 1.2. Параметры экспериментов FITS (серия В)

Эксперимент	1В	2В	3В	4В	6В	8В	9В
Масса расплава, кг	18.7	18.6	18.6	18.7	18.7	18.7	18.7
Температура расплава, К	2773	2773	2773	2773	2773	2773	2773
Уровень воды, м	0.61	0.3	0.3	0.61	0.3	0.76	0.46
Масса воды, кг	226	113	57	226	63.4	283.5	170
Начальная температура воды, К	298	298	295	299	367	288	289
Скорость входа расплава в воду, м/с	5.4	6.0	6.0	6.8	7.2	6.5	7.0
Средний диаметр потока при входе в воду, см	4.1	6.0	24.0	5.8	6.5	29.0	5.6
Паровой взрыв	да	да	да	да	нет	да	да
Коэффициент конверсии, %	1.1	1.6	1.3	1.3	0.0	1.5	1.1
Средний размер фрагментов, мкм	188	565	330	215	2100	100	326

ной обработки результатов измерений импульса, сообщенного основанию в процессе взрыва, динамического давления воды, давления в газовой фазе камеры и скорости стенок разрушенного сосуда и фрагментов смеси в начальной стадии разлета. Полученные значения коэффициента конверсии приведены в таблицах [1.1] и [1.2]. Там же представлены средние размеры фрагментов расплава после взрыва.

Две серии экспериментов FITS-C и FITS-D были посвящены изучению количества водорода, образующегося в ходе взаимодействия расплава с водой [41].

1.4.2. Эксперименты FARO (JRC Ispra, Италия)

Данные эксперименты проводились в Объединенном Европейском исследовательском центре JRC-ISPRA [43, 44]. Они представляют собой эксперименты интегрального типа, в которых возможно использовать вплоть до 150 кг расплава $UO_2-ZrO_2(-Zr)$ при температуре 3200 К для

исследования процессов охлаждения и смешения струи расплава с водой. В этих экспериментах моделируется проникновение расплавленного кориума в воду, находящуюся в нижней камере смешения, и последующее растекание по днищу. Несмотря на то, что в FARO количество расплава примерно на 2 порядка меньше чем в возможных реальных авариях (например, авария TMI-2), тем не менее оно на порядок превосходит все известные на сегодняшний день массы расплава, используемые в экспериментах с кориумом. Остальные параметры, такие как глубина воды (вплоть до 2 м), давление и температура (до 10 МПа и 573 К), условия доставки расплава (расход, вытекание под действием гравитации) соответствуют реальным реакторным значениям. Таким образом, данные экспериментов FARO являются значительным вкладом в исследование и определение возможности охлаждения кориума водой до того, как он достигнет днища, последующей термической нагрузки на днище корпуса и структуры образующихся фрагментов.

Основные величины, подлежащие измерению: давление и температура в газе и в воде, температура на нижней поверхности ловушки и уровень жидкости. В выпускном сосуде вмонтированы ультразвуковые датчики для измерения температуры расплава.

На установке FARO было выполнено две серии экспериментов: 1) взаимодействие кориума с насыщенной водой при повышенном давлении, и 2) взаимодействие кориума с недогретой водой при низком давлении. В таблице 1.3 приведены основные параметры экспериментов из каждой серии.

Первая серия состояла из девяти экспериментов, в которых варьировались масса расплава (18 – 157 кг), уровень бассейна с водой (1–2 м), давление (0.5–5.0 МПа) и состав кориума (смесь диоксида урана и диоксида циркония и такая же смесь, но с добавкой чистого циркония). Полученные результаты позволили установить картину взаимодействия струи расплава с водой. Основная масса крупнодисперсных фрагментов расплава образуется за счет эрозии боковой поверхности струи, а не ее передней кромки. Паровых взрывов при взаимодействии кориума с насыщенной водой зафиксировано не было. Опасного теплового воздействия на днище сосуда, несмотря на образование корки застывшего кориума (corium cake) также не наблюдалось. Уменьшение давления с 5 МПа до 2 МПа существенно не изменило картину взаимодействия

кориума с водой. Однако в эксперименте с давлением 0.5 МПа наблюдался значительно более быстрый рост давления после контакта расплава с водой, хотя взрывных процессов также не было зарегистрировано. Важное открытие экспериментов FARO состояло в обнаружении образования значительного количества водорода при взаимодействии кориума ($\text{UO}_2\text{-ZrO}_2$) с водой.

Во второй серии было выполнено три эксперимента с недогретой водой (недогрев до температуры насыщения составлял 100–123 К) при низком давлении (0.21–0.41 МПа).

Главный результат проведенных экспериментов состоял в том, что в системе кориум–вода было зарегистрировано взрывное взаимодействие (эксперимент FARO L-33). Коэффициент конверсии составил 0.17%, была зафиксирована пластическая деформация рабочего участка. Несмотря на то, что паровой взрыв наблюдался только лишь при использовании внешнего триггера и его мощность была на порядок меньше чем мощность взрыва оксида алюминия в воде, принципиальная возможность взрыва была доказана.

Таблица 1.3. Основные параметры экспериментов FARO

Эксперимент	L-06	L-08	L-11	L-14	L-19	L-20	L-24	L-27	L-28	L-29	L-31	L-33
Начальное давление, бар	50	58	49	50.4	50.4	20.4	5.1	4.9	5.1	2.1	2.2	4.1
Масса расплава, кг	18	44	151	125	157	96	177	128.7	174.9	39	92	100
Температура расплава, К	2923	3023	2823	3073	3073	3173	3023	3023	3052	3070	2988	3073
Уровень воды, м	0.87	1.0	2.0	2.05	1.1	1.97	2.02	1.47	1.44	1.48	1.45	1.62
Начальная температура воды, К	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}	T_{sat}
Высота свободного падения струи в газе, м	1.66	1.53	1.09	1.04	1.99	1.115	1.065	0.73	0.89	0.74	0.77	0.77
Диаметр струи, см	10	10	10	9.2	9.2	9.2	9.4	9.4	4.4	4.6	4.6	4.4
Застывшая корка расплава на дне, кг	6	14	0	20	80	21	27	26	77	—	0	—
Фрагменты кориума, кг	12	30	151	105	77	75	150	102.7	97.9	—	92	—
Средний диаметр частиц, мм	4.5	3.8	3.5	4.8	3.7	4.4	2.6	—	—	—	3.6	—

1.4.3. Эксперименты KROTOS (JRC Ispra, Италия)

Эксперименты KROTOS по взаимодействию расплава с охладителем имели своей целью создание эталонного банка данных, описывающих влияние начальных условий и процесса перемешивания на энергетику взрыва [45, 46].

Основные компоненты установки включают радиационную печь, выпускную трубу, сосуд высокого давления и рабочий участок. Печь способна расплавлять от 1 до 10 кг материала, максимальная температура в печи составляет 3273 К. Нижняя часть установки KROTOS включает в себя сосуд высокого давления и рабочий участок, выполненные из нержавеющей стали. Сосуд высокого давления (внутренний диаметр 0.4 м, высота 2.21 м) рассчитан на давление 2.5 МПа при 493 К. В качестве рабочего участка использовались две трубы из прочной нержавеющей стали: одна с внутренним диаметром 95 мм и внешним 135 мм, другая более широкая — 200 и 240 мм, соответственно. Основными измеряемыми величинами на установке KROTOS являются давления, температура и уровень воды.

На установке KROTOS было выполнено несколько серий экспериментов по взаимодействию различных расплавов с водой.

Взаимодействие Al_2O_3 –вода. В этих экспериментах было изучено влияние различных параметров на динамику перемешивания и возникновения парового взрыва. Варьировались следующие параметры: недогрев воды (5–120 К), перегрев расплава (150–750 К) и начальное давление (0.1–0.37 МПа), рассматривалось также влияние внешнего триггера. Параметры экспериментов приведены в таблице 1.4.

Таблица 1.4. Основные параметры экспериментов KROTOS (окись алюминия Al_2O_3), JRC-Ispra

Эксперимент	К-38	К-40	К-41	К-42	К-43	К-44	К-49	К-50	К-51	К-57
Начальное давление, бар	1.0	1.0	1.0	1.0	2.1	1.0	3.7	1.0	1.0	1.0
Масса расплава, кг	1.522	1.47	1.43	1.539	1.5	1.5	1.47	1.7	1.749	1.4
Температура расплава, К	2665	3073	3073	2465	2625	2673	2688	2473	2748	2670
Масса воды, кг	34.0	34.6	33.4	34.6	34.6	33.2	34.0	33.7	33.5	36.6
Начальная температура воды, К	294	290	368	293	295	363	294	360	368	290
Паровой взрыв	да	да	нет	да	да	да	да	нет	нет	—
Максимальное давление, МПа	112	86	—	57	117	68	127	—	—	—
Коэффициент конверсии, %	1.52	0.87	—	2.13	12.7	2.48	2.41	—	—	—
Средний по массе диаметр фрагментов, мм	0.16	0.70	17.34	0.2	0.4	0.11	0.17	15.03	8.09	—

В экспериментах были получены данные по проникновению расплава и интегральному паросодержанию во время стадии предварительного перемешивания, динамические давления в рабочем участке, генерируемые паровым взрывом, и рост среднего давления в сосуде. Также выполнялся анализ дебрисов, образующихся во время дробления струи расплава и последующей (тонкой) фрагментации во время парового взрыва.

Результаты экспериментов показали, что при взаимодействии расплава окиси алюминия с недогретой водой (~ 80 К) возникают самопроизвольные сверхкритические паровые взрывы, скорости распространения которых превышают 1000 м/с (KROTOS 38, 40, 42). Перегрев расплава (в исследованном диапазоне) на мощность паровых взрывов не влияет. Точка инициирования взрыва варьировалась от нижней части рабочего участка до средней части, время перемешивания менялось от 1 с до 3 с. Интегральное объемное паросодержание во время фазы предварительного перемешивания составляло 1–2.6%. Давление во время парового взрыва достигало 57–127 МПа.

Эксперименты по взаимодействию расплава окиси алюминия с водой, близкой к состоянию насыщения, показали, что в этих условиях самопроизвольных паровых взрывов не наблюдается (KROTOS 41, 50, 51). Однако воздействие внешнего импульса на получающуюся после перемешивания смесь расплава с водой вызывает мощный паровой взрыв (KROTOS 44). Паросодержание в этих экспериментах менялось от 10% до 30%.

В экспериментах при повышенном давлении (0.2 МПа и 0.37 МПа) и большом недогреве воды были зарегистрированы самопроизвольные паровые взрывы.

Взаимодействие кориум–вода. Были выполнены 5 экспериментов с $\text{UO}_2\text{-ZrO}_2$. Основным итогом проведенных экспериментов — отсутствие паровых взрывов в системе кориум–вода. Остановимся более подробно на полученных результатах, параметры экспериментов приведены в таблице [1.5](#).

1. Эксперименты с насыщенной водой. В эксперименте KROTOS 32 примерно 3 кг кориума, нагретого до 3063 К, выливалось со скоростью 4.2 м/с в воду. В рабочий участок была вставлена плексигласовая

труба для уменьшения риска возникновения самопроизвольных паровых взрывов, а также не использовалась мембрана для предварительной задержки расплава. Никаких взрывных процессов не наблюдалось, максимальное повышение давления вследствие парообразования составило 0.23 МПа, средний размер образовавшихся фрагментов равнялся 2.5 мм.

Эксперимент KROTOS 35 был повторением KROTOS 32, за исключением того, что была удалена плексигласовая труба и установлена мембрана из сплава металла Вуда и олова для уменьшения скорости падения расплава. Также был установлен газовый триггер. К сожалению, триггер сработал значительно позже необходимого момента, в то время, когда расплав уже значительно охладился и парового взрыва и в этом опыте не произошло.

2. *Эксперименты в недогретой воде.* KROTOS 33 был повторением KROTOS 32, за исключением повышения недогрева воды (75 К) и отсутствия плексигласовой трубы. В этом случае расплав вливался с более высокой скоростью 8 м/с и, соответственно, размер фрагментов был меньше — 2 мм. Парового взрыва не наблюдалось.

В отличие от KROTOS 33, в KROTOS 36 было установлено триггерное устройство. Триггер сработал в заданный момент прохождения термопары ТС3, тем не менее никаких энергетических событий не произошло. Было сделано предположение, что используемая труба слишком узкая и из-за этого не весь расплав участвует в процессе перемешивания.

В KROTOS 37 использовалась более широкая труба (200 мм). Несмотря на то, что, как и в предыдущем случае, сработал триггер, парового взрыва не произошло. Необходимо отметить, что амплитуда волны, создаваемой триггером, в этом опыте была ниже из-за более широкого диаметра трубы. Средний размер фрагментов был существенно меньше по сравнению с другими опытами и составлял 1.4 мм.

Таким образом, полученные результаты существенно отличаются от экспериментов с Al_2O_3 , в которых наблюдались мощные сверхкритические взрывы. Для полного сравнения был выполнен эксперимент KROTOS 38 с Al_2O_3 в широкой трубе. Произошел самопроизвольный паровой взрыв еще до срабатывания триггера, максимальное давление достигало 67 МПа, средний диаметр фрагментов — 160 мкм.

Затем были выполнены еще два эксперимента с Al_2O_3 , направленные на то, чтобы прояснить отсутствие взрывов при взаимодействии кориума с водой. В KROTOS 40 проверялась гипотеза о том, что из-за высокой температуры кориума имел место сильный радиационный поток, вызывающий быстрое выпаривание воды в зоне смешения, что препятствует возникновению парового взрыва. Оксид алюминия был нагрет до той же температуры, что и кориум (3073 К). Самопроизвольный паровой взрыв произошел на 3.21 с. Он распространялся снизу вверх со скоростью 1000 м/с, максимальное давление — 83 МПа. Более длительное время смешения, вызванное более высокой температурой расплава, позволило струе расплава приблизиться вплотную к дну трубы. Из-за другой, по сравнению с предшествующими опытами, конфигурации перемешанной смеси, меньшая доля расплава участвовала во взрыве, и фрагменты имели больший средний диаметр — 700 мкм.

В KROTOS 42 перегрев расплава был снижен до 150 К, то есть до того же уровня, что и в опытах с кориумом. Тем не менее, как и в других экспериментах с Al_2O_3 , произошел самопроизвольный паровой взрыв, но меньшей интенсивности (57 МПа).

В последующих экспериментах с кориумом варьировалась масса расплава, увеличивалось начальное давление, использовался внешний триггер для инициирования парового взрыва, но только лишь в одном эксперименте (KROTOS 58), было зафиксировано взрывное взаимодействие (коэффициент конверсии 0.15%, максимальное давление 25.8 МПа), однако оно было на порядок слабее, чем в экспериментах с окисью алюминия.

Таким образом, на установке KROTOS, как и на рассмотренной выше установке FARO, был зарегистрирован слабый паровой взрыв в системе кориум–вода. Авторы экспериментов выдвинули несколько возможных причин того, почему кориум взрывается слабее по сравнению с оксидом алюминия. Основная причина, по их мнению, состоит в различном поведении кориума и оксида алюминия на стадии предварительного перемешивания с водой. Видеорегистрация показала, что после проникновения кориума в воду он продолжает сохранять форму струи, а оксид алюминия распадается на крупные капли, создавая тем самым благоприятные условия для последующего взрыва.

Таблица 1.6. Основные параметры экспериментов KROTOS, CEA, Cadarache

Эксперимент	KS-1	KS-2	KS-3	KS-4	KS-5	KS-6
Начальное давление, бар	4	2		2	2	2
Масса расплава, кг	2.4	3.9	0.8	2.3	1.7	1.7
Температура расплава, К	2969	3049	2850	2958	2864	2853
Уровень воды, м	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1
Начальная температура воды, К	302	333	332	332	327	340
Диаметр струи, см	1.5	1.0	3	3	3	3
Состав	70%UO ₂	70%UO ₂	70%UO ₂	80%UO ₂	80.1%UO ₂	73%UO ₂
(FP — продукты деления)	30%ZrO ₂	30%ZrO ₂	30%ZrO ₂	20%ZrO ₂	11.4%ZrO ₂	20.4%ZrO ₂
					8.5%Zr	4.1%Fe ₂ O ₃
						2.5%FP
Паровой взрыв	да	да	нет	да	да	да
Триггер	да	да	нет	да	да	да
Максимальное давление, МПа	34.7	23.3	—	44.7	отказ	9.4
					изм. сист.	

Было высказано предположение о том, что оксид алюминия, имея меньшую плотность, сильнее тормозится в воде, из-за этого струя быстрее дробится и образуются крупные капли расплава, которые, помимо опускного движения, успевают также распределяться и в радиальном направлении, создавая более равномерно перемешанную смесь капель с водой. В зоне компактной струи кориума наблюдается повышенное паросодержание, что затрудняет взрывное взаимодействие. Авторы предполагают, что передняя часть струи кориума фрагментируется на мелкие капли, которые выпаривают воду и, тем самым, создается возможность для оставшейся части струи продвигаться вперед, сохраняя компактную форму. Другая возможная причина повышенного газосодержания в зоне струи кориума, связана с генерацией водорода в процессе взаимодействия кориума с водой.

В начале 2000-х годов установка KROTOS была перемещена во Францию в исследовательский центр CEA (Cadarache). Ее модернизация включала разработку системы визуализации на основе рентгеновского излучения, позволяющей анализировать фрагментацию расплава в охладителе с разделением трех фаз (расплав, вода, пар).

Было выполнено шесть экспериментов с натурным кориумом в рамках международного проекта OECD/SERENA [47]. Результаты экспериментов приведены в таблице 1.6. Основной вывод состоит в том, что натурный кориум, основную часть которого представляют оксиды урана и циркония, взрывается, но энергетические характеристики на порядок меньше по сравнению с опытами с окисью алюминия. Коэффициент конверсии составлял 0.08–0.18%.

1.4.4. Эксперименты TROI (Южная Корея)

В Южной Корее действует экспериментальная программа, посвященная изучению взаимодействия реального кориума с водой, под названием TROI (Test for Real cOrium Interaction with water).

Сначала были выполнены эксперименты с оксидом циркония ZrO_2 [48], их параметры и результаты представлены в таблице 1.7. Эксперименты проводились при атмосферном давлении с массой расплава 3–5 кг, который разогревался до весьма высокой температуры (> 3373 K), и водой комнатной температуры. Было зафиксировано два самопроизвольных паровых взрыва.

Таблица 1.7. Основные параметры экспериментов TROI-1-5 [48]

Эксперимент	1	2	3	4	5
Начальное давление, бар	1	1	1	1	1
Масса расплава, кг	5	5.5	4.88	4.2	2.9
Температура расплава, К	>3373	>3373	>3373	>3373	3373
Масса воды, кг	283	283	283	283	283
Уровень воды, м	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67
Начальная температура воды, К	365	365	323	292	337
Диаметр струи, см	3.7	5.2	6.0	2.8	3.8
Состав	ZrO ₂	ZrO ₂	ZrO ₂	ZrO ₂	ZrO ₂
Паровой взрыв	плавн. рост <i>P</i>	нет	нет	да	да
Пик давления, МПа	1	—	—	2.1	0.9

Таблица 1.8. Основные параметры экспериментов TROI-9–15 [49] [50]

Эксперимент	9	10	11	12	13	14	15
Начальное давление, бар	1	1.17	1.11	1.1	1.08	1.05	1.04
Масса расплава, кг	4.3	8.7	9.2	8.4	7.7	6.5	2.28
Температура расплава, К	3200	3800	> 3800	3800	2600	3000	3750
Масса воды, кг		189	189	189	189	189	189
Уровень воды, м	0.9	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67
Начальная температура воды, К	296	298	296	293	292	285	290
Диаметр струи, см	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5
Состав		70%UO ₂ 30%ZrO ₂	70%UO ₂ 30%ZrO ₂	70%UO ₂ 30%ZrO ₂	70%UO ₂ 30%ZrO ₂	70%UO ₂ 30%ZrO ₂	ZrO ₂
Паровой взрыв	нет	да	нет	да	да	да	да
Пик давления, МПа	—	Нет данных	—	1.0	7.0	0.8	11.5
Сила, кН	—	Нет данных	—	210	250	210	250

Затем были выполнены шесть экспериментов с натурным кориумом ($70\%UO_2+30\%ZrO_2$), в четырех из них был зафиксирован самопроизвольный паровой взрыв [49, 50], см. таблицу 1.8. Эксперименты проводились с массой кориума 4–9 кг при атмосферном давлении и водой комнатной температуры. О наличии парового взрыва свидетельствовал характерный шум и малые размеры образующихся фрагментов (доли миллиметра). Максимальное давление, зарегистрированное на стенке сосуда, составляло 7.0 МПа. В таблице 1.8 также приведены сведения об эксперименте TROI-15 с чистым оксидом циркония. Интересно отметить, что несмотря на то, что в TROI-15 использовалась наименьшая масса (2.28 кг) по сравнению с другими экспериментами, произошедший в данном эксперименте паровой взрыв имел наибольшую энергетическую эффективность (максимальное давление 11.5 МПа, сила 250 кН). Это свидетельствует о заметном влиянии материала расплава на характеристики парового взрыва.

Обсуждая возможные причины отличия результатов экспериментов TROI, в которых наблюдались спонтанные паровые взрывы, от сходных экспериментов FARO, где было зарегистрировано слабое взрывное взаимодействие только при наличии внешнего триггера, авторы [49, 50] отмечают, что в экспериментах TROI образовалось значительно меньшее количество водорода (неконденсирующегося газа), чем в FARO. Наличие неконденсирующегося газа, по-видимому, приводит к ослаблению взрывной способности смеси кориума с водой. Однако с чем связано различие в образовании водорода, также как и собственно сам механизм его образования, остается не выясненным. В качестве другой возможной причины упоминается различие в геометрии установок — взаимодействие кориума с водой в экспериментах TROI осуществлялось в более широком сосуде по сравнению с FARO и, тем более, KROTOS. Также в экспериментах TROI расплав имел более высокий относительно температуры плавления по сравнению с KROTOS и FARO. Различие в составах кориума (FARO/KROTOS — $80\%UO_2+20\%ZrO_2$, TROI — $70\%UO_2+30\%ZrO_2$) тоже может влиять на взрывную способность, поскольку оксид циркония, как показали опыты TROI, проявляет высокие энергетические характеристики и увеличение его доли в смеси будет способствовать повышению энергетики парового взрыва.

В следующей серии экспериментов использовались композиции разного состава (ZrO_2 , $70\%UO_2+30\%ZrO_2$ (эвтектика) и кориум с добавками железа), также в нескольких экспериментах применялся внешний триггер для инициирования парового взрыва, см. таблицу [1.9]. В трех экспериментах TROI-43, 44, 47 [51] с расплавом кориума с добавками железа парового взрыва не произошло, как полагают экспериментаторы, из-за низкой начальной температуры расплава и слабого воздействия триггера. Самый мощный взрыв в этой серии наблюдался для оксида циркония (пик давления в сосуде 8.5 МПа, сила 810 кН), причем следует отметить, что взрыв в этом опыте произошел до срабатывания внешнего триггера, т.е. самопроизвольным образом. В одном эксперименте с эвтектикой кориума произошел взрыв с использованием триггера, а в другом эксперименте без триггера наблюдался лишь плавный рост давления.

Серия экспериментов TROI-51–59 представлена в таблице [1.10]. В первых двух экспериментах рассматривался расплав частично окисленного кориума [53]. В одном эксперименте произошел мощный взрыв, а в другом — нет, хотя в обоих случаях использовался внешний триггер. Экспериментаторы связывают это с меньшей начальной температурой расплава в эксперименте TROI-52, что привело к более быстрому затвердеванию расплава, препятствующему фрагментации. Отмечается более высокая энергетика взрыва расплава недоокисленного кориума из-за дополнительного влияния экзотермической химической реакции окисления. В экспериментах TROI-54–56 использовался более узкий рабочий участок с поперечным размером сосуда — 30×30 см (обычный размер — 60×60 см) [54]. Рассматривался кориум различного состава — эвтектика, оксид циркония и недоокисленный кориум. Во всех трех случаях произошел паровой взрыв, а в опыте с оксидом циркония — множественные взрывы. Влияние изменения геометрии рабочего участка не обнаружено, все основные закономерности остались в силе.

Таблица 1.9. Основные параметры экспериментов TROI-43–48 [51, 52]

Эксперимент	43	44	45	46	47	48
Начальное давление, бар	1.09	1.1	1.1	1.05	1.09	1.16
Масса расплава, кг	10.22	10.77	5.479	11.734	10.736	13.042
%line Температура расплава, К	2860	2880	3028	3278	2826	3302
Масса воды, кг	269	269	367	367	468	439
Уровень воды, м	0.95	0.95	1.3	1.3	1.3	1.22
Начальная температура воды, К	296	295	289	287	294	335
Диаметр струи, см	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5
Состав	63%UO ₂ 27%ZrO ₂ 10%Fe	63%UO ₂ 27%ZrO ₂ 10%Fe	ZrO ₂	70%UO ₂ 30%ZrO ₂	63%UO ₂ 27%ZrO ₂ 10%Fe	70%UO ₂ 30%ZrO ₂
Паровой взрыв	Плавный рост давления	нет	да	да	нет	Плавный рост давления
Триггер	нет	да	да (сработал после взрыва)	да	нет	нет
Пик давления, МПа	0.16	—	8.5	5.7	—	—
Сила, кН	34	—	810	235	—	20

Таблица 1.10. Основные параметры экспериментов TROI-51–59 [53–55]

Эксперимент	51	52	54	55	56	57	58	59
Начальное давление, бар	1.15	1.16	2.05	1.13	1.14	1.09	1.17	1.12
Масса расплава, кг	6.309	8.604	11.878	7.94	11.704	9.437	12.506	9.306
Температура расплава, К	2713	2650	нет данных	нет данных	2500	2970	2800	2930
Масса воды, кг	367	367	67	92	92	283	283	283
Уровень воды, м	1.3	1.3	0.95	1.3	1.3	1.0	1.0	1.0
Начальная температура воды, К	294	285	280	280	283	295	298	299
Диаметр струи, см	10	5	7	6.5	5	5	5	5
Состав (SS — нерж. сталь)	62.8%UO ₂ 13.5%ZrO ₂ 12.6%Zr 11.1%SS	61%UO ₂ 16%ZrO ₂ 12.2%Zr 10.8%SS	70%UO ₂ 30%ZrO ₂	ZrO ₂	53.9%UO ₂ 23.1%ZrO ₂ 12%Zr 11%Fe	ZrO ₂	70%UO ₂ 30%ZrO ₂	50%UO ₂ 50%ZrO ₂
Паровой взрыв	да	нет	да	да	да	да	да	плавн. рост P
Триггер	да	да	да	да	да	да	да	да
Пик давления, МПа	32	—	22	13	8	20	12	0.9
Сила, кН	580	—	310	215	280	480	280	270
Коэффициент конверсии, %	—	—	0.42	—	—	0.1	0.04	0.03

Таблица 1.11. Основные параметры экспериментов TROI TS-1-6

Эксперимент	TS-1	TS-2	TS-3	TS-4	TS-5	TS-6
Начальное давление, бар	4	2	2	2	2	2
Масса расплава, кг	15.4	12.5	15.9	14.3	17.9	9.3
Температура расплава, К	3000	3063	3107	3011	2940	2910
Уровень воды, м	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Начальная температура воды, К	301	334	331	333	337	338
Диаметр струи, см	5	5	5	5	5	5
Состав (FP — продукты деления)	73.4%UO ₂ 26.6% ZrO ₂	68%UO ₂ 32% ZrO ₂	71%UO ₂ 29% ZrO ₂	81%UO ₂ 19% ZrO ₂	76%UO ₂ 18.3%ZrO ₂ 5%Zr	73.3%UO ₂ 18.5%ZrO ₂ 4.9%Fe ₂ O ₃ 3.3%FP
Паровой взрыв	да	да	да	да	плавн. рост P	да
Триггер	да	да	да	да	да	да
Пик давления, МПа	17	10	12	20	7	25
Коэффициент конверсии, %	0.12	0.28	0.22	0.35	0.06	0.66

Последняя на сегодняшний день серия экспериментов TROI, выполненная в рамках международного проекта OECD/SERENA, представлена в таблице [1.11]. Цель проекта SERENA состояла в выполнении сходных экспериментов с натурным кориумом на двух установках разного масштаба, KROTOS и TROI, поэтому параметры экспериментов TS-1–TS-6 (таблица [1.11]) аналогичны параметрам экспериментов KS-1–KS-6 (таблица [1.6]). Полученные результаты свидетельствуют о близости процессов парового взрыва, протекающих на обеих установках. Коэффициент конверсии, как уже упоминалось выше при обсуждении экспериментов KROTOS, достаточно низкий, 0.1–0.7%, по сравнению, например, с расплавом окиси алюминия. Результаты опытов с разным составом кориума — эвтектика $70\%UO_2+30\%ZrO_2$ и неэвтектическая смесь $80\%UO_2+20\%ZrO_2$ показывают более энергетические паровые взрывы для неэвтектического состава кориума, что противоречит предыдущим экспериментам на установке TROI. Очевидно, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

1.4.5. Эксперименты ФЭИ (РФ)

В Физико-энергетическом институте им. А.И. Лейпунского (АО «ГНЦ РФ – ФЭИ») исследования по термическому взаимодействию кориума с охладителями ведутся на протяжении многих лет. В экспериментах на стенде ТВМТ исследовались характеристики термического взаимодействия имитатора кориума с водой [56–58]. В качестве имитаторов кориума использовались продукты горения термитных смесей (ZrO_2+Fe) стехиометрического состава с начальной температурой около 3100 К. Скорость истечения кориума составила в среднем примерно 20 м/с. Начальная температура воды была равна 293 К, а ее масса – 11 кг. В экспериментах масса кориума варьировалась от 0.060 кг до 0.410 кг, отношение массы кориума к массе воды составляло от $5.45 \cdot 10^{-3}$ до $3.73 \cdot 10^{-2}$. Тепловая энергия кориума оценивалась в диапазоне от 0.109 до 0.738 МДж.

Были выполнены эксперименты для количественной оценки характеристик парового взрыва, таких как максимальное давление, время нарастания давления, ширина импульса давления и коэффициент конверсии внутренней энергии расплава в механическую энергию η . Поскольку масса расплава, участвующего во взрыве, трудно поддается

измерениям, коэффициент конверсии рассчитывался по полной массе расплава. В экспериментах были получены значения коэффициентов конверсии в диапазоне от 0.33% до 3.96%.

В качестве основного механизма тонкой фрагментации авторами рассматривается процесс захвата охладителя (или его пара) индивидуальными фрагментами при растрескивании их затвердевающего поверхностного слоя под действием термических напряжений. В этих экспериментах также изучались: 1) влияние масштаба и окружающих конструкций на указанные выше характеристики, т.е. насколько меняется максимальное давление, коэффициент конверсии и другие параметры при взаимодействии большего количества жидкостей и/или когда меняются параметры окружающей среды; и 2) влияние способа контакта, например, вливание, инъекция, захват, стратифицированный контакт и т.д.

1.4.6. Эксперименты НПО «Луч» (СССР)

В НПО «Луч» выполнялись эксперименты по взаимодействию расплава диоксида урана с водой, в которых наблюдались паровые взрывы [56]. Цели экспериментов включали 1) определение характера взаимодействия расплавленного диоксида урана при падении его в воду, 2) определение степени фрагментации расплава после его взаимодействия с водой, 3) определение выхода водорода и продуктов деления в процессе плавления топлива и последующем его взаимодействии с водой.

Была проведена серия из 6 опытов, в которых расплав диоксида урана падал в воду с высоты 1.5 м, при этом отношение массы диоксида урана к массе воды составляло 0.5–0.6, масса расплава — 0.8–0.9 кг.

Анализ осциллограмм, на которых регистрировались импульсы роста давления в момент взаимодействия расплава с водой, показал, что во всех опытах наблюдались всплески давления с шириной импульса в несколько миллисекунд. Характер осциллограмм позволил утверждать, что происходило несколько паровых взрывов уменьшенной интенсивности. Об этом свидетельствует также фракционный состав застывших фрагментов. После взаимодействия с водой они в большинстве своем представляли мелкодисперсную массу. Полученные данные подтверди-

ли что наличие циркония в расплаве приводит к значительному возрастанию выхода водорода.

1.4.7. Основные выводы по экспериментам

Экспериментальное изучение паровых взрывов является сложной и дорогостоящей задачей, поэтому на настоящее время выполнено достаточно ограниченное число тестов как с реальным (прототипным) кориумом, так и с расплавами-имитаторами. Появление каждого нового эксперимента вызывает значительный интерес исследователей из различных научных центров во всем мире. По результатам имеющихся на данный момент экспериментов можно заключить следующее (см., например, обзорные работы [42, 25]):

1. Экспериментальные исследования, выполненные на различных установках, однозначно подтверждают, что паровой взрыв развивается через следующие основные стадии: предварительное перемешивание расплава с охладителем, инициирование и последующее распространение взрывной волны, завершающееся расширением продуктов взрыва.
2. Энергетика парового взрыва сильно зависит от материала расплава. Наиболее мощные взрывы наблюдались для Al_2O_3 -Fe- и Al_2O_3 , коэффициент конверсии достигал 3%. Расплавы, содержащие материалы активной зоны ядерного реактора (UO_2 , ZrO_2 , Zr, сталь), взрываются хуже, коэффициент конверсии снижается на порядок и составляет 0.1–0.7%.
3. Наблюдается зависимость от давления окружающей среды. При увеличении давления окружающей среды, самопроизвольный взрыв менее вероятен. Однако использование внешнего триггера может позволить получить взрыв в области параметров, где не наблюдалось спонтанных взрывов. Также следует отметить, что паровые взрывы при более высоком давлении окружающей среды обладают большей мощностью.
4. Имеет место влияние температуры расплава — чем она ближе к температуре насыщения, тем меньше вероятность возникновения самопроизвольного парового взрыва.

5. Развитию парового взрыва препятствует выделение неконденсирующихся газов, в частности, водорода. Газы повышают устойчивость паровой пленки, препятствуя её схлопыванию, и увеличивают объемное паро/газосодержание смеси.
6. Повышение температуры расплава, с одной стороны, препятствует его раннему затвердеванию, исключая возможность фрагментации, однако, с другой стороны, высокая температура расплава усиливает теплообмен излучением, вызывая более интенсивное испарение охладителя, что повышает паросодержание смеси, и способствует формированию более толстой паровой пленки около капель расплава.

Таким образом, паровой взрыв является сложным физическим явлением, объединяющим целую совокупность взаимосвязанных процессов, изучение которых находится на стыке различных наук — гидродинамики, теплофизики, материаловедения, физики неравновесных состояний, химии, многофазных течений.

1.5. Пленочное кипение в проблеме парового взрыва

Пленочное кипение представляет интерес в связи с анализом первой стадии парового взрыва — перемешивания, когда высокотемпературный расплав в виде дробящейся струи, либо уже отделившихся капель падает в охладитель. Возникновение пленки пара на поверхности расплава снижает интенсивность теплообмена между расплавом и водой и способствует созданию квазиравновесной конфигурации «расплав-пар-жидкость», которая может относительно долго (1–10 с) существовать, давая возможность расплаву перемешиваться с большим количеством жидкости.

Основополагающие работы по пленочному кипению принадлежат С.С.Кутателадзе [59] и Л.А.Бромли [60]. В конце 1940-х годов они независимо рассмотрели задачу о пленочном кипении насыщенной жидкости на вертикальной поверхности/горизонтальном цилиндре в условиях естественной конвекции. В основе их анализа лежало обобщение

подхода Нуссельта для решения задачи о пленочной конденсации пара на условия пленочного кипения.

На протяжении последующих лет пленочное кипение активно изучалось как экспериментально, так и теоретически. Рассматривались более сложные ситуации: пленочное кипение недогретой жидкости, пленочное кипение в условиях вынужденной конвекции. Как оказалось, задача пленочного кипения достаточно успешно поддается аналитическим исследованиям. В 1960–1990-х годах благодаря усилиям теоретиков различных стран была разработана теория двухфазного пограничного слоя, возникающего при пленочном кипении около горячей поверхности, представляющая собой обобщение классической теории однофазного пограничного слоя. Были найдены выражения для коэффициентов теплоотдачи на основе использования тех или иных допущений, однако численные множители в этих выражениях, как правило, требуют корректировки с учетом экспериментальных данных. Несмотря на большое количество работ в этой области и в последние годы продолжается изучение пленочного кипения, все чаще, имея в виду развитие вычислительной техники и численных методов, встречаются попытки прямого численного моделирования этого процесса, а экспериментальные исследования со все более совершенствующимися системами измерений по-прежнему сохраняют актуальность.

Нас будут интересовать в первую очередь работы, в которых изучалось пленочное кипение на сферах, поскольку это связано с необходимостью моделировать теплообмен капель расплава с окружающей жидкостью.

Сначала рассмотрим как учитывается теплообмен излучением при пленочном кипении. Поскольку излучение с поверхности сферы в основном поглощается в тонком слое жидкости, то в результате в паровую пленку поступает дополнительное количество пара, увеличивающее толщину пленки. Это означает, что наличие излучения будет менять вклад конвективной части теплопередачи, поэтому нельзя просто складывать конвективную теплоотдачу без учета излучения и теплоотдачу за счет излучения.

В работе [60] впервые было рассмотрено влияние излучения для случая пленочного кипения в большом объеме. Было установлено следующее приближенное соотношение, связывающее общий коэффици-

ент теплоотдачи α с конвективным коэффициентом теплоотдачи без учета излучения α_c и коэффициентом теплоотдачи за счет излучения α_r :

$$\alpha = \alpha_c \left(\frac{\alpha_c}{\alpha} \right)^{1/3} + \alpha_r. \quad (1.1)$$

Это уравнение неудобно для использования, поскольку оно не разрешено явно относительно α . Если $\alpha_r < \alpha_c$, то хорошее приближение формулы (1.1) в пределах отклонения $\pm 5\%$ дает уравнение

$$\alpha = \alpha_c + \frac{3}{4} \alpha_r. \quad (1.2)$$

Если α_r/α_c находится в диапазоне от 0 до 10, то (1.1) можно аппроксимировать с точностью $\pm 0.3\%$ следующим уравнением:

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_r \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \frac{\alpha_r}{\alpha_c} \left(\frac{1}{2.62 + \frac{\alpha_r}{\alpha_c}} \right) \right]. \quad (1.3)$$

Коэффициент теплоотдачи за счет излучения α_r определяется следующим выражением:

$$\alpha_r = \varepsilon \sigma \left[\frac{T_c^4 - T_s^4}{\Delta T_{sup}} \right], \quad (1.4)$$

где ε — коэффициент поглощения, σ — постоянная Стефана-Больцмана, T_c — температура поверхности, T_s — температура насыщения жидкости, $\Delta T_{sup} = T_c - T_s$ — перегрев поверхности по отношению к температуре насыщения.

В 1953 году в работе [61] было проведено обобщение анализа пленочного кипения в большом объеме [60] на случай пленочного кипения около цилиндра при вынужденной конвекции жидкости. Полагая, что все тепло в верхней части трубы (угловая координата $\theta > \theta'$) передается излучением, в [61] была получена связь между α , α_c и α_r , подобно тому, как это было изложено выше для случая естественной конвекции:

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_r \left(1 - \frac{\theta'}{4\pi} \right). \quad (1.5)$$

При высоких скоростях жидкости $\theta' \rightarrow \frac{\pi}{2}$ и

$$\alpha = \alpha_c + \frac{7}{8}\alpha_r. \quad (1.6)$$

При малых скоростях жидкости $\theta' \rightarrow \pi$ и (1.5) переходит в (1.2). Таким образом, при рассмотрении излучения обычно используются формулы (1.2) или (1.6).

В двух связанных между собой работах [62, 63] выполнено комплексное расчетно-экспериментальное исследование пленочного кипения на горизонтальном цилиндре в недогретой жидкости. Авторы построили достаточно полную модель пленочного кипения, которую можно решить только численно. Следуя подходу Бромли [60, 61], они представили коэффициент теплоотдачи пленочного кипения как сумму коэффициента теплоотдачи без учета излучения и коэффициента теплоотдачи излучением, умноженного на безразмерный параметр излучения:

$$\alpha = \alpha_c + J \cdot \alpha_r. \quad (1.7)$$

Параметр излучения J в (1.7) был найден на основе аппроксимации численных расчетов по полной модели:

$$J = F + \frac{1 - F}{1 + \frac{1.4\alpha_c}{\alpha_r}}, \quad (1.8)$$

где F зависит от теплофизических свойств и параметров жидкости и пара и определяется следующим образом:

$$F = [1 - 0.25 \exp(-0.13Sp)] \times \exp(-0.64R^{0.6}Pr_l^{0.65}Sp^{-0.73}Sc^{1.1}). \quad (1.9)$$

Здесь $\Delta T_{sub} = T_s - T_l$ — недогрев жидкости до температуры насыщения, $Sc = c_{pl}\Delta T_{sub}/h_{lv}Pr_l$ — безразмерный недогрев жидкости, $Sp = c_{pv}\Delta T_{sup}/h_{lv}Pr_v$ — безразмерный перегрев поверхности сферы, $R = [(\mu\rho)_v/(\mu\rho)_l]^{1/2}$ — безразмерный комплекс, Pr_l и Pr_v — числа Прандтля жидкости и пара, соответственно, c_{pl} и c_{pv} — теплоемкость жидкости и пара при постоянном давлении.

Сравнение формул (1.2), (1.6) и (1.7), (1.8), (1.9), проведенное в работе [64], показало, что простые формулы (1.2), (1.6), полученные в [60, 61], не слишком заметно отличаются от громоздких выражений (1.8), (1.9), поэтому они вполне могут применяться в практических расчетах.

Далее рассмотрим модели для определения только коэффициента конвективной теплоотдачи α_c при пленочном кипении без учета излучения.

В 1963 году в работе [65] было теоретически рассмотрено пленочное кипение около горячей сферы, погруженной в большой объем воды, находящейся при температуре насыщения. Использовался подход, весьма близкий к работам [60, 61], в результате было получено похожее выражение для числа Нуссельта, характеризующего коэффициент теплоотдачи сферы:

$$\text{Nu} = 0.586 \left[\text{Ar Pr}_v \frac{h'_{lv}}{c_{pv} \Delta T_{sup}} \right]^{1/4}. \quad (1.10)$$

Здесь $\text{Nu} = \alpha_c D / \lambda_v$ — число Нуссельта, $\text{Ar} = g (\rho_l - \rho_v) D^3 / \rho_v \nu_v^2$ — число Архимеда, $\text{Pr}_v = \mu_v c_{pv} / \lambda_v$ — число Прандтля пара, $h'_{lv} = h_{lv} + \frac{1}{2} c_{pv} \Delta T_{sup}$ — эффективная теплота парообразования, учитывающая перегрев пара по отношению к T_s , α_c — коэффициент теплоотдачи в отсутствие излучения, D — диаметр сферы, ρ_l — плотность жидкости, ρ_v — плотность пара, h_{lv} — теплота парообразования, μ_v — динамическая вязкость пара, ν_v — кинематическая вязкость пара, λ_v — теплопроводность пара, c_{pv} — теплоемкость пара при постоянном давлении.

Однако опытные данные, которые использовались в работе [65] для сравнения с (1.10), показали отсутствие зависимости коэффициента теплоотдачи от диаметра сферы в экспериментальном диапазоне параметров. Поэтому в [65] была предложена следующая формула для числа Нуссельта:

$$\text{Nu} = 0.14 \left[\text{Ar Pr}_v \frac{h'_{lv}}{c_{pv} \Delta T_{sup}} \right]^{1/3}. \quad (1.11)$$

Эта формула хорошо описывает экспериментальные данные, согласно ей коэффициент теплоотдачи не зависит от диаметра сферы. Авторы [65] отмечают, что такая зависимость (степень $\frac{1}{3}$) характерна для

теплоотдачи турбулентных свободноконвективных течений на вертикальных поверхностях.

В работе [66] проведены эксперименты по охлаждению сферы диаметром $D = 25.4$ мм в жидком азоте при различных значениях ускорения силы тяжести ($0 < a/g < 1$). Полученные данные были обобщены в виде корреляции

$$\text{Nu} = 0.15 \left[\text{Ar Pr}_v \frac{h'_{lv}}{c_{pv} \Delta T_{sup}} \frac{a}{g} \right]^{1/3}, \quad (1.12)$$

где a — ускорение, $g = 9.81$ м/с² — ускорение силы тяжести. Возникновение показателя степени $1/3$ вместо $1/4$ в (1.12) авторы [66] объяснили переходом от ламинарного режима течения пленки к турбулентному, который наступает при числе Рэлея, составляющем примерно $5 \cdot 10^7$.

В работе [67] проведен анализ пленочного кипения около горячей сферы, падающей в насыщенной жидкости. Используемый автором подход близок к подходу работы [61], где рассматривалось обтекание горизонтального горячего цилиндра. Автор получил два безразмерных комплекса, которые, с учетом уточнения, сделанного в более поздней работе [68], имеют вид:

$$\Lambda = \frac{4}{3} \left[\frac{\mu_v^2 \rho_l}{\mu_l^2 \rho_v} Sp \right]^{1/2} \frac{\text{Nu}^2}{\text{Re}_l}, \quad (1.13)$$

$$\Psi = 16 \frac{\text{Nu}^2 \mu_v}{\text{Re}_l \mu_l} \frac{1}{(1 - \cos \theta')^2} + \frac{4}{9} \frac{1}{\text{Re}_l^2} \frac{gD^3}{v_l^2}, \quad (1.14)$$

где θ' — угол отрыва паровой пленки, $Sp = c_{pv} \Delta T_{sup} / (h_{lv} \text{Pr}_v)$ — безразмерный перегрев, $\text{Re}_l = D \rho_l U_l / \mu_l$ — число Рейнольдса, U_l — скорость жидкости, обтекающей сферу, μ_l — вязкость жидкости, $\Delta T_{sup} = T_w - T_s$, где T_w — температура поверхности, T_s — температура насыщения.

Величины Λ и Ψ связаны между собой интегральным выражением, и зависимость между ними в общем случае может быть получена только численно. В предельном случае, как отмечается в работе [64], при $\text{Fr}^{1/2} = U_l / \sqrt{gD} > 1.5$ имеем

$$\Psi \rightarrow 0 \text{ и } \Lambda \rightarrow 0.2066. \quad (1.15)$$

Поэтому число Нуссельта можно представить как

$$\text{Nu} = 0.393 \text{Re}_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \left[\frac{R^4 k}{Sp} \right]^{1/4}, \quad (1.16)$$

где $k = \rho_l / \rho_v$, $R = [(\mu\rho)_v / (\mu\rho)_l]^{1/2}$.

В работе [69] рассмотрено обтекание горячей сферы потоком жидкости, имеющей температуру насыщения. Предполагается, что на сфере образуется пленка пара. Для нахождения поля скорости жидкости используются формулы для потенциального обтекания сферы, в результате определяется скорость на межфазной границе жидкость–пар. Течение пара в пленке ламинарное, инерционными членами пренебрегается. В работе найдена средняя скорость пара $U_v = \frac{3}{4} U_l \sin \theta$, зависящая от скорости набегающей жидкости U_l и угловой координаты θ . Из уравнения теплового баланса и в предположении о том, что пленка пара при $\theta \geq 90^\circ\text{C}$ становится толстой, т.е. в этой зоне теплообмена становится несущественным, получается выражение для среднего коэффициента теплоотдачи

$$\text{Nu} = 0.698 \text{Re}_l^{1/2} \left[\frac{\nu_l}{\nu_v} \frac{1}{Sp'} \right]^{1/2}, \quad (1.17)$$

где $Sp' = c_{pv} \Delta T_{sup} / (h'_{lv} \text{Pr}_v)$ – модифицированный безразмерный перегрев.

Аналогичные выкладки, проведенные в работе [69] для случая цилиндрической геометрии, дают следующее соотношение:

$$\text{Nu} = 0.636 \text{Re}_l^{1/2} \left[\frac{\nu_l}{\nu_v} \frac{1}{Sp'} \right]^{1/2}. \quad (1.18)$$

Эта формула совпадает с формулой, полученной в работе [60], за исключением численного множителя, который в [60] равен 2.7. В соответствии с этим результатом численный множитель в (1.17) был скорректирован в работе [69] следующим образом:

$$\text{Nu} = 2.98 \text{Re}_l^{1/2} \left[\frac{\nu_l}{\nu_v} \frac{1}{Sp'} \right]^{1/2}. \quad (1.19)$$

Работа [70] внесла значительный вклад в изучение процесса пленочного кипения на сферических поверхностях. В ней было установлено, что конфигурация поверхности раздела и динамика отвода пара в значительной мере определяются относительным размером сферы, характеризующим число Бонда $Bo = (\rho_l - \rho_v) g R^2 / \sigma$, где $R = D/2$ — радиус сферы. В случае малой сферы в ее верхней части образуется пузырь, который периодически отрывается и всплывает вверх. В нижней части сфера окружена паровой пленкой, в которой пар движется вверх, режим течения — ламинарный. Для труб и сфер большого диаметра течение образующегося пара на большей части поверхности турбулентное и хаотичное. В соответствие с этой картиной авторы предложили схематизацию, изображенную на рис. 1.6.

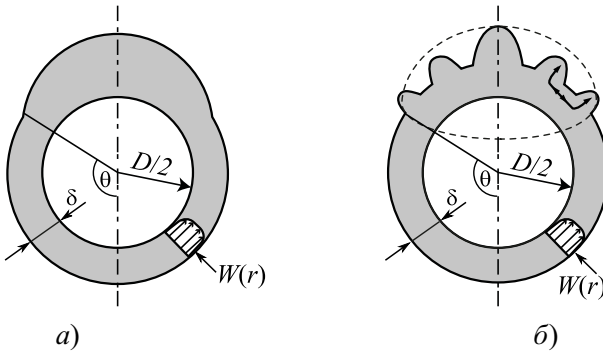


Рис. 1.6. Модель пленочного кипения на малых (а) и больших (б) сферах [70].

Если диаметр сферы становится больше критической длины волны, то в верхней части возможно образование нескольких пузырей. Ситуация в этом случае напоминает пленочное кипение на горизонтальной поверхности.

Используемая математическая модель аналогична модели [71] и включает в себя уравнение Навье-Стокса для течения пара в пленке, уравнение неразрывности и уравнение энергии. На межфазной границе пар-вода задавались два вида граничного условия: 1) условие прилипания (скорость равна нулю) и 2) проскальзывание (вязкое трение равно нулю).

Для случая сфер *малого* диаметра полагается, что тепло в нижней части сферы через тонкую паровую пленку передается на испарение жидкости и нагрев пленки (режим пленочного кипения), а в верхней части, где находится пузырь, тепло от поверхности сферы отводится по механизму теплопроводности.

Средний коэффициент теплоотдачи находится суммированием этих двух коэффициентов, осредненных по площади поверхности. Авторы получили следующее выражение:

$$\text{Nu}' = \frac{1}{4} \left[\frac{-2\text{Ra}'G(\text{Bo})}{3} \right]^{1/4} + \frac{(1 + \cos \theta') \operatorname{cosec} \theta^*}{\gamma}, \quad (1.20)$$

где $\text{Nu}' = 2(\alpha_c R/\lambda_v - 1)$ — модифицированное число Нуссельта, $\text{Ra}' = \rho_v (\rho_l - \rho_v) g D^3 h'_{lv} / (\lambda_v \mu_v \Delta T)$ — модифицированное число Рэлея, $\text{Bo} = (\rho_l - \rho_v) g R^2 / \sigma$ — число Бонда, θ' — угол, при котором тонкая пленка переходит в пузырь, γ — параметр, характеризующий «толщину» пузыря, $G(\text{Bo})$ — зависимость, приведенная в [70] в графическом виде. Величина θ' также зависит от Bo (зависимость тоже дана в графическом виде), значение θ' определяется из условия максимального роста энтропии для данного числа Бонда.

Сферы малого диаметра авторы определяют с помощью следующего условия: длина окружности на сфере, отделяющая пузырь от пленки, меньше длины наиболее быстрорастущей волны, т. е.

$$R \cdot \theta' < \lambda_c. \quad (1.21)$$

Длина волны λ_c связана с числом Бонда соотношением

$$\lambda_c = \frac{2\pi \sqrt{3}}{\sqrt{\text{Bo}}} R. \quad (1.22)$$

Таким образом, условие для сфер малого диаметра приобретает вид

$$\text{Bo} \leq \left(\frac{2\pi \sqrt{3}}{\theta'} \right)^2. \quad (1.23)$$

При анализе сфер *большого* диаметра делаются следующие предположения:

1. Течение в пленке в нижней части сферы описывается также, как для сфер малого диаметра.
2. Коэффициент теплоотдачи в верхней части сферы полагается пропорциональным коэффициенту теплоотдачи при пленочном кипении на горизонтальной поверхности. Коэффициент пропорциональности определяется из условия максимального роста энтропии, т. е. максимальной теплоотдачи.
3. Коэффициент теплоотдачи сферы определяется суммированием коэффициентов теплоотдачи в нижней части сферы и в ее верхней части, осредненных по площади поверхности. Угол θ' , отделяющий верхнюю часть от нижней, также является параметром, который определяется из условия обеспечения максимальной теплоотдачи. В результате было получено следующее выражение:

$$\frac{\text{Nu}'}{(\text{Ra}'\sqrt{\text{Bo}})^{1/4}} = \frac{1}{4} \left[\frac{-2G(\text{Bo})}{3\sqrt{\text{Bo}}} \right]^{1/4} + 0.21 (1 + \cos \theta'). \quad (1.24)$$

Для получения формулы, справедливой во всем диапазоне чисел Бонда (диаметров сфер) в работе [70] проведено сращивание рассмотренных двух предельных случаев (1.20) и (1.24) при $R\theta'/\lambda_c = 1$:

$$\begin{aligned} \frac{\text{Nu}'}{(\text{Ra}'\sqrt{\text{Bo}_D})^{1/4}} = \frac{1}{4} \left[\frac{-2G(\text{Bo})}{3\sqrt{\text{Bo}_D}} \right]^{1/4} + \\ + \left[0.177 + \frac{\text{cosec } \theta'}{(\text{Ra}'\sqrt{\text{Bo}_D})^{1/4}} \right] (1 + \cos \theta'), \end{aligned} \quad (1.25)$$

где Bo_D — число Бонда, построенное по диаметру ($\text{Bo}_D = 4\text{Bo}$).

Переписывая (1.25) для обычного числа Нуссельта, с учетом того, что $\text{Ra}' = \text{Ag}/\text{Sp}'$, приходим к соотношению

$$\begin{aligned} \text{Nu} = 2 + \frac{1}{4} \left[-\frac{2}{3} \frac{\text{Ar}}{\text{Sp}'} G(\text{Bo}) \right]^{1/4} + \\ + \left[0.177 \left(\frac{\text{Ar}}{\text{Sp}'} \sqrt{\text{Bo}_D} \right)^{1/4} + \text{cosec } \theta'(\text{Bo}) \right] (1 + \cos \theta'(\text{Bo})). \end{aligned} \quad (1.26)$$

Приведенные выше формулы были получены для условия нулевой скорости пара на межфазной поверхности пар–вода (условие прилипания). Аналогичное рассмотрение проведено в работе [70] для другого граничного условия — условия проскальзывания. Сопоставление с экспериментальными данными по пленочному кипению на сферах с диаметрами $D = 0.635\text{--}2.54$ см показало, что полученные теоретические кривые для условий прилипания и проскальзывания охватывают большинство данных.

Похожий подход, основанный также на разделении сфер на малые и большие, использовался профессором МЭИ В.В. Клименко, он подробно изложен в монографии [72]. Такое разделение позволяет учесть различные механизмы эвакуации пара. В случае больших сфер удаление пара осуществляется в результате развития неустойчивости Тейлора, приводящей к образованию одиночного или группы пузырей. При переходе же в область малых сфер механизм отвода пара определяется уже не волновым движением межфазной границы, а динамическими эффектами. В образующихся паровых струях движение пара происходит со значительной скоростью, т.е. доминирующей становится неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Анализ пленочного кипения на сферической поверхности основан на аналогии с процессом теплообмена при вынужденном обтекании и концепции несплошной паровой пленки, полная толщина которой определяется чисто гидродинамическими причинами и не зависит ни от температурного напора, ни от угловой координаты. В результате были получены соотношения для пленочного кипения около сферы, в которых степенной закон $\frac{1}{4}$ используется для ламинарного режима течения пара:

$$\text{Nu} = 0.7 \text{Ar}^{1/4} \text{Pr}_v^{1/3} f_1(K) \quad \text{при} \quad \text{Ar} < 3 \cdot 10^7, \quad (1.27)$$

где

$$f_1(K) = \begin{cases} 1.0 & \text{при } K \leq 1.4 \\ 0.92K^{1/4} & \text{при } K > 1.4 \end{cases}$$

тогда как закон $\frac{1}{3}$ реализуется для турбулентного режима:

$$\text{Nu} = 0.175\text{Ar}^{1/3}\text{Pr}_v^{1/3} f_2(K) \quad \text{при } \text{Ar} \geq 3 \cdot 10^7, \quad (1.28)$$

где

$$f_2(K) = \begin{cases} 1.0 & \text{при } K \leq 1.6 \\ 0.8K^{1/3} & \text{при } K > 1.6 \end{cases}$$

Здесь $\text{Ar} = g(\rho_l - \rho_v) D^3 / \rho_v v_v^2$ — число Архимеда, $\text{Pr}_v = \mu_v c_{pv} / \lambda_v$ — число Прандтля, $K = h_{lv} / (c_{pv} \Delta T)$. Теплофизические свойства пара вычисляются при средней температуре.

В работе [73] проведены экспериментальные исследования пленочного кипения недогретого натрия на сферах различного диаметра, 25.4, 19.0 и 12.7 мм. По аналогии с работой [71], экспериментальные данные обрабатывались в следующем виде:

$$\text{Nu}_{tot} = \text{Nu}_{sat} + 0.88\text{Nu}_r + K\text{Nu}_{nc} \frac{\Delta T_{sub} \lambda_l}{\Delta T_{sup} \lambda_v}. \quad (1.29)$$

Для Nu_{sat} использовалась корреляция (1.26) из работы [70], для Nu_{nc} использовалась формула

$$\text{Nu}_{nc} = 0.75[\text{Gr Pr}^2]^{1/4}. \quad (1.30)$$

Параметр K зависит от недогрева жидкости и диаметра сферы, он составляет

$$K = \begin{cases} 11.9\Delta T_{sub}^{-0.7} & \text{для } D = 25.4 \text{ мм,} \\ 18.8\Delta T_{sub}^{-0.65} & \text{для } D = 19\text{--}13 \text{ мм.} \end{cases}$$

В работе [64] показано, что формула (1.29) также справедлива и для недогретой воды, однако при этом формула (1.30) заменяется на $\text{Nu}_{nc} = 0.75[\text{Gr Pr}]^{1/4}$.

Работа [74] посвящена экспериментальному изучению охлаждения сфер из стали, меди и серебра диаметром 19 и 25.4 мм в воде при недогреве 0–50 К в условиях свободной и вынужденной конвекции (скорость набегающего потока составляла от 0 до 0.45 м/с). Кроме того, была получена теоретическая зависимость для коэффициента теплоотдачи сферы, которая, однако, не смогла адекватно воспроизвести экспериментальные данные. Поэтому в работе [74] экспериментальные результаты были обобщены в виде эмпирических корреляций, приведенных ниже.

Свободная конвекция:

$$\text{Nu} = \text{Nu}_{sat} + C_r \text{Nu}_r + \text{Nu}_{nc} \frac{Sc \mu_l}{Sp \mu_v}, \quad (1.31)$$

где $\text{Nu}_{sat} = 0.8[\text{Ar}/Sc]^{1/4}$, $\text{Nu}_r = \alpha_r D/\lambda_v$, $\text{Nu}_{nc} = 0.9[\text{Gr Pr}_l]^{1/4}$, C_r – параметр, зависящий от свойства вещества и значений температур.

Вынужденная конвекция:

$$\text{Nu} = \text{Nu}_{sat} + 0.8 \text{Re}_l^{1/2} \left\{ 1 + \frac{\mu_l Sc}{\mu_v Sp} \right\}, \quad (1.32)$$

где $\text{Re}_l = U_l D \rho_l / \mu_l$ – число Рейнольдса, U_l – скорость жидкости. Формула (1.32) справедлива для $1200 < \text{Re}_l < 19000$.

Теоретическое исследование пленочного кипения недогретой жидкости на сфере в условиях вынужденной конвекции было выполнено в работе [75]. Течение жидкости во всей области, включая гидродинамический пограничный слой, описывалось с помощью приближения потенциального потока. Рассматривался тепловой пограничный слой в жидкости, течение пара в пленке моделировалось с использованием уравнений пограничного слоя. Было получено приближенное решение с помощью интегрального подхода, аналогичного методу Польшгаузена, применяемому в теории погранслоя. В общем случае решение может быть получено лишь численно, однако для двух предельных случаев имеются аналитические выражения для локального числа Нуссельта:

Малый недогрев жидкости:

$$\text{Nu}(\theta) = C(\theta) \cdot \text{Re}_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \left[R^4 k \frac{1}{Sp} \right]^{1/4}. \quad (1.33)$$

Большой недогрев жидкости:

$$\text{Nu}(\theta) = C(\theta) \cdot \text{Re}_l^{1/2} \text{Pr}_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \frac{Sc}{Sp}. \quad (1.34)$$

В [75] также отмечена ошибочность в общем случае предположения о потенциальном течении жидкости.

В работе [76] рассмотрено пленочное кипение недогретой жидкости в условиях вынужденной конвекции около сферы/цилиндра. В качестве основы для описания течения жидкости около сферы используется решение для потенциального потока. Однако для сопряжения этого решения на межфазной границе с пленкой пара, где должно соблюдаться равенство касательных вязких напряжений, накладывается возмущение на потенциальное решение и, таким образом, в первом приближении учитывается гидродинамический пограничный слой в жидкости. Была найдена критическая толщина паровой пленки, при которой справедливо потенциальное приближение, т. е. из-за примерно одинаковой скорости воды и пара вблизи межфазной границы вязкого взаимодействия между ними не происходит. Как показано в этой работе, толщины таких жидкостей, как вода, натрий, этанол при 1 атм и сильных недогревах близки к критическому значению, так что в этом случае выполняется невязкое приближение. Однако при уменьшении недогрева и приближению к насыщению толщина пленки увеличивается, при этом из-за формирующегося распределения давления в жидкости скорость пара начинает превышать скорость жидкости и касательные напряжения со стороны пара воздействуют на жидкость. В этом случае потенциальным приближением пользоваться нельзя. Однако в том случае, когда температура жидкости близка к температуре насыщения, тепловой поток к межфазной границе в жидкость мал и его можно не учитывать. При этом течение пара в пленке, поскольку плотность его мала, определяется в основном распределением давления в жидкости, а не вязкими напряжениями. Поэтому и в этом случае можно использовать невязкое приближение для жидкости. Авторы получили аналитические выражения для двух предельных случаев:

Малый недогрев жидкости:

$$\text{Nu}_{sat} = 0.553 \text{Re}_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \left[\frac{R^4 K}{Sp} \right]^{1/4}. \quad (1.35)$$

Большой недогрев жидкости:

$$\text{Nu}_{sub} = 0.977 \text{Re}_l^{1/2} \text{Pr}_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \frac{Sc}{Sp}. \quad (1.36)$$

В общем случае была предложена формула

$$\text{Nu} = \left\{ \text{Nu}_{sat}^4 + \text{Nu}_{sub}^4 \right\}^{1/4}. \quad (1.37)$$

Однако, сравнение с экспериментальными данными показало, что выражение (1.37) примерно в два раза занижает коэффициент теплоотдачи. Для практического применения авторы рекомендовали ввести в (1.37) корректирующий множитель 2.04.

В компьютерном коде MC3D [77] корреляция [76] используется в несколько модифицированном виде:

$$\text{Nu} = 2 \left\{ (0.5 \text{Nu}_{sat})^4 + \text{Nu}_{sub}^4 \right\}^{1/4}. \quad (1.38)$$

Согласно [77], эта модифицированная корреляция была проверена на экспериментах TREPAM (см. [78]), она показала хорошую точность для условий этих экспериментов (диаметр нагревателя менее 0.5 мм, температура до 3000 К, давление до 22 МПа, скорость до 40 м/с).

Расчетно-экспериментальное исследование пленочного кипения недогретого фреона около малых сфер диаметром 0.3175, 0.4762 и 0.635 см в условиях свободной конвекции выполнено в работе [79]. Математическая модель включала уравнения неразрывности, импульса и энергии для пленки пара около сферы и прилегающего к межфазной поверхности слоя жидкости в приближении пограничного слоя. Для решения системы уравнений использовался интегральный метод — для скоростей пара и воды задавался параболический профиль, для температур — линейный. Неизвестные значения толщин пленки и слоя жидкости, а также скорости на межфазной поверхности определялись из граничных условий. Решение получалось численно. На основе параметрических расчетов в [79] получено следующее выражение:

$$\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{sat}} = 1 + 13.91 \left(Sc \frac{\text{Gr}}{\text{Ar}} \right)^{0.39}. \quad (1.39)$$

Для жидкости, имеющей температуру насыщения, выражение для Nu_{sat} совпадает с зависимостью (1.10), полученной в работе [65]. Авторы подчеркивают, что зависимость Nu для недогретой жидкости определяется через отношение к Nu_{sat} , а не путем суммирования различных коэффициентов теплоотдачи, как в (1.29), (1.31). Полученные экспериментальные данные подтвердили (1.39).

В работе японских авторов [80] приведены соотношения для коэффициента теплоотдачи при пленочном кипении недогретой жидкости в условиях свободной конвекции, пригодные для вертикальной пластины, горизонтального цилиндра и сферы, полученные с помощью интегрального анализа задачи о течении паровой пленки вблизи горячей поверхности и движении слоя жидкости около межфазной границы. Они имеют следующий вид:

$$Nu = K \left(\frac{Ar}{Sp'} \right)^{1/4} M_c^{1/4}, \quad (1.40)$$

где

$$M_c = E^3 / [1 + E / (Sp' Pr_l)] / (R Pr_l Sp')^2$$

$$E = \left(A + CB^{1/2} \right)^{1/3} + \left(A - CB^{1/2} \right)^{1/3} + \frac{1}{3} Sc'$$

$$A = \frac{1}{27} Sc'^3 + \frac{1}{3} R^2 Sp' \cdot Pr_l \cdot Sc' + \frac{1}{4} R^2 Sp'^2 \cdot Pr_l^2$$

$$B = -\frac{4}{27} Sc'^2 + \frac{2}{3} Sp' \cdot Pr_l \cdot Sc' - \frac{32}{27} Sp' \cdot Pr_l R^2 + \\ + \frac{1}{4} Sp'^2 \cdot Pr_l^2 + \frac{2}{27} \cdot Sc'^3 / R^2$$

$$C = \frac{1}{2} R^2 \cdot Sp' \cdot Pr_l, \quad Sc' = c_{pl} \Delta T_{sub} / h'_{lv}.$$

Здесь $K = 0.696$ для сферы, $K = 0.610$ для горизонтального цилиндра и $K = 0.793$ для вертикальной пластины; $Sp' = c_{pv} \Delta T_{sup} / h'_{lv} Pr_v$ — безразмерный перегрев.

Сопоставление с экспериментальными данными показало, что предложенная корреляция хорошо описывает пленочное кипение неметаллических жидкостей (вода, фреон, азот, аргон, гелий). Для жидких металлов (натрий, калий) совпадение оказывается хуже.

В последующей работе [81] приводится подробный вывод корреляции (1.40) для сферы. Сравнение с экспериментальными данными по пленочному кипению недогретой жидкости (вода, фреон) показало, что (1.40) дает нижнюю границу числа Нуссельта. Верхняя граница охватывающая данные, получается, если в (1.40) использовать $K = 1.6$ вместо $K = 0.696$.

В работе [64] проведено комплексное экспериментально-расчетное исследования пленочного кипения на сферах и получена универсальная корреляция, описывающая теплообмен в широком диапазоне параметров: при свободной/вынужденной конвекции и в насыщенной/недогретой жидкости. Авторы обобщили анализ пленочного кипения на горизонтальных цилиндрах японских исследователей [82] и [83] на случай сфер. Задача рассмотрена в достаточно полной постановке: пленка пара описывается в приближении погранслоя, около межфазной границы выделяется погранслоем в жидкости, снаружи жидкого погранслоя течение жидкости считается потенциальным. На межфазной границе задаются условия сопряжения течений пара и жидкости. Для решения полученной системы уравнений используется интегральный метод, полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений решается численно. В результате была получена следующая корреляция:

$$\text{Nu} = \left(\text{Nu}_p^5 + [f(\text{Fr})\text{Nu}_f]^5 \right)^{1/5}, \quad (1.41)$$

где вводится эмпирическая функция

$$f(\text{Fr}) = 1 - \frac{0.2}{1 + |\text{Fr}^{0.5} - 1|} \quad (1.42)$$

для сглаживания перехода от режима пленочного кипения в большом объеме к режиму вынужденной конвекции. Число Фруда определяется как

$$\text{Fr} = \frac{U_\infty^2}{gD}.$$

Числа Нуссельта для пленочного кипения в большом объеме Nu_p и для условий вынужденной конвекции Nu_f определяются следующим образом

$$\frac{Nu_p}{(1 + 2/Nu_p)} = K_c(D')(Ar/Sp')^{1/4} M_c^{1/4}. \quad (1.43)$$

Здесь M_c определяется по формулам [80] для уравнения (1.40), приведенным выше.

Зависимость от безразмерного диаметра сферы $K_c(D')$ определяется как

$$K_c(D') = \begin{cases} 0.5D'^{-1/4} & \text{для } D' < 0.14 \\ 0.86/(1 + 0.28D') & \text{для } 0.14 < D' < 1.25 \\ 2.4D'/(1 + 3.0D') & \text{для } 1.25 < D' < 6.6 \\ 0.47D'^{1/4} & \text{для } D' > 6.6 \end{cases} \quad (1.44)$$

$$Nu_f = Nu_s + 0.072Re_l^{0.77} Pr_l^{0.5} \frac{\mu_l}{\mu_v} \frac{Sc'}{Sp'}, \quad (1.45)$$

$$Nu_s = 0.5Re_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \left(\frac{kR^4}{Sp'} \right)^{1/4}. \quad (1.46)$$

Приведенная выше корреляция справедлива для недогретой жидкости и для насыщенной жидкости вплоть до объемных паросодержаний, равных 0.3. Для двухфазного потока в диапазоне объемных паросодержаний $\alpha_v = 0.3-1.0$ авторы предложили корреляцию

$$Nu = 0.45Re_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \left(\frac{kR^4}{Sp'} \right)^{1/4} \alpha_w^{1/4}. \quad (1.47)$$

Предложенная корреляция подтверждается данными экспериментальных исследований, выполненных в работе [64] на воде при атмосферном давлении в следующем диапазоне параметров:

1. Скорость воды: 0–2.3 м/с; $Re \leq 2 \cdot 10^5$, $Fr \leq 80$;
2. Недогрев воды: 0–40 К;
3. Перегрев поверхности сферы: до 900 К;
4. Диаметр сферы: 6–19 мм.

В работе [84] разработана модель пленочного кипения на вертикальной пластине, обобщенная затем на случай сферы. Рассмотрим основные особенности модели.

В случае вертикальной плоской пластины в [84] удалось получить аналитическое выражение, связывающее между собой различные компоненты теплового потока с поверхности пластины, которое можно записать следующим образом:

$$\frac{q_{FB}}{q_{FB,0}} = \left[1 + \frac{q_r - q_l - q_v}{q_{FB,0}} \frac{q_{FB,0}}{q_{FB}} \right]^{-\frac{1}{m}}, \quad (1.48)$$

где q_{FB} — тепловой поток через пленку пара за счет теплопроводности (недогретая жидкость), $q_{FB,0}$ — тепловой поток через пленку пара за счет теплопроводности (насыщенная жидкость), q_r — тепловой поток излучением, q_l — тепловой поток с межфазной поверхности жидкость–пар в недогретую жидкость, q_v — тепловой поток на нагрев пара, m — параметр, зависящий от условий пленочного кипения ($m = 2$ — преобладание вынужденной конвекции, $m = 4$ — свободная конвекция).

В работе [84] полагается, что подобное соотношение справедливо и для пленочного кипения на сфере. Поэтому для $q_{FB,0}$, q_r , q_l и q_v выбираются соответствующие корреляции и определяется тепловой поток q_{FB} . Рассмотрим кратко эти корреляции.

Насыщенная жидкость

Сначала анализируется пленочное кипение насыщенной жидкости на сфере в условиях смешанной конвекции, которое характеризуется числом Нуссельта $Nu_{FB,0}$. Для предельного случая свободной конвекции используется модифицированный коэффициент теплообмена для плоской вертикальной пластины

$$Nu_{nc} = 0.7f(D') \left(\frac{f_{nc} Ar Pr_v}{Sp} \right)^{1/4}. \quad (1.49)$$

Корректировочная функция $f(D')$ настроена по экспериментальным данным [64] для сфер разного диаметра и задается таблично. Функция $f_{nc} = f_{nc}(f, \xi)$ имеет достаточно громоздкий вид и здесь не приводится ($f = \mu_l/\mu_v$, $\xi = \delta_l/\delta_v$, δ_v — толщина пленки пара, δ_l — толщина пограничного слоя в жидкости).

Учитывается тепловой поток, идущий на нагрев пара

$$\text{Nu}_{v,nc} = 0.3Sp \frac{f + 3\xi}{f_{nc}(f + \xi)} \text{Nu}_{nc}. \quad (1.50)$$

Для случая вынужденной конвекции используется слегка модифицированная корреляция [76]

$$\text{Nu}_{fc} = 0.6\text{Re}_l^{1/2} \frac{\mu_l}{\mu_v} \left[\frac{R^4 k}{Sp'} \right]^{1/4}. \quad (1.51)$$

В этом случае также учитывается тепловой потока, идущий на нагрев пара, и определяется $\text{Nu}_{v,fc}$ (формулы здесь не приводятся).

Если скорость движения жидкости невелика ($\text{Fr} < 0.2$), то полагаются, что теплообмен при пленочном кипении насыщенной жидкости на сфере описывается соотношениями для свободной конвекции:

$$\text{Nu}_{FB,0} = \text{Nu}_{nc}, \quad (1.52)$$

$$\text{Nu}_v = \text{Nu}_{v,nc}. \quad (1.53)$$

Если $\text{Fr} > 0.2$, т.е. имеет место смешанная конвекция, то результирующие выражения получаются путем аппроксимации формул для свободной и вынужденной конвекции

$$\text{Nu}_{FB,0} = \text{Nu}_{nc} \left[1 + \left(\frac{\text{Nu}_{fc}}{\text{Nu}_{nc}} \right)^5 \right]^{1/5}, \quad (1.54)$$

$$\text{Nu}_v = \text{Nu}_{v,nc} \left[1 + \left(\frac{\text{Nu}_{v,fc}}{\text{Nu}_{v,nc}} \right)^5 \right]^{1/5}. \quad (1.55)$$

Недогретая жидкость

Если температура жидкости меньше температуры насыщения, то имеет место тепловой поток с межфазной поверхности в жидкость. Для свободной конвекции используется корреляция с учетом воздействия турбулентности (первый множитель)

$$\text{Nu}_{l,nc} = 2.1 \left(1 + 15Sp'^3 \right) \left[3.71 + 0.402(\text{GrPr}_l)^{1/2} \right]. \quad (1.56)$$

В случае вынужденной конвекции число Нуссельта рассчитывается как

$$\text{Nu}_{l,fc} = 1.5 \left(1 + 15Sp'^3\right) \max(\text{Nu}_{l,fcI}, \text{Nu}_{l,fcT}), \quad (1.57)$$

где

$$\text{Nu}_{l,fcI} = 0.664\text{Re}_l^{1/2}\text{Pr}_l^{1/3}, \quad (1.58)$$

$$\text{Nu}_{l,fcT} = 0.037 \frac{\text{Re}_l^{0.8}\text{Pr}_l}{1 + \frac{2.443}{\text{Re}_l^{0.1}} (\text{Pr}_l^{2/3} - 1)}. \quad (1.59)$$

Окончательно число Нуссельта для жидкости определяется следующим образом:

$$\text{Nu}_l = \begin{cases} \text{Nu}_{l,nc} & \text{для } \text{Re}_l < 0.001, \\ \max(\text{Nu}_{l,nc}, \text{Nu}_{l,fc}) & \text{для } \text{Re}_l \geq 0.001. \end{cases} \quad (1.60)$$

Тепловой поток из-за излучения здесь не рассматривается, поскольку в работе [84] не приводятся сведения о модели теплообмена излучением, лишь упоминается, что была разработана специальная достаточно сложная модель.

После этого корреляции подставляются в соотношение (1.48), из которого определяется q_{FB} для свободной конвекции ($m = 4$) и для вынужденной конвекции ($m = 2$). Из этих двух значений выбирается максимальное и, наконец, находится полный тепловой поток с поверхности сферы

$$q_w = -q_{FB} - q_r - q_v - q_l. \quad (1.61)$$

Чтобы выявить степень согласия описанных выше моделей пленочного кипения, ниже приводятся соответствующие графики, дающие представление о сходстве и различии различных корреляций. На рис. 1.7 показано сравнение результатов расчетов для пленочного кипения на сфере, погруженной в большой объем насыщенной жидкости. По оси ординат отложена безразмерная группа, не зависящая от диаметра сферы,

$$\frac{\text{Nu}}{[(\text{Ar}/Sp') (D/l')]^{1/4}} = \alpha_c \left\{ \frac{h'_{lv} g \lambda_v \rho_v (\rho_l - \rho_v)}{l' \mu_v \Delta T_{sup}} \right\}^{-1/4},$$

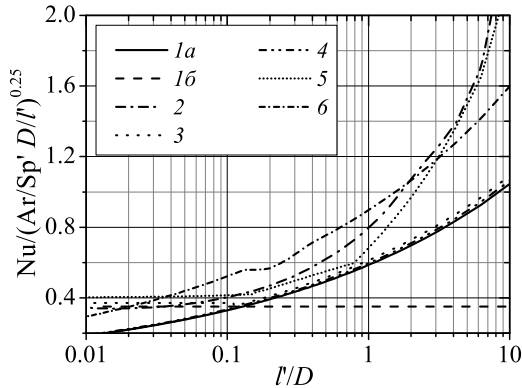


Рис. 1.7. Пленочное кипение насыщенной жидкости на сфере в большом объеме (давление 1 атм, $\Delta T_{sup} = 1000$ К, $D = 10$ мм): $1a$ — [65] (степень $1/3$), $1b$ — [65] (степень $1/4$), 2 — [70], 3 — [72], 4 — [80], 5 — [64], 6 — [84].

по оси абсцисс — безразмерная величина l'/D , обратно пропорциональная диаметру сферы.

При $l'/D < 0.15$ зависимость от безразмерного комплекса от диаметра исчезает для всех моделей за исключением [65] и [80], в которых число Нуссельта определяется пропорционально $Ar^{1/4}$. В диапазоне $0.1 < l'/D < 1.0$ большинство зависимостей близко друг к другу, а корреляция [84] расположена заметно выше. При $l'/D > 1.0$ графики, построенные по моделям [64], [70] и [84], достаточно резко уходят вверх.

На рис. 1.8 приведено аналогичное сравнение корреляций для пленочного кипения недогретой жидкости на сфере в большом объеме. Видно, что корреляция [79] дает результаты, лежащие на графике намного выше других. В диапазоне $0.1 < l'/D < 2.0$ результаты расчетов по всем остальным корреляциям лежат достаточно близко друг к другу. При $l'/D > 2.0$ зависимости [64] и [84] отклоняются вверх от остальных корреляций.

На рис. 1.9 приведено сравнение корреляций для пленочного кипения жидкости на сфере в условиях вынужденной конвекции при различных степенях недогрева жидкости до температуры насыщения. По-

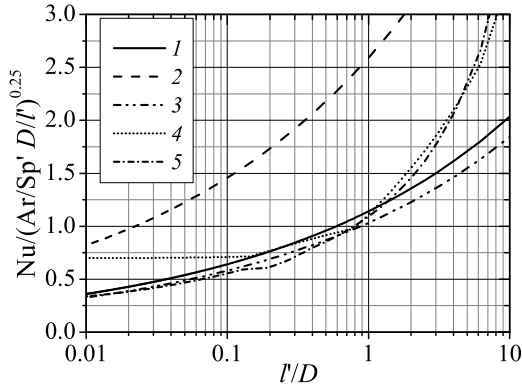


Рис. 1.8. Пленочное кипение недогретой жидкости на сфере в большом объеме (давление 1 атм, $\Delta T_{sup} = 1000$ К, $\Delta T_{sub} = 40$ К, $D = 10$ мм): 1 – [74], 2 – [79], 3 – [80], 4 – [64], 5 – [84].

ведение зависимости [74] заметно отличается от других корреляций, которые располагаются сравнительно близко друг от друга. Корреляция [76] приведена в оригинальном виде формула (1.37), умноженная на 2.04, и в модифицированном виде (1.38).

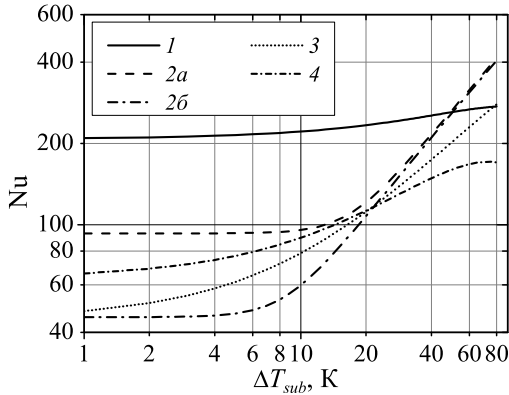


Рис. 1.9. Пленочное кипение жидкости на сфере при вынужденной конвекции (давление 1 атм, $\Delta T_{sup} = 1000$ К, $D = 10$ мм, $U_l = 1.5$ м/с): 1 – [74], 2a – [76], 2б – [76] (модиф.), 3 – [64], 4 – [84].

В расчетных кодах, разработанных для моделирования процесса перемешивания капель высокотемпературного расплава с водой, используются, как правило, две модели пленочного кипения — [76] и [64]. Модель [84] используется только в авторском коде IVA вместе со специальной моделью теплообмена излучением, описания которой не приводится. Все эти корреляции дают достаточно близкие результаты. Как отмечается в [77], качество моделирования пленочного кипения для условий взаимодействия высокотемпературного расплава с водой можно считать вполне приемлемым.

Литература к главе 1

1. Cronenberg A.W, Benz R. Vapor Explosion Phenomena with Respect to Nuclear Reactor Safety Assessment, US Nuclear Regulatory Commission CR.O245-TREE-1242, 1978.
2. Cronenberg A. W., Benz R. Vapor Explosion Phenomena with Respect to Nuclear Reactor Safety Assessment. In: J. Lewins and M Becker, Eds, Advances in Nuclear Science and Technology. Springer US, Boston, MA, 1980, V. 12, P. 247–334.
3. Long G. Explosions of Molten Aluminum in Water: Cause and Prevention. Metal Progress, 1957, V. 71, P. 107–112.
4. Epstein L.F. Recent developments in the study of metal-water reactions. Progress in Nuclear Energy, Series IV, 1961, P. 461–483.
5. https://en.wikipedia.org/wiki/Scunthorpe_Steelworks#cite_note-FOOTNOTEThe_Health_and_Safety_Executive1976-77 (Электронный ресурс).
6. Berthoud G. Vapour explosion. Annu. Rev. Fluid Mech., 2000, V. 32, P. 573–611.
7. Review of Smelt-Water Explosions. A special report prepared by P.E. Shick and T.M. Grace. Project 3473-2. The Institute of Paper Chemistry, Appleton, Wisconsin, 1982.
8. Jin E., Bussmann M., Tran H. The interaction of molten smelt and water. Proceedings of The Canadian Society for Mechanical Engineering International Congress 2014, June 1–4, 2014, Toronto, Ontario, Canada, P. 1–5.

9. Bussmann M., Jin E., Lin M., Jones A., Tran H. Experiments on smelt shattering and dissolution. International Chemical Recovery Conference, 9-12 June 2014, Tampere, Finland. P. 1–13.
10. Jin E., Bussmann M., Tran H. An experimental study of smelt-water interaction in the recovery boiler dissolving tank. TAPPI Journal, 2015, V. 14(6), P. 385–393.
11. Melhem G. A., Ozog H., Saraf S. Understand LNG Rapid Phase Transitions (RPT). io-Mosaic Corporation, 2006.
12. Сафонов В. С. Об особенностях эффекта быстрого фазового перехода при аварийных разливах СПГ на водной поверхности. Вести газовой науки, 2018, Т. 36, №4, С. 105–114.
13. Horvat A. CFD methodology for simulation of LNG spills and rapid phase transition (RPT). Process Safety and Environmental Protection, 2018, V. 120, P. 358–369.
14. Wohletz K. H. Explosive magma-water interactions: Thermodynamics, explosion mechanisms, and field studies. Bulletin of Volcanology, 1986, V. 48, P. 245–264.
15. Wohletz K., Zimanowski B., and Büttner R. Magma-water interactions. Chapter 11 (230–257) in Modeling Volcanic Processes: The Physics and Mathematics of Volcanism, Eds. S.A. Fagents, T.K.P. Gregg, and R.M.C. Lopes. Cambridge University Press, Cambridge, 2013.
16. Dolganov K. S., Semenov V. N., Kiselev A. Ye, Tomashchik D. Yu., Fokin A. L., Astakhov V. V., Nikolaeva A. V., Gasparov D. L., Pantyushin S. I., Bukin N. V., Bykov M. A. Evaluation of loads on the main joint of reactor pressure vessel under hypothetical severe accident at VVER-1200 NPP. Nucl. Eng. Design, 2019, V. 353, Article 110222, 10 p.
17. Reactor Safety Study: An Assessment of Accident Risks in U.S. Commercial Nuclear Power Plants. WASH-1400, NUREG 75/014, 1975, 28 p.
18. Henry R. E., Fauske H. K. Required Initial Conditions for Energetic Steam Explosions. Fuel-Colant Interactions, HTD-V19, American Society of Mechanical Engineers, 1981.
19. Corradini M. L., Swenson D. V. Probability of Containment Failure due to Steam Explosions Following a Postulated Core Meltdown in a

- LWR. NUREG/CR-2214, SAND-2132, Sandia National Laboratories, 1981.
20. Meyer J. F. et al. Preliminary Assessment of Core Melt Accidents at the Zion and Indian Point Nuclear Power Plants and Strategies for Mitigating Their Effects. NUREG-0850, U.S. Nuclear Regulatory Commission, 1981.
 21. Hicks E. P., Menzies D. C. Theoretical Studies on the Fast Reactor Maximum Accident. In: Proceedings of the Conference on Safety, Fuels and Core Design in Large Fast Power Reactors, October 11–15, 1965.
 22. Speis P. T., Basu S. Fuel–Coolant Interaction (FCI) Phenomena in Reactor Safety: Current Understanding and Future Research Needs. In: Proceedings of the OECD/CSNI Meeting on Fuel–Coolant Interactions, Tokai-Mura, Japan, May 19–24, 1997.
 23. Board S. J., Hall R. W., Hall R. S. Detonation of a fuel coolant explosion. *Nature*, 1975, V. 254, P. 319–321.
 24. Board S. J., Hall R. W. Recent advances in understanding large scale vapor explosions. Proc. Comm. Saf. Nucl. Install. Meet. Sodium–Fuel Interact. Fast Reactor, Tokyo, 1976, P. 249–293.
 25. Shen P., Zhou W., Cassiaut-Lois N., Journeau C., Piluso P., Liao Y. Corium behavior and steam explosion risks: A review of experiments. *Annals of Nuclear Energy*, 2018, V. 121, P. 162–176.
 26. Зейгарник Ю. А., Ивочкин Ю. П., Король Е. З. Термомеханический механизм тонкой фрагментации жидких капель при паровом взрыве. *Теплофизика высоких температур*, 2004, Т. 43, №3, С. 491–492.
 27. Park H. S., Hannson R. C., Sehgal B. R. Fine fragmentation of molten droplet in highly subcooled water due to vapor explosion observed by X-ray radiography. *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 2005, V. 29, P. 351–361.
 28. Глазков В. В., Григорьев В. С., Жилин В. Г., Зейгарник Ю. А., Ивочкин Ю. П., Кубриков К. Г., Медвецкая Н. В., Оксман А. А., Синкевич О. А. Об одном возможном механизме инициирования (триггеринга) парового взрыва. *Теплофизика высоких температур*, 2006, Т. 44, №6, С. 913–917.
 29. Hansson R. C., Park H. S., Dinh T. N., Simultaneous high speed digital cinematographic and X-ray radiographic imaging of an intense multi-

- fluid interaction with rapid phase changes. *J. of Experimental Thermal and Fluid Science*, 2009, V. 33(4), P. 754–763.
30. Ивочкин Ю. П., Вавилов С. Н., Зейгарник Ю. А., Кубриков К. Г. К вопросу об отсутствии фрагментации горячих капель при малых недогревах охладителя. *Теплофизика и аэромеханика*, 2012, Т. 19. №4, С. 475–483.
 31. Manickam L., Kudinov P., Ma W., Bechta S., Grischenko D., On the influence of water subcooling and melt jet parameters on debris formation. *Nucl. Eng. Design*, 2016, V. 309, P. 265–276.
 32. Dombrovsky L. A. Steam explosion in nuclear reactors: Droplets of molten steel vs core melt droplets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2017, V. 107, P. 432–438.
 33. Zambaux J. A., Manickam L., Meignen R., Ma W. M., Bechta S., Picchi S. Study on thermal fragmentation characteristics of a superheated alumina droplet. *Annals of Nuclear Energy*, 2018, V. 119, P. 352–361.
 34. Ивочкин Ю. П., Зейгарник Ю. А., Кубриков К. Г. Механизмы тонкой фрагментации горячего расплава, погруженного в холодную воду. *Теплоэнергетика*, 2018, № 7, С. 64–75.
 35. Зейгарник Ю. А., Ивочкин Ю. П., Кубриков К. Г., Тепляков И. О. Механизмы дробления перегретых жидкометаллических капель, погруженных в холодную воду. *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы*, 2018, №5, С. 63–72.
 36. Manickam L., Qiang G., Ma W., Bechta S. An experimental study on the intense heat transfer and phase change during melt and water interactions. *Experimental Heat Transfer*, V. 32(3), P. 251–266.
 37. Teplyakov I. O., Ivochkin Yu. P., Kubrikov K. G. The study of the liquid metal drops fragmentation *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2020, V. 1556, 012031.
 38. Johnson M., Journeau C., Matsuba K., Emura Y., Kamiyama K. Characterization of high-temperature nuclear fuel-coolant interactions through X-ray visualization and image processing. *Annals of Nuclear Energy*, 2021, V. 151, P. 107881.
 39. Corradini M. L. Analysis and modeling of large-scale steam explosions experiments. *Nuclear Science and Engineering*, 1982, V. 82, P. 429–447.

40. Corradini M. L. Molten fuel/coolant interactions: recent analysis of experiments. *Nuclear Science and Engineering*, 1984, V. 86, P. 372–387.
41. Young M. F., Berman M., Pong L. T. Hydrogen generation during fuel-coolant interactions. *Nuclear Science and Engineering*, 1988, V. 98, P. 1–15.
42. Berthoud G. Vapor explosions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2000, V. 32, P. 573–611.
43. Magallon D., Huhtiniemi I., Hohmann H. Lessons learnt from FARO/TERMOS corium melt quenching experiments. *Nucl. Eng. Design*, 1999, V. 189, P. 223–238.
44. Magallon D., Huhtiniemi I. Corium melt quenching tests at low pressure and subcooled water in FARO. *Nucl. Eng. Design*, 2001, V. 204, P. 369–376.
45. Huhtiniemi I., Magallon D., Hohmann H. Results of Recent KROTOS FCI Tests; alumina vs. Corium Melts. *Nucl. Eng. Design*, 1999, V. 189, P. 379–389.
46. Huhtiniemi I., Magallon D. Insight into steam explosions with corium melts in KROTOS. *Nucl. Eng. Design*, 2001, V. 204, P. 391–400.
47. OECD/SERENA Project Report. Summary and Conclusions. NEA/CSNI/R(2014) 15, February 2015. URL: <https://www.oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2020-01/csni-r2014-15.pdf>
48. Song J. H., Park I. K., Chang Y. J., Shin Y. S., Kim J. H., Min B. T., Hong S. W., Kim H. D. Experiments on the interactions of molten ZrO₂ with water using TROI facility. *Nucl. Eng. Design*, 2002, V. 213, P. 97–110.
49. Song J. H., Park I. K., Shin Y. S., Kim J. H., Hong S. W., Min B. T., Kim H. D. Fuel coolant interaction experiments in TROI using a UO₂/ZrO₂ mixture. *Nucl. Eng. Design*, 2003, V. 222, P. 1–15.
50. Song J. H., Hong S. W., Kim J. S., Chang Y. J., Shin Y. S., Min B. T., Kim H. D. Insights from the recent steam explosion experiments in TROI. *J. Nuclear Science and Technology*, 2003, V. 40(10), P. 783–795.
51. Kim J. H., Park I. K., Hong S. W., Min B. T., Hong S. H., Song J. H., Kim H. D. Steam explosion experiments with iron-added corium in

- the TROI facility. Transactions of the Korean Nuclear Society Spring Meeting, Chuncheon, Korea, May 25–26, 2006.
52. Kim J. H., Park I. K., Hong S. W., Min B. T., Hong S. H., Song J. H., Kim H. D. Steam explosion experiments using nuclear reactor materials in the TROI facilities. *Heat Transfer Engineering*, 2008, V. 29(8), P. 748–756.
 53. Kim J. H., Min B. T., Park I. K., Kim H. D., Hong S. W. Steam explosion experiments using partially oxidized corium. *Mechanical Science and Technology*, 2008, V. 22, P. 2245–2253.
 54. Kim J. H., Min B. T., Park I. K., Hong S. W. Triggered steam explosions with corium melts of various compositions in a narrow interaction vessel in the TROI facility. *Nuclear Technology*, 2010, V. 169(3), P. 239–251.
 55. Kim J. H., Min B. T., Park I. K., Hong S. W. Triggered steam explosions with the corium melts of various compositions in a two-dimensional interaction vessel in the TROI facility. *Nuclear Technology*, 2011 V. 176(3), P. 372–386.
 56. Ефанов А. Д., Загорулько Ю. Н., Ремизов О. В., Козлов Ф. А., Сорокин А. П., Богатырев И. Л. Паровые взрывы: анализ экспериментальных исследований. *Теплоэнергетика*, 1997, №8, С. 17–24.
 57. Загорулько Ю. И., Жмурин В. Г., Волов А. Н., Ковалев Ю. П. Экспериментальные исследования термического взаимодействия кориума с теплоносителями. *Теплоэнергетика*, 2008, №3, С. 48–56.
 58. Загорулько Ю. И. Фрагментация кориума в теплоносителях. *Росэнергоатом*, 2008, №8, С. 38–41.
 59. Кутателадзе С. С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.: Машгиз, 1949, 164 с.; 1952, 231 с.
 60. Bromley L. A. Heat Transfer in Stable Film Boiling. University of California. Report, 1948, 80 p.
 61. Bromley L. A., Leroy N. R., Robbers J. A. Heat transfer in forced convection film boiling. *Industrial and Engineering Chemistry*, 1953, V. 45(12), P. 2639–2646.
 62. Sakurai A., Shiotsu M., Hata K. A. Central correlation for pool film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to subcooled liquid: Part 1 – A theoretical pool film boiling heat transfer model including

- radiation contributions and its analytical solution. *Journal of Heat Transfer*, 1990, V. 112, P. 430–440.
63. Sakurai A., Shiotsu M., Hata K. A general correlation for pool film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to subcooled liquid: Part 2 – Experimental data for various liquids and its correlation. *Journal of Heat Transfer*, 1990, V. 112, P. 441–450.
 64. Liu C., Theofanous T.G. Film Boiling on Spheres in Single- and Two-Phase Flows. DOE/ER/12933-3, DOE/ID-10499, 1996.
 65. Frederking T. H. K., Clark J. A. Natural convection film boiling on a sphere. *Advances in Cryogenic Engineering*, V. 8. K.D. Timmerhaus, ed., Plenum Press, 1963, P. 501–506.
 66. Merte H., Clark J. Heat transfer in the boiling of cryogenic fluids under conditions of normal, reduced and near-zero gravity. *Trans. ASME*, 1964, V. 86C(3), P. 66–78.
 67. Kobayasi K. Film boiling heat transfer around a sphere in forced convection. *J. Nuclear Science and Technology*, 1965, V. 2(2), P. 62–67.
 68. Hesson J. C., Witte L. C. Comment on “Film Boiling Heat Transfer around a Sphere in Forced Convection” by K.Kobayasi. *J. Nuclear Science and Technology*, 1966, V. 3(10), P. 448–449.
 69. Witte L. C. Film boiling from a sphere. *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, 1968, V. 7(3), P. 517–518.
 70. Hendricks R. C., Baumeister K.J. Film boiling from submerged spheres. *NASA Technical Note*, NASA TN D-5124, 1969.
 71. Baumeister K. J., Hamill T.D. Laminar flow analysis of film boiling from a horizontal wire. *NASA Technical Note*. NASA TN D-4035, 1967.
 72. Аметистов Е. В., Клименко В. В., Павлов Ю. М. Кипение криогенных жидкостей. Под ред. В. А. Григорьева. М.: Энергоатомиздат, 1995, 400 с.
 73. Farahat M. M. K. Transient-boiling heat transfer from spheres to sodium. ANL-7909, 1972.
 74. Dhir V.K., Purohit G.P. Subcooled film-boiling heat transfer from spheres. *Nucl. Eng. Design*, 1978, V. 47, P. 49–66.
 75. Wilson S. D. R. Steady and transient film boiling on a sphere in forced convection. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1979, V. 22, P. 207–218.

76. Epstein M., Hauser G. M. Subcooled forced-convection film boiling in the forward stagnation region of a sphere or cylinder. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1980, V. 23, P. 179–189.
77. Meignen R., Picchi S., Lamome J., Raverdy B., Escobar S. C., Nicaise G. The challenge of modeling fuel-coolant interaction: Part I – Premixing. *Nucl. Eng. Design*, 2014, V. 280, P. 511–527.
78. Berthoud G., D’Aillon L. G. Film boiling heat transfer around a very high temperature thin wire immersed into water at pressure from 1 to 210 bar: experimental results and analysis. *Int. J. Thermal Sciences*, 2009, V. 48(9), P. 1728–1740.
79. Shih C., El-Wakil M. M. Film boiling and vapor explosions from small spheres. *Nuclear Science and Engineering*, 1981, V. 77(4), P. 470–479.
80. Michiyoshi I., Takahashi O., Kikuchi Y. Heat transfer and the low limit of film boiling. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1989, V. 2, P. 268–279.
81. Tso C. P., Low H. G., Ng S. M. Pool film boiling from spheres to saturated and subcooled liquid of Freon-12 and Freon-22. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1990, V. 11(2), P. 154–159.
82. Ito T., Nishikawa K., Shigechi T. Forced convection film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to liquid cross-flow upward (1st Report, Saturated liquid). *Bulletin of the JSME*, 1981, V. 24(198), P. 2107–2114.
83. Shigechi T., Ito T., Nishikawa K. . Forced convection film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to liquid cross-flow upward (2nd Report, Subcooled liquid). *Bulletin of the JSME*, 1983, V. 26(214), P. 554–561.
84. Kolev N. I. *Multiphase Flow Dynamics. Vol. 3. Thermal Interactions.* Springer, 2011.

Глава 2

ФРАГМЕНТАЦИЯ СТРУИ РАСПЛАВА В ОХЛАДИТЕЛЕ

2.1. Режимы дробления

Струя расплава, проникая в жидкий охладитель, может дробиться под воздействием внутренних неустойчивостей, либо неустойчивостей, вызванных внешними воздействиями, а также в результате срыва и уноса вещества с поверхности струи. Разделяют первичный распад струи, когда от нее отделяются первые образования (связки, кластеры и первые капли), и вторичный распад, когда происходит дальнейшее дробление этих образований. В процессе распада совместное действие сил различной природы на поверхность жидкости нарушает ее целостность, вызывая дробление. К этим силам относятся силы инерции, поверхностного натяжения, аэродинамические силы и силы вязкого трения. В зависимости от соотношения этих сил реализуются различные режимы дробления струи.

Впервые механизмы распада струи применительно непосредственно к условиям тяжелых аварий были рассмотрены в работе [1]. Хотя классификация Гинсберга основана на данных по распаду изотермических струй в отсутствие пленочного кипения, тем не менее она стала

стандартной отправной точкой для создания моделей дробления струи в условиях тяжелой аварии. Большинство данных, которые использовались в работе [1], получено для жидких струй малого диаметра, вытекающих из сопла или отверстия во внешнюю среду практически без теплообмена. Классификация механизмов дробления и особенностей изменения длины распада струи основана на использовании внешнего числа Вебера We_a .

При низких значениях внешнего числа Вебера ($We_a < 1$) силы поверхностного натяжения преобладают над силами инерции, и в формуле для числа Вебера пренебрегается скоростью внешней среды V_a :

$$We_a < 1.0 : \quad We_a = \frac{\rho_a V_j^2 D}{\sigma} \quad (2.1)$$

Здесь ρ_a — плотность окружающей среды, V_j и D — скорость и диаметр струи, σ — коэффициент поверхностного натяжения расплава.

При увеличении числа Вебера ($We_a < 1$) скорость внешней среды уже учитывается:

$$We_a > 1.0 : \quad We_a = \frac{\rho_a (V_j - V_a)^2 D}{\sigma} \quad (2.2)$$

Гинсберг предложил классификацию различных механизмов распада струй в изотермических условиях в зависимости от значения числа Вебера, в которой длина распада L определяется как расстояние, на котором струя, движущаяся в окружающей среде, сохраняет когерентное ядро. На рис. 2.1 приведена схема основных механизмов распада струи, заимствованная из работ [1, 2]. Выделяют следующие основные диапазоны по числу Вебера:

1. При малых числах Вебера ($We_a < 0.4$) струя фрагментируется по механизму Рэлея. Из-за малых относительных скоростей касательными напряжениями можно пренебречь, а основной силой, определяющей распад, является поверхностное натяжение. Малое возмущение поверхности струи приводит к локальному изменению ее диаметра. Там, где диаметр уменьшился, возрастает кривизна поверхности и, соответственно, внутреннее давление из-за поверхностного натяжения. Вследствие этого происходит переток жидкости в струе из области, где диаметр струи

уменьшился, в соседнюю область с большим диаметром струи. Такой (варикозный) механизм усиливает появившееся возмущение и приводит к капиллярному распаду струи на капли с диаметром, близким к диаметру струи. При этом длина распада струи пропорциональна скорости струи.

2. При возрастании числа Вебера ($0.4 < We_a < 1$) фрагментация происходит в переходном режиме, когда становится важным влияние окружающей жидкости. Механизм фрагментация по Рэлею усложняется из-за приобретения струей менее устойчивой волнообразной закрученной формы. Фрагментация в этом случае определяется балансом между силами поверхностного натяжения и вязкого трения. Возрастающее влияние касательных напряжений приводит к уменьшению длины распада струи при увеличении скорости струи вплоть до значений числа Вебера ~ 1 . Образующиеся частицы также имеют размер порядка диаметра струи.
3. При высоких числах Вебера ($1 < We_a < 100$) фрагментация происходит в турбулентном режиме. Особенность этого режима состоит в том, что помимо грубого дробления ядра струи на крупные фрагменты происходит значительное разрушение поверхности струи. В турбулентном режиме возросшая инерция струи приводит к более глубокому проникновению когерентного ядра струи в окружающую жидкость.
4. Значение числа Вебера $We_a \sim 100$ может рассматриваться как условие наступления режима атомизации с интенсивным образованием спрея (капель) сразу за соплом.

Следует отметить немонотонность относительной длины струи L/D при переходе от одного режима дробления к другому, вызванную изменением относительной роли действующих сил и усложнением геометрии по мере увеличения скорости струи (при прочих равных параметрах).

Исследования процессов развития неустойчивости при проникновении струй в газы и жидкости продолжают быть предметом пристального внимания исследователей, причем как с точки зрения изучения тонкой структуры и деталей распада сплошной струи на фрагменты и срыва дисперсного материала, так и с точки зрения оценки инте-

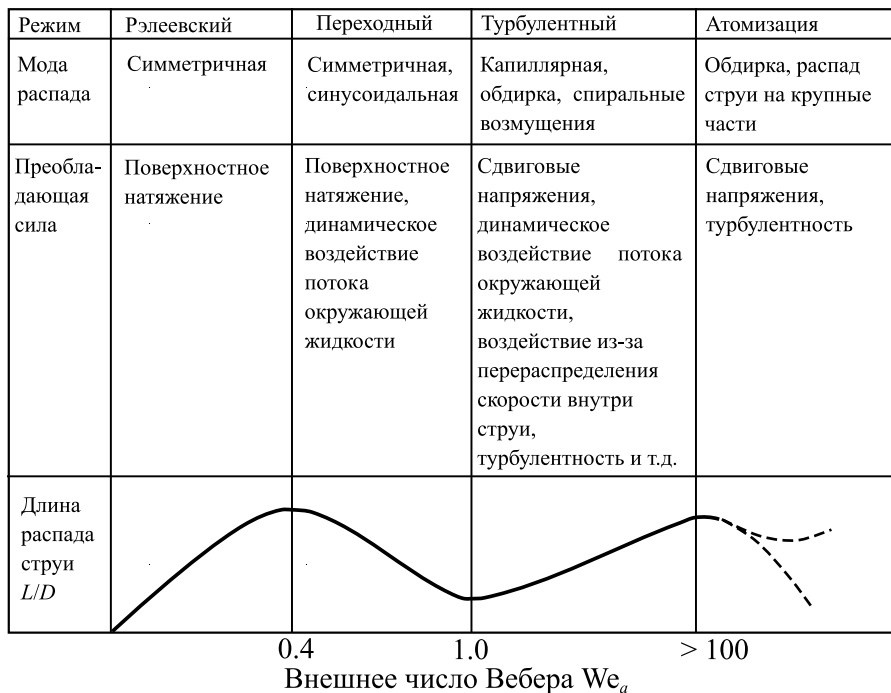


Рис. 2.1. Механизмы дробления и длина распада струи [1, 2].

гральных характеристик распада — получения оценок для длины распада струи в различных условиях. Примером может служить недавняя экспериментальная работа [3], где применены современные визуализационные средства для регистрации процесса проникновения струи в жидкость. Использовались две пары жидкостей — Fluorinert (FC72, плотность 1680 кг/м^3)—вода и вода—силиконовое масло (плотность 760 кг/м^3) в изотермических условиях (при комнатной температуре). Относительная длина распада струи L/D (где D — начальный диаметр струи) как функция внешнего числа Вебера We_a построена на рис. 2.2 по результатам экспериментов [3, 4]. Приведенные экспериментальные результаты подтверждают немонотонность длины распада струи (кроме того, в экспериментах также изучены характеристики образующихся при фрагментации капель).

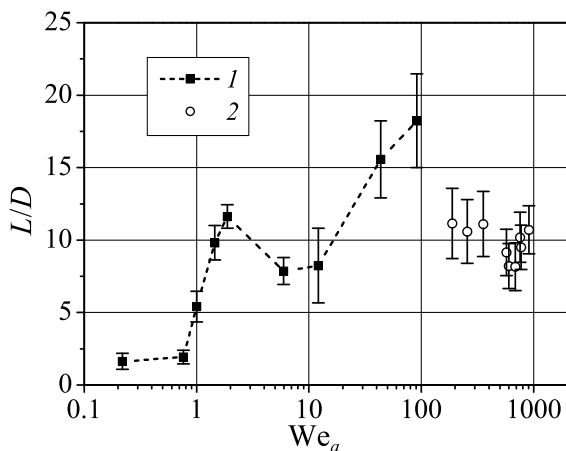


Рис. 2.2. Экспериментальные данные по длине распада струи: 1 — [3], 2 — [4].

На рис. 2.3 и 2.4 на основе результатов работ [2, 3] схематически представлены основные типы распада струи, демонстрирующие структуру течения и форму межфазной поверхности при различных режимах, приведенных на рис. 2.1.

С точки зрения оценки опасности тяжелых аварий в атомной энергетике интерес представляют в первую очередь струи расплава, прикипающие в воду или жидкий натрий. Для струй большого диаметра следует ожидать фрагментацию при больших числах Вебера, где определяющую роль играет турбулентность, срыв материала за счет сдвиговых напряжений на поверхности струи и т.д. Как отмечалось еще в работах [1, 2], в этой области нет ясного понимания зависимости длины распада струи от определяющих параметров. Однако в настоящее время, несмотря на достигнутый прогресс в этой области, существуют значительные неопределенности и различия результатов, полученных различными авторами и исследовательскими группами [5]. Этот вопрос будет более детально рассмотрен в разделе 2.3.2.



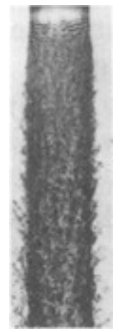


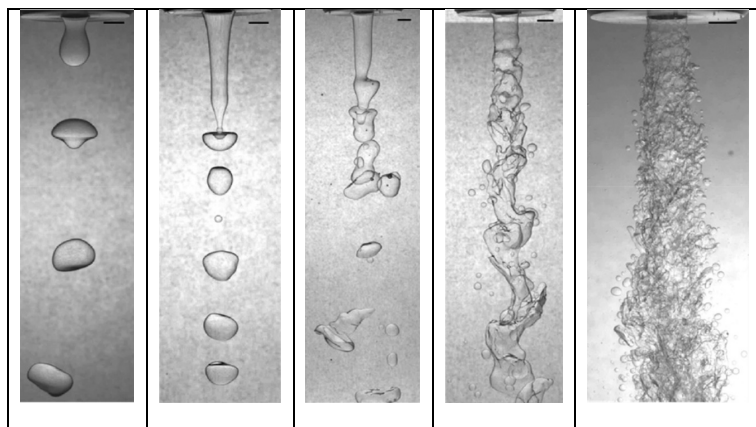
Грубый распад		Тонкая фрагментация		
Варикозный тип	Синусоидальный тип	Атомизация		
		Переходный тип		Развитый тип
			детали поверхности 	

Рис. 2.3. Основные типы распада струи [2].

Рис. 2.4. Фрагментация струи при числах Вебера $We_a = 0.8, 1.5, 7, 50, 650$ (слева направо) [3].

2.2. Линейный анализ устойчивости струи

2.2.1. Устойчивость поверхности струи

Многие важные особенности дробления струи можно выявить с помощью исследования устойчивости поверхности струи методом малых возмущений. Основными характеристиками процесса распада струи являются длина ее сплошной части и размер образующихся капель.

Рассмотрим цилиндрическую струю, на поверхности которой имеются возмущения. Возмущения любой формы можно представить как суперпозицию синусоидальных волн, поэтому достаточно рассмотреть лишь синусоидальные возмущения поверхности:

$$\eta = \eta_0 \exp(i(kz + m\theta) + \omega t), \quad (2.3)$$

где k — волновое число, ω — частота, m — азимутальная мода деформации. Например, $m = 0$ соответствует симметричной деформации, т. е. на поверхности струи возникают последовательные расширения и сжатия. Волне $m = 1$, при которой смещения η пропорциональны $\cos \theta$, отвечают такие деформации струи, при которых ее сечения, оставаясь круговыми, смещаются относительно оси струи, при этом струя приобретает характерный змеевидный или волновой профиль.

Для простоты рассматривается струя невязкой жидкости. Потенциал скорости, возникшей вследствие появления возмущений, должен удовлетворять уравнению Лапласа, которое в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = 0. \quad (2.4)$$

Возмущения потенциала скорости должны иметь такую же экспоненциальную форму, как и возмущения поверхности:

$$\varphi = R(r) \exp(i(kz + m\theta) + \omega t). \quad (2.5)$$

Решениями для $R(r)$, удовлетворяющими уравнению Лапласа, являются модифицированные функции Бесселя первого и второго рода, порядка m :

$$R(r) = AI_m(kr) + BK_m(kr), \quad (2.6)$$

где A и B — константы, m может принимать любое неотрицательное целое значение.

Граничные условия для возмущений потенциала скорости имеют следующий вид (нижние индексы j и a обозначают струю и окружающую среду):

1. φ_j принимает конечное значение на оси струи при $r = 0$,
2. $\varphi_a \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$.

Используя граничные условия, получим выражения для возмущений потенциала скорости:

$$\varphi_j = c_1 I_m(kr) \exp(i(kz + m\theta) + \omega t) \quad (2.7)$$

и

$$\varphi_a = c_2 K_m(kr) \exp(i(kz + m\theta) + \omega t). \quad (2.8)$$

Линеаризованные кинематические условия, сопрягающие нормальные скорости на поверхности струи, имеют вид

$$-\frac{\partial \varphi_i}{\partial r} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + V_i \frac{\partial \eta}{\partial z}, \quad i = a, j \quad (2.9)$$

при $r = a$, где a — невозмущенный радиус струи, V_i — невозмущенные осевые скорости струи ($i = j$) и окружающей среды ($i = a$).

Динамическое условие равенства давлений на поверхности выражается соотношением

$$p_j - p_a = -\frac{\sigma}{a^2} \left(\eta + a^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial \theta^2} \right) \quad (2.10)$$

при $r = a$.

Последнее граничное условие получается из уравнения Лагранжа-Коши

$$p_i = \rho_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + \rho_i V_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial z}, \quad i = a, j. \quad (2.11)$$

Если выражения для потенциала скорости и давления подставить в кинематическое и динамическое условия, получится следующая система алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} c_1 I_m(ka) \rho_j (\omega + ikV_j) - c_2 K_m(ka) \rho_a (\omega + ikV_a) = \\ = -\frac{\sigma \eta_0}{a^2} (1 - (ka)^2 - m^2), \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$-c_1 \frac{dI_m(ka)}{dr} = \eta_0 (\omega + ikV_j), \quad (2.13)$$

$$-c_2 \frac{dK_m(ka)}{dr} = \eta_0 (\omega + ikV_a). \quad (2.14)$$

Уравнения (2.12)–(2.14) представляют собой систему однородных линейных алгебраических уравнений относительно произвольных констант c_1 , c_2 и η_0 .

Пусть M — матрица, образуемая коэффициентами при этих константах. Единственное решение существует только в том случае, если детерминант этой матрицы равен нулю:

$$|M| = 0. \quad (2.15)$$

Это условие дает следующее характеристическое уравнение:

$$\begin{aligned} (\gamma_m \rho_j + \beta_m \rho_a) \omega^2 + 2i\omega k (\gamma_m \rho_j V_j + \beta_m \rho_a V_a) - \\ - k^2 (\gamma_m \rho_j V_j^2 + \beta_m \rho_a V_a^2) - \frac{k\sigma}{a^2} [1 - (ka)^2 - m^2] = 0. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Здесь

$$\gamma_m = \frac{k I_m(ka)}{I'_m(ka)}, \quad \beta_m = -\frac{k K_m(ka)}{K'_m(ka)},$$

$$I'_m(ka) = \left. \frac{dI_m(kr)}{dr} \right|_{r=a}, \quad K'_m(ka) = \left. \frac{dK_m(kr)}{dr} \right|_{r=a}.$$

Вводя безразмерные переменные

$$\omega^+ = \frac{a \operatorname{Re}(\omega)}{(V_j - V_a)}, \quad \varepsilon = \frac{\rho_j}{\rho_a}, \quad \operatorname{We}_a = \frac{a \rho_a (V_j - V_a)^2}{\sigma}, \quad k^+ = ka,$$

где $\text{Re}(\omega)$ — действительная часть ω , получим дисперсионное соотношение

$$(\omega^+)^2 = \frac{\varepsilon \gamma_m \beta_m (k^+)^2}{(\gamma_m \varepsilon + \beta_m)^2} + \frac{[1 - m^2 - (k^+)^2] k^+}{\text{We}_a (\gamma_m \varepsilon + \beta_m)}. \quad (2.17)$$

Это уравнение связывает инкремент нарастания амплитуды волны и длину волны. При положительном ω^+ волна будет неустойчивой и ее амплитуда будет неограниченно расти.

В пределе $\text{We}_a \rightarrow 0$ (или $\rho_a \rightarrow 0$) дисперсионное соотношение является уравнением, определяющим распад стационарной струи жидкости в вакууме под действием капиллярных сил. В этом случае уравнение (2.17) сводится к

$$(\omega^+)^2 = \frac{[1 - m^2 - (k^+)^2] k^+}{\text{We}_a \gamma_m \varepsilon}. \quad (2.18)$$

Впервые это уравнение было получено Рэлеем. Отметим, что скорость роста имеет вещественное положительное значение только для $m = 0$ и $k^+ < 1$. Таким образом, струя жидкости неустойчива только для симметричных (варикозных) возмущений и только для волн, длина которых больше диаметра струи.

Наиболее быстрорастущее возмущение определяется условием

$$\partial (\omega^+)^2 / \partial k^+ = 0,$$

решением которого является $(k^+)_{\max} = 0.7$, длина волны при этом равна $\lambda_{\max} = 9.02a$. Значение ω^+ в максимуме можно найти путем подстановки числовых значений бесселевых функций:

$$(\omega^+)_{\max} = 0.118 \frac{1}{\sqrt{\text{We}_a \varepsilon}}. \quad (2.19)$$

Поскольку рост амплитуды во времени происходит по экспоненциальному закону, решающее значение для распада струи имеет рост амплитуды волны, длина которой λ имеет значение, отвечающее максимуму $\text{Re}(\omega)_{\max} = \frac{(V_j - V_a)}{a} (\omega^+)_{\max}$.

За время

$$\tau = \frac{1}{\operatorname{Re}(\omega)_{\max}} = \frac{1}{\frac{(V_j - V_a)}{a} (\omega^+)_{\max}} = 8.46 \frac{\sqrt{\operatorname{We}_a \varepsilon}}{(V_j - V_a)} \quad (2.20)$$

амплитуда возрастает в e раз. Распад струи происходит на капли, размер которых порядка λ_{\max} , т.е. примерно в девять раз превышает радиус струи a . Оценим длину нераспавшейся части струи. Если пренебречь изменением скорости струи в процессе ее движения, то эту длину можно найти по формуле

$$L \approx V_j \tau = 8.46a \frac{V_j}{(V_j - V_a)} \sqrt{\operatorname{We}_a \varepsilon} = 8.46a \sqrt{\operatorname{We}}, \quad (2.21)$$

где $\operatorname{We} = a \rho_j V_j^2 / \sigma$ — число Вебера, построенное по скорости и плотности струи. Тогда относительная длина, на которой происходит распад струи, при малых числах Вебера We_a выражается следующим образом:

$$\frac{L}{D} \approx 4.23 \sqrt{\operatorname{We}} \sim \sqrt{\operatorname{We}}, \quad (2.22)$$

или

$$\frac{L}{D} \sim V_j \sqrt{\frac{a \rho_j}{\sigma}}. \quad (2.23)$$

Из этого выражения видно, что чем выше скорость струи, тем больше длина, на которой происходит ее распад.

При малых числах Вебера We_a распад струи происходит при таких скоростях движения, когда динамическое воздействие окружающей среды на поверхность струи не играет роли в процессе распада на капли. Процесс распада струи происходит исключительно под влиянием капиллярных сил и сопровождается уменьшением поверхностной энергии системы.

При достаточно больших скоростях (т.е. больших числах Вебера We_a) картина дробления струи на капли резко изменяется. Распад струи на сравнительно немногочисленные крупные капли сменяется ее распылом на облако мелких капель. Число капель оказывается настолько

большим, что суммарная поверхность распыленной струи несравненно больше первоначальной поверхности нераспавшейся струи.

Работа образования дополнительной поверхности совершается за счет динамического воздействия движущейся окружающей среды на поверхность струи. Рассмотрим жидкую струю, движущуюся в газе. Качественная картина динамического воздействия газа на поверхность струи состоит в следующем. Пусть на поверхности струи возникло некоторое возмущение. Давление в газе над гребнем возмущения будет понижено, а у подошвы — повышено по сравнению со средним давлением. Действительно, проводя достаточно далеко от поверхности струи в невозмущенном газе линию тока и рассматривая движение газа в области между этой линией тока и поверхностью струи, видим, что скорость газа, проходящего над гребнем возмущения, должна быть выше, чем над ее подошвой. Согласно уравнению Бернулли давление должно быть ниже в тех местах, где скорость больше. Таким образом, давление газа у гребня волны ниже, чем у ее подошвы.

В силу этого возмущение, почему-либо образовавшееся на поверхности жидкости, движущейся относительно газа, стремится увеличиться (так называемый аэродинамический подсос). Этот эффект будет выражен тем сильнее, чем больше скорость относительного движения. Рост амплитуды возмущения на поверхности жидкости будет в конечном итоге приводить к отрыву капли с поверхности струи.

Для $We_a \gg 1$ и симметричных коротковолновых возмущений ($m = 0$, $k^+ \rightarrow \infty$) дисперсионное уравнение (2.17) сводится к

$$(\omega^+)^2 = \frac{\varepsilon(k^+)^2}{(\varepsilon + 1)^2} + \frac{(k^+)^3}{We_a(\varepsilon + 1)}. \quad (2.24)$$

Поскольку $\varepsilon \gg 1$, то можно еще упростить это выражение:

$$(\omega^+)^2 = \frac{(k^+)^2}{\varepsilon} + \frac{(k^+)^3}{We_a\varepsilon}. \quad (2.25)$$

Самое быстрорастущее возмущение определяется из условия экстремума $\partial(\omega^+)^2/\partial k^+ = 0$, решением которого является $(k^+)_{\max} = 0.67We_a$. Ему соответствует значение частоты (инкремента нарастания амплитуды) $(\omega^+)_{\max} = 0.38We_a/\sqrt{\varepsilon}$. В данном случае, когда длина

наиболее быстрорастущей волны много меньше радиуса струи, предполагается, что с поверхности струи срываются капли, размер которых порядка длины волны самого быстрорастущего возмущения. Тогда безразмерная скорость уноса вещества с поверхности струи (скорость эрозии струи) оценивается следующим выражением

$$E^+ \sim \frac{\operatorname{Re}(\omega^+)_{\max}}{(k^+)_{\max}}, \quad (2.26)$$

или в размерном виде

$$E \sim \frac{\operatorname{Re}(\omega)_{\max}}{(k)_{\max}} \sim \frac{(V_j - V_a)}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (2.27)$$

Оценочное соотношение, выражающее баланс массы при полном распаде струи на длине L , в предположении постоянных скорости струи и скорости эрозии имеет вид:

$$D^2 V_j \sim L D E, \quad (2.28)$$

или

$$\frac{L}{D} \sim \frac{V_j}{E}. \quad (2.29)$$

Комбинируя эти выражения, получим выражение для безразмерной длины распада струи

$$\frac{L}{D} \sim \frac{V_j k_{\max}}{\operatorname{Re}(\omega)_{\max}} = \sqrt{\varepsilon} \frac{V_j}{(V_j - V_a)}. \quad (2.30)$$

Таким образом, длина распада струи для высоких чисел Вебера We_a оценивается следующей формулой

$$\frac{L}{D} \sim \sqrt{\frac{\rho_j V_j^2}{\rho_a (V_j - V_a)^2}} = \sqrt{\frac{We}{We_a}}. \quad (2.31)$$

В случае дробления изотермических струй $V_a \approx 0$ (если нет каких-либо специально инициированных течений), поэтому

$$V_j \approx V_j - V_a \quad (2.32)$$

и

$$\frac{L}{D} \sim \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}. \quad (2.33)$$

Этот результат совпадает с корреляцией Тейлора [6], которая имеет вид

$$\frac{L}{D} = C \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}, \quad (2.34)$$

где C — константа, значение которой Тейлор принял равным 5.3 на основе обработки экспериментальных данных [7].

В данном случае увеличение скорости струи вызывает, с одной стороны, стремление к более глубокому проникновению, а с другой стороны, возрастание скорости фрагментации. Эти два разнонаправленных эффекта приводят к тому, что скорость струи не влияет на длину ее распада.

В работе [8] рассмотрен вопрос о том, когда неосесимметричные возмущения начинают расти быстрее осесимметричных. Получено, что для длинноволновых возмущений ($k^+ \ll 1$) спиральные (змеевидные, $m = 1$) возмущения растут быстрее симметричных возмущений если

$$We_a \geq 1 + \frac{1}{\varepsilon}, \quad (2.35)$$

в то время как для коротковолновых возмущений ($k^+ \gg 1$) спиральные возмущения начинают доминировать при

$$We_a \geq k^+ \left(1 + \frac{1}{\varepsilon} \right). \quad (2.36)$$

Кроме того, в работе [8] установлено, что при больших числах Вебера все азимутальные моды m имеют примерно равные скорости роста.

Таким образом, линейный анализ устойчивости позволяет выделить три типа или режима распада струи, каждый соответствует определенному диапазону числа Вебера We_a . Если оно мало, то преобладает капиллярное дробление, на поверхности струи образуются длинные симметричные волны ($k^+ < 1$) и распадаются на крупные капли. При умеренных значениях We_a начинают доминировать спиральные (винтовые) возмущения по сравнению с симметричными. Если же число Вебера We_a очень большое, то на поверхности струи образуются коротковолновые возмущения ($k^+ \gg 1$) всех азимутальных мод, приводящие к отрыву мелких капель.

2.2.2. Фрагментация струй расплава в условиях тяжелой аварии

Для толстых струй с диаметром $D \sim 10$ см, которые можно ожидать при тяжелых авариях с плавлением активной зоны, дробление струи на крупные части маловероятно. Во-первых, характерные высоты падения струи недостаточны (например, для $D = 10$ см минимальная варикозная длина распада без учета времени, необходимого для роста волны, составляет $\lambda/2 = 25$ см). Во-вторых, для малых относительных скоростей доминирующие длины волн $\lambda \ll D$.

С другой стороны, очевидно, что и режим атомизации не будет реализовываться в этих условиях, даже если критерий Вебера формально указывает на обратное (из-за большого диаметра при малой относительной скорости). В этом случае можно ожидать, что в более широком диапазоне будет происходить обдирка поверхности струи за счет образования связок (лигаментов) и относительно медленного срыва слоев расплава с волнообразной поверхности.

Другим возможным механизмом дробления струи является неустойчивость Рэлея–Тейлора, возникающая на передней кромке струи из-за торможения струи в окружающей среде [9]. По сравнению с обдиркой поверхности струи, которая в основном зависит от наличия относительного движения, параллельного поверхности струи, эффективность неустойчивости Рэлея–Тейлора определяется возникновением сильного замедления. Оба механизма могут действовать одновременно, но фаза, когда существует значительное относительное движение вблизи поверхности струи, длиннее, чем фаза, когда имеет место сильное замедление. Таким образом, неустойчивость Рэлея–Тейлора может быть важна для распада струи только в течение короткого начального периода взаимодействия расплава с охладителем.

В случае толстых струй расплава эффект неустойчивости Рэлея–Тейлора на фрагментацию струи становится более существенным вследствие увеличения площади поперечного сечения передней части струи. Из-за большого лобового сопротивления передний край струи становится плоским, происходит утолщение струи в ее передней части, в результате чего эта часть приобретает обращенную вниз грибовидную форму. Таким образом, площадь «действия» неустойчивости

Рэлея–Тейлора возрастает и, соответственно, фрагментация по этому механизму усиливается.

Также необходимо иметь в виду, что в реальной тяжелой аварии температура кориума может достигать $\sim 3000^\circ\text{C}$, поэтому струя будет окружена толстой пленкой пара, определяющей режим дробления. В соответствии с оценками [1], при типичных условиях тяжелых аварий распад струи будет проходить в режиме атомизации.

Первая модель, описывающая фрагментацию струи расплава из-за обдирки боковой поверхности струи, вызванной неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца, которая учитывает толщину пленки пара, была разработана Эпштейном и Фауске [10]. В этой работе получены корреляции для длины распада струи в пределе тонкой и толстой пленки пара. Показано, что в случае тонкой пленки пара дробление струи определяется параметрами воды, а для толстой пленки пара — параметрами пара.

Кроме того, во время проникновения струи расплава в воду могут происходить термические взаимодействия из-за локальных схлопываний пленки, особенно в передней части струи. Это может быть вызвано возрастанием давления в этой области, а также неустойчивостью Рэлея–Тейлора на поверхности раздела вода-пар. Однако пока нет экспериментальных подтверждений того, что влияние термической фрагментации в условиях толстой пленки пара действительно важно учитывать. В настоящее время считается, что определяющим является гидродинамический механизм фрагментации.

В следующем разделе рассмотрено обобщение анализа Эпштейна–Фауске [10] на случай цилиндрической геометрии согласно работе [11].

2.2.3. Устойчивость струи расплава, окруженной пленкой пара, в воде

Будем рассматривать в качестве основного невозмущенного состояния течение цилиндрической струи расплава с постоянной скоростью U_1 , направленной вдоль оси z . Цилиндрическая пленка пара с внутренним радиусом a и внешним b отделяет струю от неограниченного объема воды. Пар и вода движутся с постоянными скоростями U_2 и U_3 , параллельными U_1 . Плотности расплава, пара и воды равны ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 .

Здесь и далее нижние индексы 1, 2 и 3 относятся к расплаву, пару и воде, соответственно. Все среды будем считать идеальными несжимаемыми жидкостями.

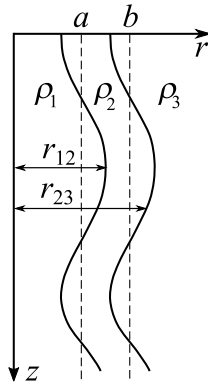


Рис. 2.5. Схема течения для струи с паровой пленкой.

Предположим, что малые гармонические осесимметричные возмущения накладываются на границы раздела расплав–пар r_{12} и пар–вода r_{23} (см. рис. 2.5):

$$r_{12} = a + \eta_0 \exp(ikz - i\omega t), \quad r_{23} = b + \xi_0 \exp(ikz - i\omega t). \quad (2.37)$$

Здесь η_0 и ξ_0 — неизвестные константы, k и ω — волновое число и круговая частота наложенных возмущений, z — осевая координата, t — время. Возникающие малые возмущения скорости выразим через потенциал скорости:

$$u = \partial\varphi/\partial z, \quad v = \partial\varphi/\partial r, \quad (2.38)$$

где φ — потенциал скорости, u и v — возмущения осевой и радиальной компонент скорости, r — радиальная координата. Потенциал скорости удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_j}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial z^2} = 0. \quad (2.39)$$

Здесь и далее $j = 1, 2, 3$. Будем искать решение уравнения (2.39) в виде

$$\varphi_j = f_j(r) \exp(ikz - i\omega t). \quad (2.40)$$

Подставив (2.40) в (2.39), получим

$$f_j'' + f_j'/r - k^2 f_j = 0. \quad (2.41)$$

Конечные решения уравнения (2.41) для областей, занимаемых расплавом, паром и водой, имеют вид

$$f_1 = A_1 I_0(kr), \quad f_3 = A_3 K_0(kr), \quad (2.42)$$

$$f_2 = A_2 I_0(kr) + B_2 K_0(kr), \quad (2.43)$$

где I_0 и K_0 — функции Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента; A_1, A_2, A_3, B_2 — неизвестные константы.

Давление определяется из интеграла Лагранжа-Коши

$$P_j = -\rho_j \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} - \rho_j U_j \frac{(U_j + u_j)^2 + v_j^2}{2} + c_j, \quad (2.44)$$

линеаризованная форма которого имеет вид

$$P_j = -\rho_j \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} - \rho_j U_j \frac{\partial \varphi_j}{\partial z} + c_j, \quad (2.45)$$

где c_j — константы.

Найдем возмущенное давление в струе расплава

$$P_1 = -\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \rho_1 U_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} + c_1. \quad (2.46)$$

Константа c_1 определяется из условия, что в невозмущенной струе давление равно P_0 .

$$P_1 = \rho_1 (i\omega - ikU_1) A_1 I_0(kr) \exp(ikz - i\omega t) + P_0. \quad (2.47)$$

Давление в паровой пленке равно

$$P_2 = -\rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} - \rho_2 U_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} + c_2. \quad (2.48)$$

В стационарном состоянии давление в паре отличается от давления в струе на величину поверхностного давления. Отсюда находится константа c_2 :

$$P_2 = i\rho_2 (\omega - kU_2) [A_2 I_0(kr) + B_2 K_0(kr)] \times \\ \times \exp(ikz - i\omega t) + P_0 - \frac{\sigma_{12}}{a}. \quad (2.49)$$

Давление в воде определяется следующим образом:

$$P_3 = -\rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} - \rho_3 U_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial z} + c_3. \quad (2.50)$$

Константа c_3 определяется условием равенства в стационарном состоянии скачка давления при переходе поверхности раздела «пар–вода» и поверхностного давления:

$$c_3 = P_0 - \frac{\sigma_{12}}{a} - \frac{\sigma_{23}}{a} \quad (2.51)$$

и

$$P_3 = i\rho_3 (\omega - kU_3) A_3 K_0(kr) \exp(ikz - i\omega t) + P_0 - \frac{\sigma_{12}}{a} - \frac{\sigma_{23}}{a}. \quad (2.52)$$

На границах раздела сред должны выполняться следующие динамические и кинематические граничные условия. На внутренней и внешней поверхностях паровой пленки разность давлений должна уравниваться поверхностным натяжением

$$r = a : P_1 = P_2 + \sigma_{12} \left[\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right], \quad (2.53)$$

$$r = b : P_2 = P_3 + \sigma_{23} \left[\frac{1}{R'_1} + \frac{1}{R'_2} \right]. \quad (2.54)$$

Здесь R_1, R_2, R'_1, R'_2 — главные радиусы кривизны в рассматриваемой точке поверхности раздела, σ_{12} и σ_{23} — коэффициенты поверхностного натяжения расплава и воды относительно пара. Считая возмущения $\eta_0 \exp(ikz - i\omega t)$, $\xi_0 \exp(ikz - i\omega t)$ малыми отклонениями от цилиндрической поверхности, будем использовать приближенные формулы для кривизны поверхности в цилиндрических координатах [12]. В результате (2.53) и (2.54) приобретут вид

$$r = a : P_1 = P_2 + \frac{\sigma_{12}}{a} - \frac{\sigma_{12}}{a^2} \left[\eta + a^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right], \quad (2.55)$$

$$r = b : P_2 = P_3 + \frac{\sigma_{23}}{b} - \frac{\sigma_{23}}{b^2} \left[\xi + b^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right]. \quad (2.56)$$

К (2.55) и (2.56) необходимо добавить еще четыре кинематических условия, связывающих скорости сред на поверхностях разделов с движениями этих поверхностей:

$$r = a : \quad v_j = \frac{\partial \eta}{\partial t} + U_j \frac{\partial \eta}{\partial z}, \quad (j = 1, 2), \quad (2.57)$$

$$r = b : \quad v_k = \frac{\partial \xi}{\partial t} + U_k \frac{\partial \xi}{\partial z}, \quad (k = 2, 3). \quad (2.58)$$

Подставляя найденные решения в условия (2.55)–(2.58), получим линейную однородную систему относительно констант $A_1, A_2, A_3, B_2, \eta_0, \xi_0$:

$$\begin{aligned} -i\rho_1(\omega - kU_1)I_0(a)A_1 + i\rho_2(\omega - kU_2)K_0(a)B_2 + \\ + i\rho_2(\omega - kU_2)I_0(a)A_2 + \sigma_{12}(k^2 - a^{-2})\eta_0 = 0, \end{aligned} \quad (2.59)$$

$$\begin{aligned} -i\rho_2(\omega - kU_2)I_0(b)A_2 + i\rho_2(\omega - kU_2)K_0(b)B_2 + \\ + i\rho_3(\omega - kU_3)K_0(b)A_3 + \sigma_{23}(k^2 - b^{-2})\xi_0 = 0, \end{aligned} \quad (2.60)$$

$$kI'_0(a)A_1 + i(\omega - kU_1)\eta_0 = 0, \quad (2.61)$$

$$kI'_0(a)A_2 + kK'_0(a)B_2 + i(\omega - kU_2)\eta_0 = 0, \quad (2.62)$$

$$kI'_0(b)A_2 + kK'_0(b)B_2 + i(\omega - kU_2)\xi_0 = 0, \quad (2.63)$$

$$kK'_0(b)A_3 + i(\omega - kU_3)\xi_0 = 0. \quad (2.64)$$

Дифференцирование функций Бесселя производится по полному аргументу; здесь и ниже волновое число k в аргументах функций Бесселя для краткости опускается.

Данная система имеет нетривиальное решение только при нулевом детерминанте. Это условие приводит к дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned} [I_{01}(a)\rho_1(\omega - kU_1)^2 - \sigma_{12}k(k^2 - a^{-2})] \{K_{01}(b)[H_1(a) + \\ + H_0(b)]\rho_2(\omega - kU_2)^2 + [K_{01}(b)\rho_3(\omega - kU_3)^2 - \\ - \sigma_{23}k(k^2 - b^{-2})][H_1(b) - H_1(a)]\} + K_{01}(a)\rho_2(\omega - \\ - kU_2)^2 \{K_{01}(b)[H_0(b) - H_0(a)]\rho_2(\omega - kU_2)^2 + \end{aligned} \quad (2.65)$$

$$+ \left[K_{01}(b)\rho_3(\omega - kU_3)^2 - \sigma_{23}k(k^2 - b^{-2}) \right] [H_0(a) + H_1(b)] \Big\} = 0,$$

где $I_1(x)$ и $K_1(x)$ — функции Бесселя первого порядка мнимого аргумента, $I_{01}(x) = I_0(x)/I_1(x)$, $K_{01}(x) = K_0(x)/K_1(x)$, $H_0(x) = I_0(x)/K_0(x)$; $H_1(x) = I_1(x)/K_1(x)$.

Поскольку в общем виде дисперсионное уравнение (2.65) весьма громоздко, то предварительно рассмотрим ряд предельных случаев, в каждом из которых оно существенно упрощается.

Переход к плоской постановке. Устремим радиус струи к бесконечности ($ka \rightarrow \infty$, $kb \rightarrow \infty$). При этом становятся справедливыми асимптотические представления функций Бесселя [13]:

$$x \rightarrow \infty : \quad I_0(x) \approx I_1(x) \approx \exp(x)/\sqrt{2\pi x}, \quad (2.66)$$

$$x \rightarrow \infty : \quad K_0(x) \approx K_1(x) \approx \exp(-x)/\sqrt{2\pi x}. \quad (2.67)$$

С учетом (2.66), (2.67) уравнение (2.65) примет вид

$$\begin{aligned} & \text{th}(k\delta)\rho_2(\omega - kU_2)^2 \times \\ & \times \left[\rho_3(\omega - kU_3)^2 - \sigma_{23}k^3 \right] \left[\rho_1(\omega - kU_1)^2 - \sigma_{12}k^3 \right] + \\ & + \rho_2^2(\omega - kU_2)^4 \text{th}(k\delta) + \rho_2(\omega - kU_2)^2 \times \\ & \times \left[\rho_3(\omega - kU_3)^2 - \sigma_{23}k^3 \right] = 0, \end{aligned} \quad (2.68)$$

где $\delta = b - a$. Уравнение (2.68) совпадает с дисперсионным уравнением для плоского случая, полученным Эпштейном и Фауске [10].

Тождественность свойств сред 2 и 3. Пусть среды 2 и 3 неразличимы ($\rho_2 = \rho_3$, $\sigma_{23} = 0$, $U_2 = U_3$). Очевидно, что, не уменьшая общности, можно положить $U_2 = U_3 = 0$. Опуская промежуточные выкладки, приведем конечный вид дисперсионного уравнения (2.65):

$$\begin{aligned} & (\rho_1 I_{01}(a) + \rho_2 K_{01}(a))\omega^2 - 2kU_1\rho_1 I_{01}(a)\omega + \\ & + \rho_1 k^2 U_1^2 I_{01}(a) - \sigma_{12}k(k^2 - a^{-2}) = 0. \end{aligned} \quad (2.69)$$

Уравнение (2.69) совпадает с дисперсионным уравнением для задачи Рэлея о распаде струи.

Предельно малая толщина паровой пленки. Пусть $b \rightarrow a$. Не ограничивая общность, будем считать, что $U_3 = 0$. Тогда (2.65) примет форму

$$I_{01}(a)\rho_1(\omega - kU_1)^2 + K_{01}\rho_3\omega^2 - \sigma_\Sigma k(k^2 - a^{-2}) = 0. \quad (2.70)$$

Уравнение (2.70) представляет собой дисперсионное уравнение задачи об устойчивости струи плотностью ρ_1 , текущей со скоростью U_1 в жидкости с плотностью ρ_3 . На границе раздела поверхностное натяжение $\sigma_\Sigma = \sigma_{12} + \sigma_{23}$.

Предельно большая толщина паровой пленки. Рассмотрим случай, когда $a \ll b$. Пренебрегая в (2.65) малыми комплексами бесселевых функций, получим

$$\begin{aligned} & \left[I_{01}(a)\rho_1(\omega - kU_1)^2 + \right. \\ & \quad \left. + K_{01}(a)\rho_2(\omega - kU_2)^2 - \sigma_{12}k(k^2 - a^{-2}) \right] \times \\ & \quad \times \left[I_{01}(b)\rho_2(\omega - kU_2)^2 + \right. \\ & \quad \left. + K_{01}(b)\rho_3(\omega - kU_3)^2 - \sigma_{23}k(k^2 - b^{-2}) \right] = 0. \end{aligned} \quad (2.71)$$

Таким образом, задача устойчивости рассматриваемой системы сводится к двум независимым задачам. В первой (внутренней) исследуется динамика струи расплава в паровой среде, что соответствует равенству нулю первой квадратной скобки в (2.71). Во второй (внешней) изучается устойчивость струи пара в окружающей его воде (вторая квадратная скобка в (2.71) равна нулю).

Малая плотность пара. Если $\rho_2 \ll \rho_1$ и $\rho_2 \ll \rho_3$, то в (2.65) можно пренебречь членами с ρ_2 . Тогда оно упростится и примет вид

$$\begin{aligned} & \left[I_{01}(a)\rho_1(\omega - kU_1)^2 - \sigma_{12}k(k^2 - a^{-2}) \right] \times \\ & \quad \times \left[K_{01}(b)\rho_3(\omega - kU_3)^2 - \sigma_{23}k(k^2 - b^{-2}) \right] = 0, \end{aligned} \quad (2.72)$$

а задача сведется к последовательному анализу устойчивости струи расплава в вакууме и устойчивости «струи» вакуума в воде.

Оценка длины распада струи. Возникающие случайным образом в начальный момент возмущения для неустойчивого режима течения со временем нарастают. Наибольший интерес представляют самые быстрорастущие возмущения, причем важно знать как скорость их роста, так и их характерный размер. Используя полученные выше дисперсионные уравнения, изучим этот вопрос.

Для плоской геометрии в работе [10] в предельных случаях «тонкой» и «толстой» пленок пара найдены выражения для скорости роста и размера наиболее быстрорастущих возмущений:

тонкая пленка, $k_{\max}\delta \rightarrow 0$:

$$k_{\max} = \frac{2\rho_3\rho_1(V_1 - V_3)^2}{3(\rho_3 + \rho_1)(\sigma_1 + \sigma_3)}, \quad (2.73)$$

$$\operatorname{Re}(\omega)_{\max} = \frac{2\rho_3\rho_1\sqrt{\rho_3\rho_1}|V_1 - V_3|^3}{3\sqrt{3}(\rho_3 + \rho_1)^2(\sigma_1 + \sigma_3)}. \quad (2.74)$$

толстая пленка, $k_{\max}\delta \rightarrow \infty$:

$$k_{\max} = \frac{2\rho_2\rho_1(V_1 - V_2)^2}{3(\rho_2 + \rho_1)\sigma_1}, \quad (2.75)$$

$$\operatorname{Re}(\omega)_{\max} = \frac{2\rho_2\rho_1\sqrt{\rho_2\rho_1}|V_1 - V_2|^3}{3\sqrt{3}(\rho_2 + \rho_1)^2\sigma_1}. \quad (2.76)$$

В работе [10] было показано, что толстая пленка образуется при выполнении условия

$$\delta \geq \frac{2}{k_{\max}} = \frac{3(\rho_2 + \rho_1)\sigma_1}{\rho_2\rho_1(V_1 - V_2)^2}. \quad (2.77)$$

Используя полученные ранее соотношения (2.27) и (2.29), оценим в рамках плоской геометрии длину распада струи расплава в предельных случаях:

тонкая пленка:

$$\frac{L}{D} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{V_1}{|V_1 - V_3|} \left(1 + \frac{\rho_3}{\rho_1}\right) \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_3}}, \quad (2.78)$$

толстая пленка:

$$\frac{L}{D} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{V_1}{|V_1 - V_2|} \left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}. \quad (2.79)$$

Соотношение для тонкой пленки близко к выражению (2.31) при условии $\rho_3 \ll \rho_1$. Если $V_3 \approx 0$, то это соотношение переходит в корреляцию Тейлора (2.34).

В случае толстой пленки пара скорость V_2 существенно отличается от нуля, поэтому необходимо рассматривать член $V_1/|V_1 - V_2|$. При высокой скорости пара $V_2 \gg V_1$ можно пренебречь в знаменателе скоростью струи V_1 , тогда безразмерная длина распада в случае толстой пленки пара

$$\frac{L}{D} \sim \frac{V_1}{V_2} \left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}, \quad (2.80)$$

или, с учетом $\rho_2 \ll \rho_1$,

$$\frac{L}{D} \sim \frac{V_1}{V_2} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}. \quad (2.81)$$

Видно, что появилась зависимость от скорости струи V_1 — чем больше скорость, тем глубже проникает струя. Скорость фрагментации в этом случае определяется скоростью пара, поэтому увеличение скорости струи не вызывает увеличения скорости фрагментации, как это было в случае изотермических струй (корреляция Тейлора).

В случае цилиндрической геометрии зависимости k_{\max} и $\text{Re}(\omega)_{\max}$ от параметров исследуемой задачи можно получить только численным решением для конкретных систем. В качестве примера рассмотрим сначала один из экспериментов по исследованию распада струи расплавленного алюминия в воде, выполненный в Аргоннской национальной лаборатории США [14]. В эксперименте №11 струя алюминия с температурой $T_1 = 973$ К вливалась со скоростью $U_1 = 5$ м/с в неподвижную воду, находящуюся при атмосферном давлении. Радиус струи составлял $a = 10$ мм, плотность алюминия $\rho_1 = 2700$ кг/м³, коэффициент поверхностного натяжения $\sigma_{12} = 1$ Н/м.

Предварительно оценим толщину окружающей струю паровой пленки. Будем считать, что парообразование происходит в основном

в области, расположенной перед передним краем погружающейся в воду струи. Тепловой поток от переднего торца струи идет на испарение находящейся перед ним воды:

$$\pi a^2 q = m h_{32}. \quad (2.82)$$

Здесь q — тепловой поток с единицы поверхности струи; m — массовая скорость генерации пара (кг/с), h_{32} — скрытая теплота парообразования воды.

Основной вклад в поток тепла вносит излучение, так что

$$q = k_r \sigma_r T_1^4, \quad (2.83)$$

где k_r — коэффициент излучательной способности расплава, σ_r — постоянная Стефана-Больцмана, T_1 — температура расплава.

Образовавшийся пар движется со скоростью U относительно струи. Запишем баланс массы пара:

$$m = \pi \left[(a + \delta)^2 - a^2 \right] \rho_2 U \quad (U = U_2 - U_1). \quad (2.84)$$

С учетом (2.82) и (2.83) соотношение (2.84) примет вид

$$h_{32} \left[(a + \delta)^2 - a^2 \right] \rho_2 U = k_r \sigma_r T_1^4 a^2. \quad (2.85)$$

Относительная скорость пара U определяется из условия равенства силы Архимеда, выталкивающей пар вверх, и силы трения пара о струю расплава и о воду. Это условие для участка паровой пленки высотой Δz запишем как

$$(\rho_3 - \rho_2) g \Delta z \pi \left[(a + \delta)^2 - a^2 \right] = F_{12} + F_{32}. \quad (2.86)$$

Здесь g — ускорение свободного падения, F_{12} и F_{32} — силы трения, которые являются функциями скорости пара относительно расплава и воды:

$$F_{12} = 2\pi a \Delta z c_{12} \frac{\rho_2 (U_1 - U_2)^2}{2}, \quad (2.87)$$

$$F_{32} = 2\pi (a + \delta) \Delta z c_{32} \frac{\rho_2 |U_2| U_2}{2}. \quad (2.88)$$

В (2.88) принято $U_3 = 0$, т. е. вода, в которую вливается струя расплава, неподвижна. Коэффициенты трения c_{12} и c_{32} являются функциями соответствующих чисел Рейнольдса:

$$c_{12} = \begin{cases} 0.057 \text{Re}_{12}^{-0.25}, & \text{Re} \geq 400 \\ 4 \text{Re}_{12}^{-1}, & \text{Re} < 400 \end{cases} \quad (2.89)$$

$$\text{Re}_{12} = \rho_2 |U_1 - U_2| \delta / \mu_2, \quad (2.90)$$

где μ_2 — вязкость пара. Аналогичная формула используется и для c_{32} , при этом учитывается, что $U_3 = 0$.

Подставляя в (2.86) выражения для F_{12} и F_{32} , получим

$$(\rho_3 - \rho_2) g \left[(a + \delta)^2 - a^2 \right] = c_{12} \rho_2 U^2 a + c_{32} \rho_2 |U_1 - U| (U_1 - U) (a + \delta). \quad (2.91)$$

Система нелинейных уравнений (2.86) и (2.91) определяет δ и U при известной скорости движения струи U_1 . Полученная система решается численно итерационным методом. Для воды примем следующие значения термодинамических параметров: $\rho_2 = 0.59 \text{ кг/м}^3$, $\rho_3 = 998 \text{ кг/м}^3$, $h_{32} = 2.257 \text{ МДж/кг}$. Решая численно уравнения (2.86) и (2.91), получим $U_2 = 1.8 \text{ м/с}$, $\delta = 0.6 \cdot 10^{-4} \text{ м}$.

Определим для найденных параметров размер самых быстрорастущих возмущений и темп их роста и на основании этого оценим длину распада струи.

Дисперсионное уравнение (2.65) имеет четыре комплексных попарно сопряженных корня. При $a \ll b$ (приближение толстой пленки) уравнение (2.65) распадается на два квадратных уравнения, относящихся к внутренней и внешней задачам. Каждое из этих уравнений имеет два комплексных корня. Численное исследование показало, что и при конечных значениях толщины паровой пленки все корни можно классифицировать на две группы: два корня и соответствующие им частные решения описывают эволюцию границы раздела расплав-пар и два другие корня определяют поведение границы пар-вода. Корни уравнения (2.65) находились с помощью итераций, причем в качестве начальных

приближений использовались внутренние и внешние решения задачи о толстой пленке.

Перейдем к безразмерным переменным, выбрав в качестве характерных масштабов радиус струи a и период капиллярных колебаний $t_x = (\rho_1 a^3 / \sigma_{12})^{1/2}$. Обозначим через x_m безразмерное волновое число наиболее быстрорастущего возмущения ($x_m = k_m a$, где k_m — соответствующее размерное волновое число). Пусть t_m — характерное безразмерное время развития наиболее быстрорастущего возмущения:

$$t_m = (|\text{Im}\omega_m| t_x)^{-1}, \quad (2.92)$$

где ω_m — комплексная частота этого возмущения.

Для рассмотренного выше конкретного случая, в котором толщина пленки соответствует безразмерному параметру $\beta = b/a = 1.006$, численное решение дисперсионного уравнения (2.65) дало $t_m^{-1} = 1.703$, $x_m = 1.48$.

Эти данные позволяют оценить длину распада струи. Согласно [12], время распада струи по порядку величины равна

$$t_b = k_m a t_m t_x, \quad (2.93)$$

а длина, на которой происходит распад струи, составляет

$$L = U_1 t_b = U_1 k_m a t_m t_x. \quad (2.94)$$

Соответствующая безразмерная величина имеет вид

$$\frac{L}{2a} = \frac{1}{2} \sqrt{\text{We}} x_m t_m, \quad (2.95)$$

где $\text{We} = \rho_1 U_1^2 a / \sigma_{12}$ — число Вебера.

Подставляя в (2.95) найденные из дисперсионного уравнения значения x_m и t_m , получим $L/2a = 11.16$, что хорошо согласуется с экспериментальным значением $L/2a = 14$. Интересно отметить, что применение асимптотического дисперсионного уравнения (2.70) для малой толщины паровой пленки дает $L/2a = 3.03$. Таким образом, учет паровой пленки, несмотря на ее малую толщину, принципиально важен.

Пленка как бы экранирует струю расплава от возмущений, идущих от воды.

Для выяснения влияния толщины паровой пленки на устойчивость струи расплава в воде была проведена серия расчетов с различными β , результаты которых приведены в таблице 2.1, откуда следует, что наличие даже тонкой паровой пленки существенно стабилизирует струю расплава, и уже при 10%-й толщине пленки влияние воды на динамику струи прекращается, и можно пользоваться приближением толстой пленки. Заметим также, что рассмотренный выше случай предельно малой плотности пара (2.72), когда струя фактически граничит с вакуумом, дает значение безразмерной длины распада струи $L/2a = 26.10$.

Таблица 2.1. Влияние толщины паровой пленки

β	x_m	t_m^{-1}	$L/2a$
1	36.47	154.48	3.03
1.001	3.10	5.557	7.16
1.006	1.48	1.703	11.16
1.01	1.38	1.217	14.57
1.1	0.82	0.4278	24.62
2	0.706	0.3507	25.86
4	0.704	0.3475	26.03
∞	0.704	0.3473	26.04

Значение толщины пленки в упоминавшемся эксперименте лежит в переходной области, где зависимость длины распада струи от толщины пленки существенна. Поэтому здесь важна надежная оценка толщины пленки. Оценка, приведенная выше, привела к хорошему согласию с экспериментом.

В [14] представлены данные еще двух выполненных экспериментах по определению длины распада струи жидкого алюминия в воде (эксперименты №9 и 10). Результаты расчетов этих экспериментов приведены в таблице 2.2.

Остановимся на сопоставлении нашего исследования с уже упоминавшийся работой Эпштейна–Фауске [10], где аналогичная задача изу-

Таблица 2.2. Расчеты экспериментов [14]

Номер экс-перимента	a , см	U_1 , м/с	We	T_1 , К	$L/2a$ (экс-перимент)	$L/2a$ (расчет)
9	0.5	2.5	82.5	973	9.0	7.51
10	1	2.5	165	973	10.0	7.41

чалась в плоской постановке. Для простоты рассмотрим случай большой толщины паровой пленки. При этом удобно пользоваться не общим дисперсионным соотношением (2.68) для плоской постановки, а сделать предельный переход $a \rightarrow \infty$, $b \rightarrow \infty$ в уравнении (2.71). Получим

$$\rho_1(\omega - kU_1)^2 + \rho_2(\omega - kU_2)^2 - \sigma_{12}k^3 = 0. \quad (2.96)$$

Обезразмеривая (2.96) и решая квадратное уравнение, найдем явную зависимость мнимой части комплексной частоты от безразмерного волнового числа. После нахождения экстремума этой функции определяем размер размер самого быстрорастущего возмущения x_{mo} :

$$x_{mo} = \frac{2\varepsilon_2(1 - \varepsilon_u)^2 We}{3(1 + \varepsilon_2)}, \quad (2.97)$$

где $\varepsilon_u = U_2/U_1$, $\varepsilon_2 = \rho_2/\rho_1$. С помощью формулы (2.97) вычислим соответствующий соответствующий инкремент нарастания $t_{mo}(x_{mo})$. В таблице 2.3 сопоставлены результаты для плоской и осесимметричной постановок при $\varepsilon_u = 0.5$, $\varepsilon_2 = 10^{-4}$.

Из таблицы 2.3 следует, что при $We \leq 10^4$ анализ устойчивости в рамках плоской постановки задачи заведомо ведет к ошибочным результатам. Плоская постановка задачи становится применимой для струй с $We \geq 10^5$. Если использовать параметры расплавленного алюминия, приведенные выше, и скорость струи 5 м/с, то $We = 10^4$ соответствует радиусу струи 14.8 см, а $We = 10^5 - 1.48$ м. Если использовать характерные параметры натурального кориума ($\sigma_{12} = 0.45$ Н/м, $\rho_1 = 7000$ кг/м³), то $We = 10^4$ соответствует радиусу струи 2.6 см, а $We = 10^5 -$ радиусу струи 26 см.

Таблица 2.3. Сравнение результатов для плоской и осесимметричной постановок

We	x_m	x_{m0}	t_m	t_{m0}
10^3	0.700	0.0167	2.882	657.4
10^4	0.756	0.166	2.608	20.79
10^5	1.758	1.666	0.787	0.657
10^6	16.774	16.665	0.0210	0.0208

2.3. Длина распада струи расплава в условиях пленочного кипения

2.3.1. Корреляции для длины распада струи

Корреляция Саито

Одной из первых корреляций для длины распада струи является соотношение, установленное Саито и др. [15] в экспериментах со струями воды, погружающимися во фреон-11 и жидкий азот. Наблюдение за процессом дробления струи осуществлялось с применением высокоскоростной видеосъемки. Около струй всегда присутствовала толстая пленка пара. Поскольку плотности струи и кипящей жидкости сопоставимы, то дробящаяся струя не падала на дно сосуда, а поднималась вверх потоком пара (из-за силы трения) и/или силой плавучести. Длина образующейся паровой колонки, названная экспериментаторами длиной проникновения, хорошо описывается соотношением

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{1/2} Fr^{1/2} = 2.1 \sqrt{\varepsilon Fr} \quad (2.98)$$

для $0.7 < \varepsilon < 1.2$ (здесь и далее ε — отношение плотностей струи и внешней жидкости).

Подчеркнем, что в работе [15] не исследовались детально физические процессы, определяющие распад струи, поскольку вследствие запаривания было невозможно рассмотреть на видео особенности формы самой струи. Также неясно, насколько применима эта корреляция для

сред с большой разницей плотностей, например, кориум–вода. Тем не менее корреляция Саито (2.98) нашла широкое применение для оценки длины фрагментации струи, а выполненные исследования стимулировали целенаправленное изучение процессов фрагментации струй различной плотности, погружающихся в бассейн, заполненный другой жидкостью.

Модель Шнайдера и др. [16, 17]

Для выяснения применимости корреляции Саито (2.98) для описания распада горячих струй высокой плотности при пленочном кипении Шнайдером с коллегами [16, 17] были выполнены эксперименты со струями церробенда (легкоплавкий сплав висмута, свинца, олова и кадмия, плотность 9229 кг/м^3), взаимодействующими с фреоном-11 (плотность 1447 кг/м^3), находящимся в условиях, близких к насыщению. Помимо высокоскоростной съемки поведение струи фиксировалось рентгенографическим методом. Было установлено, что сразу после проникновения струи в бассейн охладителя (фреона) происходит волнообразная или спиральная (винтообразная) деформация поверхности струи. На поверхности возникают утолщения (bulges), с которых срываются капли и филаменты.

На большей глубине струя начинает распадаться на сегменты, с вертикальных поверхностей этих сегментов уносятся капли и филаменты.

На глубине, примерно соответствующей измеренной длине распада, большинство сегментов превращаются в мелкие фрагменты, которые разлетаются от оси струи и смешиваются с жидким охладителем.

В работе [16] было установлено, что полученные результаты хорошо описываются корреляцией Саито. Была предложена простая модель для объяснения этого результата. Идеализированная геометрия струи показана на рис. 2.6. Отметим, что диаметр струи представляет собой не истинный диаметр непрерывной струи, а эквивалентный средний диаметр.

Струя предполагается невязкой, поэтому касательное напряжение на поверхность струи действует в пределах тонкого поверхностного слоя, а на ядро струи действует только сила тяжести. Таким образом, полагается, что сила, приложенная потоком пара к струе, вызывает ее фрагментацию, но не приводит к замедлению струи.

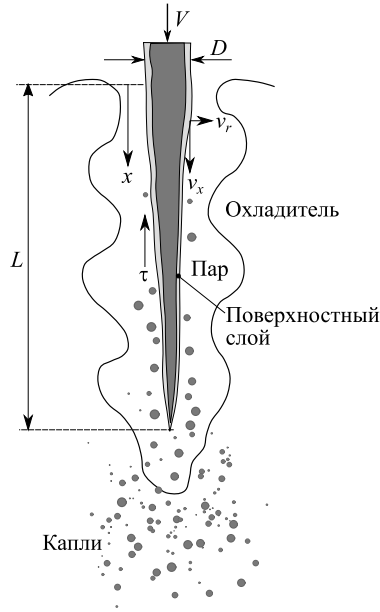


Рис. 2.6. Идеализированная геометрия струи [16].

Уравнение неразрывности струи связывает уменьшение ее объема с уносом массы с поверхности:

$$\frac{d}{dx} (VD^2) = -4Dv_r. \quad (2.99)$$

Обозначения описываемой модели Шнайдера показаны на рис. 2.6.

Касательное напряжение τ , действующее на тонкий поверхностный слой струи, снижает осевой импульс поступающего сюда с поперечной скоростью v_r расплава из ядра струи на величину $\rho_j(V - v_x)$, где V — скорость расплава в ядре струи, v_x — скорость расплава в поверхностном слое. Таким образом, уравнение сохранения импульса имеет вид

$$\tau = \rho_j (V - v_x) v_r. \quad (2.100)$$

Предполагая, что энергией создания новой поверхности (т. е. капель и филаментов) можно пренебречь, скорость потери кинетической

энергии жидкости, движущейся через поверхностный слой, будет определяться скоростью работы касательного напряжения

$$\frac{\rho_j}{2} (V^2 - v_x^2 - v_r^2) v_r = \tau v_x. \quad (2.101)$$

В уравнениях (2.99) и (2.100) v_r означает радиальную скорость расплава на поверхности струи, а в уравнении энергии это обозначение используется и в прежнем значении (после скобки), и для обозначения некоторой средней радиальной скорости расплава в поверхностном слое (член в скобке). В работе [16] было сделано естественное предположение о близости этих величин, что сразу позволило выразить радиальную скорость расплава на поверхности струи из уравнений (2.100) и (2.101) следующим образом:

$$v_r = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_j}}. \quad (2.102)$$

Использование этого соотношения в уравнении неразрывности дает общее выражение для длины распада струи

$$\frac{d}{dx} (VD^2) = -4D \sqrt{\frac{\tau}{\rho_j}}. \quad (2.103)$$

При дробления струи расплава в условиях пленочного кипения градиент давления в паровой пленке должен уравниваться градиентом гидростатического давления в окружающей жидкости. В качестве первого приближения предположим, что пограничный слой в паре вблизи поверхности струи является тонким по сравнению с диаметром струи. Используя это предположение, получим, что среднее касательное напряжение примерно равно силе плавучести, деленной на площадь поверхности струи. Это предполагает, что для течения струи, состоящего из винтовых волн и сегментов, соответствующее локальное касательное напряжение есть

$$\tau = \frac{\rho_c g D}{4}. \quad (2.104)$$

Используя это выражение в (2.103) и интегрируя по x по всей длине струи с учетом граничных условий $D(0) = D_0$ и $D(L) = 0$, получим

соотношение для длины распада струи расплава при пленочном кипении:

$$\frac{L}{D_0} = \frac{\text{Fr}}{2} \left(\left(\frac{1}{\beta} + 1 \right)^{8/5} - 1 \right), \quad (2.105)$$

где

$$\beta = \frac{2}{5} \sqrt{\frac{\text{Fr}}{\varepsilon}}. \quad (2.106)$$

Здесь ε — отношение плотности расплава к плотности жидкости в бассейне.

Если ускорением из-за действия силы тяжести можно пренебречь, то есть принять

$$\beta \gg 1, \quad (2.107)$$

то соотношение (2.105) хорошо описывается формулой

$$\frac{L}{D_0} = 2\sqrt{\varepsilon\text{Fr}}, \quad (2.108)$$

которое весьма близко к корреляции Саито.

Модель Берга и др. [18]

В модели Берга с соавторами [18] предполагается, что струя имеет постоянную скорость, размеры фрагментов и скорость уноса не меняются по длине струи. Следующее предположение состоит в том, что размер образующихся фрагментов составляет четверть длины волны возмущения, а плотность окружающей среды мала по сравнению с плотностью струи.

Также в модели Берга полагается, что уносимая масса расплава, пропорциональна $\lambda^3 \rho_j$ (где λ — длина волны), а поверхность, с которой эта масса уносится, пропорциональна λ^2 . Характерное время роста волны $\Delta\tau$ определяется инкрементом ее нарастания α :

$$\Delta\tau = 1/\alpha. \quad (2.109)$$

Из этих предположений следует, что массовая скорость уноса расплава на единицу площади поверхности струи пропорциональна $\alpha\lambda\rho_j$.

Это дает возможность получить из уравнения неразрывности струи выражение для длины ее распада

$$\frac{L}{D} \sim w_j / (\alpha \lambda), \quad (2.110)$$

где w_j — скорость струи.

Предположение о развитии неустойчивости струи по механизму Кельвина-Гельмгольца, сделанное в [18], позволило использовать результаты этой теории для детализации соотношения (2.110), которое приобрело вид

$$\frac{L}{D} \sim (w_j / |w_j - w_a|) \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{0.5}, \quad (2.111)$$

где индексы j и a относятся к струе и к окружающей среде, соответственно.

Для неподвижной окружающей среды ($w_a = 0$) этот результат совпадает с корреляцией Тейлора (2.34).

Близкие по функциональной форме выражения были получены Эпштейном и Фауске [10], которые рассмотрели неустойчивость плоского слоя пара конечной толщины, расположенного между бесконечными слоями расплава и воды, причем каждый слой имел свою собственную скорость. Для случая толстой пленки было получено

$$\frac{L}{D} \sim (w_j / |w_j - w_v|) \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_j} \right) \left(\frac{\rho_j}{\rho_v} \right)^{0.5}. \quad (2.112)$$

Этот результат согласуется с (2.111) при $\rho_v \ll \rho_j$. Заметим, что в модели Эпштейна и Фауске [10] рассматривались три среды — расплав, пар и жидкость, каждая из которых имела свою плотность, в частности, плотность пара равна ρ_v . В модели Берга и др. [18] присутствуют только струя расплава и окружающая среда, плотность которой ρ_a существенно меньше плотности расплава. Однако очевидно, что случай толстой пленки пара в модели [10] можно сопоставлять с моделью [18], так как при этом в обоих случаях струя оказывается в окружении среды много меньшей плотности.

Отметим, что в выражения (2.111) и (2.112) входит дополнительный (по сравнению с корреляцией Тейлора (2.34)) множитель, равный

отношению скорости струи w_j и относительной скорости $|w_j - w_v|$. При большой скорости пара $w_v \gg w_j$, соответствующей интенсивному пленочному кипению, этот множитель стремится к w_j/w_v , что можно трактовать следующим образом: увеличение скорости струи (при заданной скорости пара) приводит к ее более глубокому проникновению, тогда как увеличение скорости пара (при заданной скорости струи) усиливает фрагментацию и, следовательно, приводит к уменьшению длины распада струи. В отсутствие пленочного кипения оба упомянутых эффекта усиливаются с ростом скорости струи и, как результат, длина распада струи не зависит от ее скорости.

В работе [18] было рассмотрено дополнительное влияние поверхностного натяжения и вязкости на неустойчивость струи расплава по аналогии с подходом [19], где рассматривалась генерация волн ветром на поверхности воды. Было получено, что

$$\frac{L}{D} \sim (w_j/|w_j - w_a|) \left(\frac{\text{Re}_j \rho_j}{\text{We}_a \rho_a} \right)^{0.33} \beta^{-0.66}, \quad (2.113)$$

где Re_j — число Рейнольдса струи, β — коэффициент перекрытия (sheltering coefficient), который уменьшается при увеличении скорости струи и становится постоянным только при высоких скоростях: $\beta = \beta_0 + \beta_1/w_j$ (где β_0 и β_1 — эмпирические константы). В работе [18] было показано хорошее согласие модельных результатов с экспериментами при $\beta \approx 0.1$ (при варьировании $\beta = 0.12, 0.095$ и 0.08 относительная длина струи составляла $L/D = 36, 39$ и 40).

Чтобы приведенные выше соотношения можно было применять для случая пленочного кипения, необходима оценка скорости пара w_v . Баланс гидростатического напора во вскипающей жидкости и увеличения импульса пара дает следующее соотношение:

$$w_v \sim \left(\frac{\rho_a}{\rho_v} g L \right)^{0.5}. \quad (2.114)$$

Используя это выражение, а также предполагая $w_j \ll w_v$, получим

$$\frac{L}{D} \sim \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \text{Fr} \right)^{0.33} \quad (2.115)$$

для подхода Кельвина-Гельмгольца в уравнении (2.112) и

$$\frac{L}{D} \sim \beta^{0.4} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \frac{\rho_v}{\rho_a} \frac{Re_j}{We_v} \right)^{0.2} Fr^{0.4} \quad (2.116)$$

для модели (2.113) с числом Фруда, определенным как $Fr = w_j^2/(gD)$ и числом Вебера We_v , рассчитанным по скорости струи и плотности пара.

Модель Мелихова [11]

В разделе 2.2.3 настоящей монографии была достаточно подробно изложена работа О. И. Мелихова [11], посвященная исследованию устойчивости цилиндрической струи расплава в условиях пленочного кипения. В настоящем разделе на основе численного решения дисперсионного уравнения (2.65) представим зависимости длины распада струи расплава от параметров задачи и выполним сопоставление с другими исследованиями. В расчетах используются параметры экспериментов [14].

Введем безразмерную длину распада струи $L_* = L/2a$ (в соответствии с обозначениями раздела 2.2.3, под a понимается начальный радиус струи, равный $D/2$, так что $L_* = L/D$ — та же относительная длина распада струи, что определялась в других рассмотренных выше моделях). Перепишем формулу (2.95) для оценки длины распада струи расплава по значениям длины волны самого быстрорастущего возмущения x_m и характерного времени роста этого возмущения t_m :

$$L_* = L/2a = \frac{1}{2} \sqrt{We x_m t_m}, \quad t_m = 1/\Omega_m. \quad (2.117)$$

Определяя из дисперсионного уравнения (2.65) численные значения этих параметров, получим реакцию длины распада на основные параметры исследуемой системы.

На рис. 2.7 показана зависимость длины распада от безразмерной толщины паровой пленки $(b - a)/a = \beta - 1$ (здесь, в соответствии с обозначениями раздела 2.2.3, b — начальный внешний радиус парового слоя, соответствующий границе «пар-вода», см. рис. 2.5).

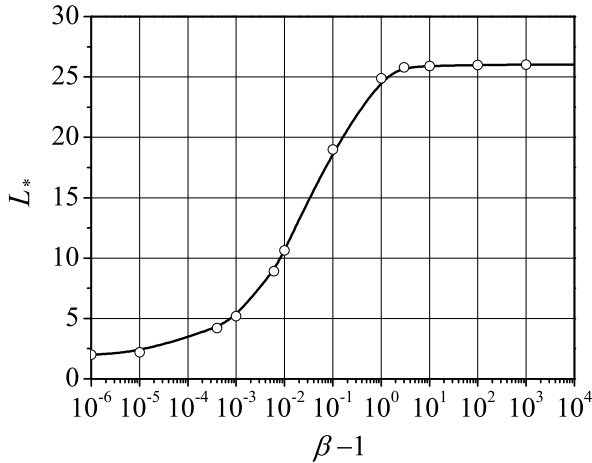


Рис. 2.7. Зависимость длины распада струи от безразмерной толщины паровой пленки.

Зависимость распада длины распада от отношения плотности пара к плотности струи $\varepsilon_2 = \rho_v / \rho_j$ для толстой пленки ($\beta = 4$) представлена на рис. 2.8.

В области значений $\varepsilon_2 = 10^{-4} - 10^{-2}$ вычисленные значения безразмерной длины распада совпадают с приближением толстой пленки Эпштейна–Фауске [10]:

$$L_* = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(1 + \sqrt{\varepsilon_2} \right) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (2.118)$$

Полученные значения также соответствуют формуле Тейлора (2.34) с коэффициентом $C = 3.3$, которая в настоящих обозначениях примет вид:

$$L_* = 3.3 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}}, \quad (2.119)$$

а также формуле Саито (2.98), записанной в виде

$$L_* = 2.1 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}} \text{Fr}^{1/2}. \quad (2.120)$$

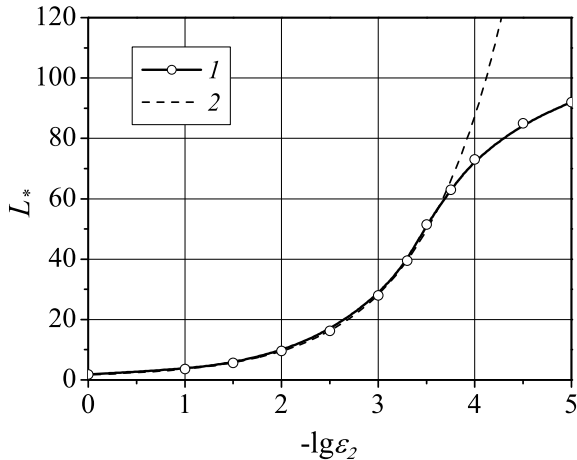


Рис. 2.8. Зависимость безразмерной длины распада струи расплава от относительной плотности пара ε_2 : 1 — расчет, 2 — формула (2.118).

Проведенное численное исследование показало, что зависимость $L_*(\varepsilon_2)$ для случая толстой пленки ($\beta \geq 2$) можно аппроксимировать следующей формулой:

$$L_* = \sqrt{\text{We}} \left(1 - e^{-b/\sqrt{\varepsilon_2}} \right), \quad (2.121)$$

где b зависит от параметров задачи.

Модель Эпштейна–Фауске [20]

В работе [20] предпринята попытка описать распад струй в несмешивающихся системах «газ–жидкость» и «жидкость–жидкость» на основе использования гипотезы о вовлечении Тейлора, которая с успехом применялась для описания восходящих свободноконвективных течений (плавучие струи, термики) в атмосфере [21–23]. Суть данной гипотезы состоит в том, что скорость подмешивания (вовлечения) внешнего газа в тело термика или плавучей струи пропорциональна вертикальной (осевой) скорости, с коэффициентом пропорциональности порядка 0.1. Экспериментальные исследования [24] показали, что при смешении газов с неравными плотностями скорость вовлечения пропорциональна

корню квадратному из отношения плотностей окружающего газа и газа, образующего струю.

Исходя из упоминавшейся выше теории Тейлора и с учетом гипотезы вовлечения, авторы [20] предложили простую формулы для длины полной фрагментации струи жидкости большой плотности в газе или в другой жидкости в виде

$$L = \frac{2D}{E_0} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{1/2}, \quad (2.122)$$

где E_0 — коэффициент вовлечения, для которого, на основе сравнения с несколькими экспериментами, указан диапазон $E_0 = 0.05-0.01$. Отметим, что, в отличие от корреляции Саито [15] (см. (2.98)), уравнение (2.122) не содержит зависимости от скорости струи. Данный вопрос будет более подробно обсуждаться в следующем разделе, где проведено сопоставление различных корреляций с экспериментальными данными.

2.3.2. Сравнение моделей распада струи с экспериментом

В настоящее время накоплен значительный объем экспериментальных данных по исследованию распада струй, включая изотермические опыты и тесты с высокотемпературными расплавами. В большинстве случаев рассматривается вертикальная струя, проникающая в бассейн с жидким охладителем, хотя есть и примеры изучения наклонно бьющих струй [25].

Как показывает выполненный выше анализ литературы, в настоящее время имеются в наличии несколько корреляционных соотношений для относительной длины распада струи L/D , которые имеют различный функциональный вид и учитывают разные аспекты проблемы. Модели создавались в разное время, и настраивались они на имевшихся на тот момент экспериментальных данных. По мере получения новых данных возникает естественная задача валидации разработанных ранее корреляций на этих данных, что поможет выявить направления дальнейшего совершенствования таких моделей.

В недавнем обзоре [5] проведен сравнительный анализ современных экспериментальных данных по длине распада струи с корреляциями, представленными в предыдущих разделах.

На рис. 2.9, адаптированном из работы [5], представлены экспериментальные данные по длине распада струи. В качестве абсциссы использован квадратный корень из числа Фруда $Fr^{1/2} = v_j / \sqrt{gD}$, где v_j — скорость струи, D — ее диаметр, g — ускорение силы тяжести. В качестве безразмерной ординаты использовалось отношение длины распада струи к ее диаметру, деленное на корень квадратный из отношения плотностей струи и внешней жидкости. В этих переменных корреляция Саито (2.98) представляет собой прямую линию с коэффициентом пропорциональности, равным 2.1. Данная корреляция построена на рис. 2.9 штрих-пунктирной линией.

Кроме того, на рис. 2.9 двумя горизонтальными штриховыми линиями представлены зависимости по модели Эпштейна–Фауске (2.122) для двух значений коэффициента вовлечения $E_0 = 0.1$ (нижняя) и 0.05 (верхняя).

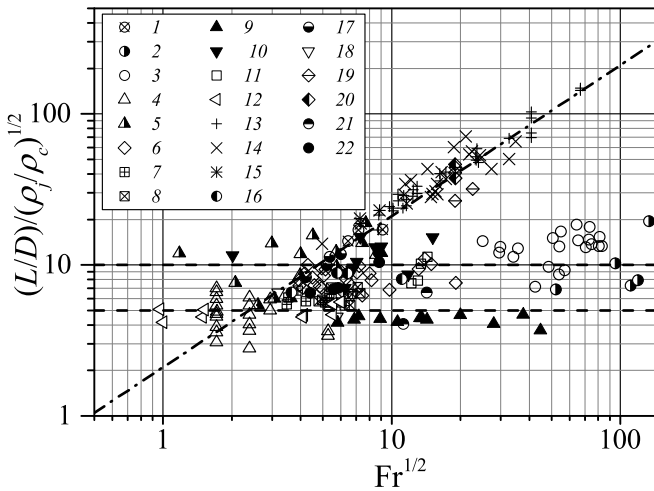


Рис. 2.9. Сравнение корреляций по длине распада струи расплава с экспериментальными данными (адаптировано из работы [5]). Точками нанесены экспериментальные данные: 1 — [26]; 2, 3 — [27]; 4, 5 — [28]; 6 — [29]; 7 — [30]; 8 — [30, 31]; 9 — [32]; 10 — [33]; 11 — [34]; 12 — [35]; 13 — [15]; 14 — [16]; 15 — [36]; 16 — [37]; 17 — [38]; 18 — [39]; 19, 20 — [40]; 21 — [41]; 22 — [42].

Интересно отметить, что, несмотря на существенные отличия (корреляция Сайто зависит от числа Фруда, а корреляция Эпштейна–Фауске — нет), обе эти корреляции находят подтверждение в представленных на рис. 2.9 экспериментальных результатах. Возможные причины такого противоречия обсуждаются в приведенных в обзоре [5] работах. В целом можно сказать, что процессы фрагментации струи достаточно сложны, в особенности при наличии кипения, и неудивительно, что простые корреляции, основанные на чисто гидродинамических соображениях и оценках не могут «ухватить» влияние всех взаимосвязанных процессов. При числах Фруда, не превышающих нескольких единиц (условно — в диапазоне $1 \leq Fr \leq 10$), обе корреляции пригодны для оценки длины распада струи расплава с учетом сильного разброса экспериментальных данных. Однако можно утверждать, что полноценную теорию распада струи расплава при проникновении в бассейн с охладителем, учитывающую все многообразие протекающих физических процессов, еще только предстоит создать.

Литература к главе 2

1. Ginsberg T. Liquid jet breakup characterization with application to melt-water mixing. ANS Proceedings. National Heat Transfer Conference, Denver, CO, 1985.
2. Bürger M., Cho S. H., Berg E. v., Schatz A. Breakup of melt jets as pre-condition for premixing: Modeling and experimental verification. Nucl. Eng. Design, 1995, V. 155(1–2), P. 215–251.
3. Saito S., Abe Y., Koyama K. Flow transition criteria of a liquid jet into a liquid pool. Nucl. Eng. Design, 2017, V. 315, P. 128–143.
4. Saito S., Abe Y., Koyama K. Visualization and measurement of jet breakup behavior using LIF. Trans. JSME, 2015, V. 81, P. 15–00395.
5. Iwasawa Y., Abe Y. Melt jet-breakup and fragmentation phenomena in nuclear reactors: A review of experimental works and solidification effects. Prog. Nucl. Energy., 2018, V. 108, P. 188–203.
6. Taylor G. I. Generation of ripples by wind blowing over a viscous fluid. In: The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor, (Ed. G.K. Batchelor). Cambridge University Press, 1963, V. 3, P. 244–254.

7. Taylor G. I. The dispersion of jets of metals at low melting point in water. In: *The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor*, (Ed. G. K. Batchelor). Cambridge University Press, 1963, V. 3, P. 304–305.
8. Yang H. Q. Asymmetric instability of a liquid jet. *Physics of Fluid A: Fluid Dynamics*, 1992, V. 4, P. 681–689.
9. Wang S. K., Blomquist C. A., Spencer B. W., McUmbur L. M., Schneider J. P. Experimental study of the fragmentation and quench behavior of corium melts in water. *ANS Proceedings of the 25th National Heat Transfer Conference, HTC3*, Houston, TX, 1988, P. 120–153.
10. Epstein M., Fauske H. K. Steam film instability and the mixing of core-melt jets and water. *ANS Proceedings. National Heat Transfer Conference*, Denver, CO, 1985, P. 277–284.
11. Мелихов О. И. Определение устойчивости и длины распада струи расплава в воде. *ПМТФ*, 1995, Т. 36, № 1, С. 99–106.
12. Левич В. Г. *Физико-химическая гидродинамика*. (3-е изд.). М., Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2016, 708 с.
13. Лебедев Н. Н. *Специальные функции и их приложения*. Учебное пособие. (3-е изд.). М.: URSS, 2010, 368 с.
14. Gabor J. D., Purviance R. T., Cassulo J. C., Spencer B. W. Molten aluminum alloy fuel fragmentation experiments. *Nucl. Eng. Design*, 1994, V. 146(1–3), P. 195–206.
15. Saito M., Sato K., Imahori S. Experimental study on penetration behaviors of water jet into Freon-11 and liquid nitrogen. In: *ANL Proceedings: National Heat Transfer Conference*, 1988, P. 173–183.
16. Schneider J. P., Marciniak M., Barclay G. J. Breakup of metal jets penetrating a volatile liquid. *Proceedings of the 5th International Topical Meeting on Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-5)*, September 21–24, 1992, Salt Lake City, USA, P. 437–449.
17. Schneider J. P. Breakup of metal jets penetrating a volatile liquid. Ph.D. Thesis. University of Illinois at Urbana-Champaign, 1993.
18. Berg E. v., Bürger M., Cho S. H., Schatz A. Modeling of the breakup of melt jets in liquids for LWR safety analysis. *Nucl. Eng. Design*, 1994, V. 149, P. 419–429.
19. Miles J. On the generation of surface waves. Part 4. *J. Fluid Mech.* 1962, V. 13, P. 443–448.

20. Epstein M., Fauske H.K. Applications of the turbulent entrainment assumption to immiscible gas-liquid and liquid-liquid systems. *Chem. Eng. Res. Des.*, 2001, V. 79(4), P. 453–462.
21. Morton B.R., Taylor G.J., Turner J.S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. Roy. Soc.*, 1956, V. 234(1196), P. 1–23.
22. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977, 431 с.
23. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободно-конвективные течения, тепло- и массообмен. В 2-х томах. М.: Мир, 1991.
24. Ricou F.B., Spalding D.B. Measurements of entrainment of axisymmetrical turbulent jets. *J. Fluid Mech.*, 1961, V. 11, P. 21–32.
25. Deshpande S.S., Trujillo M.F., Wu X., Chahine G. Computational and experimental characterization of a liquid jet plunging into a quiescent pool at shallow inclination. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2012, V. 34, P. 1–14.
26. Spencer B.W., Gabor J.D., Cassulo J.C. Effect of boiling regime on melt stream breakup in water. In: *Proceedings of the 4th Miami International Symposium on Multi-phase Transport and Particulate Phenomena*, (Miami, USA), 1986.
27. Cho S.H., Berg E.v., Bürger M., Schatz, A. Experimental investigations with respect to the modelling of fragmentation in parallel shear flows of liquids. In: *Proceedings of the Sprays and Aerosols Conference*, Guildford, UK, 1991, P. 165–169.
28. Sugiyama K., Iguchi K. Research on the fundamental process of thermal-hydraulic behaviors in severe accident – breakup and cooling of molten material jets. *Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI-Tech*, 2002, P. 2002–2010.
29. Matsuo E., Abe Y., Chitose K., Koyama K., Itoh K. Study on jet breakup behavior at core disruptive accident for fast breeder reactor. *Nucl. Eng. Design*, 2008, V. 238, P. 1996–2004.
30. Manickam L., Thakre S., Ma W., Bechta S. Simultaneous visual acquisition of melt jet breakup in water by high speed videography and Radiography. In: *Proceedings of the 10th International Topical*

- Meetig on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-10), Okinawa, Japan, 2014, P. 1–13.
31. Manickam L., Bechta S., Ma W. On the fragmentation characteristics of melt jets quenched in water. *Int. J. Multiphase Flow*, 2017, V. 91, P. 262–275.
 32. Secareanu R., Mereu R., Takahashi M., Inzoli F., Prisecaru I. Experimental and numerical study of freezing and flow characteristics of Wood's Metal injection in a water pool. *Appl. Therm. Eng.*, 2016, V. 103, P. 1261–1277.
 33. Jung H. W., Moriyama K., Park H. S. Experimental revisit of melt jet breakup length correlations for fuel-coolant interactions. In: *Proceedings of the 11th International Topical Meetig on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-11)*, Gyeongju, Korea, 2016, P. 1–13.
 34. Li Y., Wang W., Lin M., Zhong M., Zhou Y., Yang Y. Experimental studies on breakup and fragmentation behavior of molten tin and coolant interaction. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2017, Article ID 4576328, P. 1–14.
 35. Bang K. H., Kim H. T. Experiment and Modeling of Jet Breakup in Fuel-coolant Interactions. In: *Proceedings of the 8th European Review Meeting on Severe Accident Reaserch (ERMSAR-2017)*, Warsaw, Poland, 2017, P. 1–14.
 36. Kondo S., Konishi K., Isozaki M., Imahori S., Furutani A., Brear D. J. Experimental study on simulated molten jet-coolant interactions. *Nucl. Eng. Design*, 1995, V. 155, P. 73–84.
 37. Spencer B. W., Wang S. K., Blomquist C. A., McUumber L. M., Schneider J. P. Fragmentation and Quench Behavior of Corium Melt Stream in Water. *NUREG/CR-6133, ANL-93/32*, 1994.
 38. Kaiser A., Schütz W., Will H. PREMIX Experiments PM12–PM18 to Investigate the Mixing of a Hot Melt with Water. *FZKA-6380*, 2001.
 39. Magallon, D. Characteristics of corium debris bed generated in large-scale fuel-coolant interaction experiments. *Nucl. Eng. Design*, 2006, V. 236, P. 1998–2009.
 40. Moriyama K., Maruyama Y., Usami T., Nakamura H. Coarse break-up of a stream of oxide and steel melt in a water pool. *JAERI-Research 2005–2017*.

41. Magallon D., Hohmann H., Schins H. Pouring of 100-kg-scale molten UO₂ into sodium. Nuclear Technology, 1992, V. 98, P. 79–90.
42. Matsuba K., Kamiyama K., Toyooka J., Tobita Y., Zuev V. A., Kolodeshnikov A. A., Vasilyev Y. S. Experimental discussion on fragmentation mechanism of molten oxide discharged into a sodium pool. Mech. Eng. Journal, 2016, V. 3, P. 1–8.

Глава 3

ПЕРЕМЕШИВАНИЕ РАСПЛАВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ КОНФИГУРАЦИИ

3.1. Два механизма перемешивания расплава с охладителем для стратифицированных паровых взрывов

При стратифицированной конфигурации расплава и охладителя слой расплава находится под охладителем. Такое расположение возникает если струя расплава вливается в бассейн с охладителем, и при этом длина ее фрагментации значительно больше глубины охладителя (рис. 3.1). Стратифицированная конфигурация также образуется если расплав попадает в первоначально сухое помещение, после чего он заливается охладителем (рис. 3.2).

Стратифицированная конфигурация расплава с водой не воспринималась, как представляющая угрозу с точки зрения возможности произвести сильные паровые взрывы. Такой вывод основывался на ряде

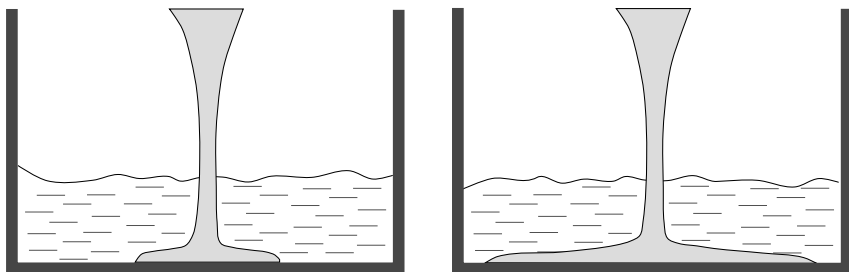


Рис. 3.1. Пролив расплава в бассейн с мелким слоем охладителя.

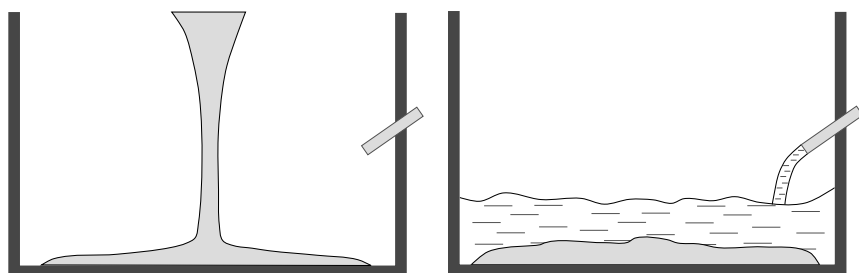


Рис. 3.2. Пролив расплава в сухой бассейн с последующей заливкой охладителем.

аналитических оценок, которые базировались на ключевой гипотезе, предложенной Харлоу и Раппелем [1] (рис. 3.3), и подкреплялся результатами экспериментов с низкотемпературными жидкостями [2-10].

В работе [1] был предложен механизм самоподдерживающейся взрывной волны в стратифицированной системе расплава с охладителем. Согласно ему охладитель, получив тепло от расплава в зоне взрыва, в которой расплав и охладитель находятся в виде перемешанной смеси, начинает интенсивно вскипать и расширяться, повышая давление, что приводит к возникновению и распространению по расплаву и по охладителю ударных волн. На поверхности раздела с паровым слоем ударные волны преломляются, движутся по пару и, дойдя до противоположной поверхности раздела, воздействуют на нее. В результате развивается неустойчивость Рэлея-Тейлора, приводящая к перемешиванию расплавов с охладителем. Таким образом, зона перемешанной смеси образуется во время взрывного взаимодействия, и поэтому,

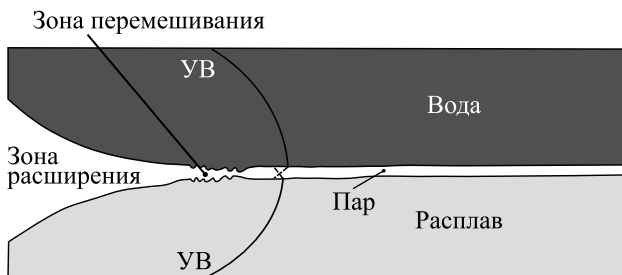


Рис. 3.3. Схема развития стратифицированного парового взрыва, предложенная Харлоу и Раппелем [1] (УВ — ударная волна).

ввиду высокой скорости взрывной волны, она не успевает вырасти до больших размеров, при которых паровые взрывы становятся опасными. Поскольку перемешанная смесь расплава и охладителя образуется синхронно с распространением взрывной волны, то механизм перемешивания в этом случае можно назвать *синхронным*, в отличие от «обычных» паровых взрывов, в которых перемешанная смесь образуется до возникновения взрывной волны.

С 1981 года этот механизм является общепризнанным, на что указывается, например, в работе [11], в которой отмечается, что при стратифицированной конфигурации расплава и охладителя отсутствует первоначальная стадия их предварительного перемешивания. При этом полагается, что распространение волн давления по охладителю и расплаву вызывает их перемешивание и фрагментацию.

Более детальные обсуждения аналитических моделей, используемых при оценках энергетики стратифицированных паровых взрывов, содержатся в [12–14].

Как уже отмечалось, экспериментальные данные по стратифицированным паровым взрывам получены в основном для низкотемпературных жидкостей [2–10]. В этих экспериментах действительно были получены низкие коэффициенты конверсии и медленные скорости детонационных волн. Детальный обзор этих работ содержится в [15, 12]. В таблице 3.1 приведены справочные сведения о выполненных экспериментальных исследованиях паровых взрывов при стратифицированной конфигурации расплава и охладителя.

Прежде всего, интересно отметить, что гипотеза, выдвинутая Харлоу и Раппелем [1], оказала влияние на экспериментальные исследования, выполненные с низкотемпературными жидкостями. Возможное образование перемешанного слоя расплава и охладителя перед взрывом было не в фокусе этих работ, хотя неустойчивости поверхности раздела отмечались в нескольких публикациях [2, 3, 5–8], при этом они рассматривались как нежелательные и ведущие к несогласованным результатам [5].

В некоторых экспериментах с низкотемпературными жидкостями перед взрывом фиксировалось развитие спонтанной неустойчивости поверхности раздела и образование перемешанного слоя. Иногда экспериментаторы интенсивно подавляли неустойчивости, чтобы избежать «усложнений, связанных с перемешиванием», и чтобы обеспечить «лучшее контролирование параметров экспериментов», и чтобы «улучшить визуализацию» [6]. В нескольких экспериментах [11] после «затухания» начального триггерного возмущения наблюдались вторичные спонтанные взаимодействия.

В статье [10] отмечается, что начальное затухающее возмущение, видимо, производит достаточное перемешивание, которое увеличивает скорость распространения и максимальное давление при последующем вторичном взаимодействии расплава с охладителем.

Как следует из обзора работ [15], исследования парового взрыва при стратифицированной конфигурации расплава с охладителем в основном проводились с использованием низкотемпературных жидкостей, при этом исследователи стремились обеспечить поверхность раздела стабильной. Эксперименты с высокотемпературными расплавами в основном ориентировались на исследования взаимодействия расплава с бетоном и последующего медленного затопления слоя расплава водой или на исследования растекания расплава по днищу в отсутствие воды или при наличии очень тонкого слоя воды [16–20]. Таким образом, предположение об устойчивости поверхности раздела расплава с охладителем не было в достаточной мере валидировано в условиях, близких к реакторным.

Таблица 3.1. Экспериментальные программы по исследованию растекания расплава и стабилизированных конфигураций расплава и охладителя

№ программы или исследователь	Исследуемые явления	Расплав	Взрыв	Примечания
1 CORINE, KATS, S3E [16]	Растекание	Имитатор кориума	Нет	Тесты выполнялись без воды или с очень малым количеством воды
2 FARO, COMAS, VULCANO [16]	Растекание, охлаждение	Прототип кориума	Нет	Основная цель экспериментов — получение опытных данных для разработки моделей и их валидации
3 WETCOR, SWISS (см. [17])	Охлаждение, взаимодействие расплава с бетоном	Al_2O_3 – $CaO-SiO_2$, сталь	Нет	Медленное заведение расплава с целью формирования поверхностной корки для изучения ее влияния на абляцию и для исследования теплоотвода в таких условиях
4 COTELS [17]	Взаимодействие расплава с охладителем при подаче воды	Прототип кориума	Нет	Заведение расплава сверху оказывает энергетическое взаимодействие
5 MACE [17]	Охлаждение и абляция	Прототип кориума	Нет	Быстрое образование корки на поверхности расплава из-за его низкой начальной температуры

Таблица 3.1 (продолжение)

№	Программа или исследование	Исследуемые явления	Расплав	Взрыв	Примечания
6	COMET-H, COMET-U	Охлаждение, взаимодействие расплава с водой	$Al_2O_3-Fe-Zr,$ $UO_2-ZrO_2-SiO_2-CaO$	См. примеч.	Наблюдалось относительно слабое взаимодействие. Вода подавалась через пористый бетонный слой, поэтому количество воды для энергетического взаимодействия было ограничено [18].
7	OECD/MCC, SSWICS, MET, CCI [17]	Охлаждение, всплески расплава, проникновение воды	Прототип кориума	Нет	Взаимодействие воды с коркой. Недостаточная площадь поверхности раздела жидкого расплава с водой
8	PULIMS, SES	Растекание расплава, паровой взрыв	Имитатор кориума	Да	В нескольких тестах зарегистрированы паровые взрывы, см. обзор в [15] [19].
9	Bang, Corradini [6] [7]	Паровой взрыв	Вода-жидкий азот, вода-фреон 12	Да	Исследовались механизм и энергетика стратифицированного парового взрыва. Получены коэффициенты конверсии до 0.4% для системы «вода-жидкий азот» и до 1.2% для системы «вода-фреон 12»

Таблица 3.1 (продолжение)

№	Программа или исследование	Исследуемые явления	Расплав	Взрыв	Примечания
10	Frost et al. [8] [10]	Паровой взрыв	Олово-вода	Да	Исследовались механизм распространения и влияние граничных условий на энергетику стратифицированного парового взрыва
11	Board, Hall [2] [3].	Паровой взрыв	Олово-вода	Да	Исследовался механизм распространения. Получен коэффициент конверсии порядка 0.2%
12	Frohlich [4]	Паровой взрыв	Олово-вода	Да	Исследовались условия перехода в детонацию, а также механизм перемешивания
13	Anderson [5]	Паровой взрыв	Вода-фреон, олово-вода	Да	Исследовался механизм стратифицированного парового взрыва
14	ALPHA	Охлаждение расплава, за-топленного водой	Al ₂ O ₃ -Fe (термитная смесь)	Да	Перед паровым взрывом отмечены всплески/выбросы расплава [20].

Таблица 3.1 (продолжение)

№	Программа или исследование	Исследуемые явления	Расплав	Взрыв	Примечания
15	Sainson et al.	Паровой взрыв	Вода–жидкий азот	Да	Получено самоподдерживающееся распространение инициированного триггером парового взрыва только для случая, когда волнистость поверхности раздела перед триггером была увеличена, см. обзор в [9].

С целью исследования растекания расплава под водой в бассейне с небольшим уровнем воды (20 см глубины) была проведена серия экспериментов PULiMS с проливом до 78 кг расплава бинарных оксидных имитаторов кориума с температурой до 1800 К [12, 15, 19]. В нескольких экспериментах этой серии были зарегистрированы спонтанные паровые взрывы с максимальным коэффициентом конверсии около 1%. Визуальные наблюдения зафиксировали неустойчивую поверхность раздела и формирование развитого слоя перемешанной смеси расплава с водой.

Примечательно, что при проливе таких же расплавов с такими же начальными нагревами, при одинаковых диаметрах струи расплава (10–30 мм) и при одинаковых недогревах воды (10–30 К), но в бассейн с высоким уровнем воды (до 1.5 м), который позволял струе расплава полностью фрагментироваться в воде, спонтанных паровых взрывов не происходило. Об этом сообщается в публикациях [21, 22], в которых дана подробная информация об этих (свыше 30) экспериментах, выполненных в рамках исследовательских программ DEFOR-S и DEFOR-A.

На основе анализа экспериментальных исследований [15, 19] в обобщающей работе по экспериментам PULiMS [12] была выдвинута гипотеза о новом механизме развития стратифицированного парового взрыва. Исследователи предположили, что при высоких температурах расплава во время его растекания по днищу под уровнем воды на поверхности раздела происходит образование перемешанной смеси расплава с водой, в результате чего и происходят мощные паровые взрывы, наблюдавшиеся в экспериментах [15, 19]. Смесь создается из-за воздействий на поверхность расплава высокоскоростных кумулятивных струек воды, образующихся при коллапсе паровых пузырей вблизи поверхности раздела. В отличие от механизма стратифицированного парового взрыва, предложенного в [1], механизм взрыва, предложенный в [12], предполагает формирование перемешанного слоя до начала взрыва, а не во время распространения взрывной волны. Данный механизм перемешивания расплава с охладителем, как и для случая обычных паровых взрывов, можно назвать *механизмом предварительного перемешивания*. По мнению авторов [12], высказанная ими идея нуждается как в дополнительной экспериментальной проверке, так и в теоретическом обосновании.

3.2. Синхронный механизм перемешивания при стратифицированном паровом взрыве

При исследованиях стратифицированных паровых взрывов синхронный механизм перемешивания расплава с охладителем рассматривался в комплексе с другими явлениями и процессам, реализующимися во время таких взрывов. В работе [10] помимо экспериментального исследования стратифицированного парового взрыва в системе «олово–вода» была предложена математическая модель распространения взрыва. Поскольку модель основана на полученных авторами экспериментальных результатах, то кратко изложим эти экспериментальные исследования.

Эксперименты [10] проводились в узком канале толщиной 1,3 см, длиной 40 см и высотой 13 см, который представляет собой алюминиевый каркас с прозрачными стенками из прочного лексана или стекла. Канал погружался в большой сосуд с водой. Расплавленное олово нагревалось до температуры 700–800°C и выливалось воду, взаимодействие инициировалось взрывом проволоочки. Температура воды была в пределах от 67 до 71°C. Высота слоя воды относительно днища равнялась 12,7 см. Устойчивый паровой слой, разделяющий расплавленное олово и воду, был неоднороден по форме. Во время пленочного кипения образующиеся в пленке своеобразные «купола» пара отрывались, и получившиеся пузырьки всплывали в воде. Размер этих пузырьков был от нескольких миллиметров до сантиметра.

В эксперименте выливалось около 400 г олова, слой олова на днище сосуда имел высоту 1,1 см. Примерно через секунду после окончания пролива олова в канал, когда уже на днище канала под водой сформировался устойчивый слой жидкого олова, производился взрыв проволоочки в одном из концов канала на высоте 3 см от днища.

После инициирования взаимодействия расплава с водой с помощью взрыва проволоочки происходило самоподдерживающееся распространение взрывного взаимодействия расплава с водой в противоположный конец канала. В ряде экспериментов не было триггерного взрыва проволоки, а происходил спонтанный паровой взрыв, который имел такие же характеристики, что и паровой взрыв, инициированный взрывом проволокой, что указывает, что триггер не влияет на последующее вза-

имедействие расплава с водой. Зарегистрированные в экспериментах пики давления составляли 0.3–3 МПа.

Увеличение температуры воды приводило к возрастанию толщины и устойчивости паровой пленки, разделяющей воду и расплавленное олово, что затрудняло инициирование волны взаимодействия.

На основе анализа видеозаписей и датчиков давления исследователи следующим образом описали развитие процесса взаимодействия расплава с водой [10]: «После того, как взаимодействие было инициировано на левом конце канала, высокое давление вследствие быстрой генерации пара создавало поле давления в окружающей воде (и соответствующее течение этой воды), которое приводило к коллапсу паровой пленки. По такому механизму область взаимодействия распространялась по поверхности расплавленного олова со средней скоростью около 40 м/с». Расширяющаяся область за фронтом волны взаимодействия состояла из трехфазной смеси пара, капель воды и фрагментов олова (в жидком состоянии и отвердевшие). Область взрыва имела форму клина с углом около 10 градусов, одна сторона которого являлась поверхностью раздела между расширяющимся паром высокого давления и находящейся над ним водой, а второй стороной было днище канала. Таким образом, исследователи установили, что распространение стратифицированного парового взрыва в экспериментах [10] происходило по механизму Харлоу и Раппеля [1].

Во время взаимодействия вода над слоем олова вертикально уско-рялась в результате действия высокого давления в зоне взаимодействия и выбрасывалась из сосуда. Часто небольшое количество воды оказывалось под слоем олова во время его растекания по днищу канала. Вскипание этой воды приводило к образованию каверн под слоем олова и вызывало вспучивание слоя олова в этих местах.

При взаимодействии олово фрагментировалось на дебрисы различного размера. Небольшая часть олова фрагментировалась на очень мелкие частицы сразу же после коллапса паровой пленки вблизи переднего конца клинообразной области взаимодействия. Другая часть олова взлетала в зоне взаимодействия и дробилась потоком пара. Однако, значительная часть поднявшегося расплавленного олова не взаимодействовало взрывным образом с водой, а оседало на днище канала после прохождения взрывной волны.

Исследователи постулировали, что фрагменты (дебрисы) размером менее 1 мм участвовали в энергетическом взаимодействии с водой. Исследование продуктов взрыва показало, что массовая доля таких «энергетических» фрагментов составляла в среднем 17% в каждом эксперименте, что эквивалентно слою расплава в канале толщиной 2 мм. Отсюда была получена оценка толщины слоя расплава (2 мм), который эффективно перемешивался с водой.

В работе [10] было исследовано влияние высоты слоя воды на взаимодействие расплава с водой. Было выполнено 25 экспериментов, в которых высота уровня воды в канале равнялась 12.7 см. Во всех этих экспериментах наблюдалось самоподдерживающееся распространение волны взаимодействия вдоль всего канала. Однако в семи экспериментах, где уровень воды равнялся 5.1 см, распространение взаимодействия вдоль канала не происходило. Авторы [10] объяснили этот результат тем, что давление в зоне взаимодействия должно поддерживаться достаточно большим (благодаря инерции слоя воды над ней), чтобы генерируемое им поле давления в жидкости смогло бы вызывать коллапс паровой пленки перед зоной взаимодействия. Относительно небольшой слой воды над зоной взаимодействия выбрасывался из канала, что приводило к сбросу давления в зоне взаимодействия и к затуханию волны взаимодействия.

На основе полученных экспериментальных результатов в [10] была предложена следующая модель исследуемого процесса (близкая к [1]). После инициирования взаимодействия, в зоне взаимодействия возникает высокое давление, благодаря которому в окружающей воде вырабатывается такое распределение давления и соответствующее поле скорости, которое вызывает коллапс прилегающей паровой пленки и продвижение зоны взаимодействия. В узком канале распространяющаяся взрывная волна формирует клинообразную область взаимодействия, схематично показанную на рис. 3.4, которая поднимает воду, находящуюся над слоем расплавленного олова. Эта волна не может быть описана одномерной моделью из-за двумерного характера течения воды. Если рассматривать исследуемый процесс в системе координат, движущейся с фронтом волны, то течение воды и поле давления в воде можно достаточно хорошо смоделировать простым двумерным потенциальным течением несжимаемой жидкости над клином.

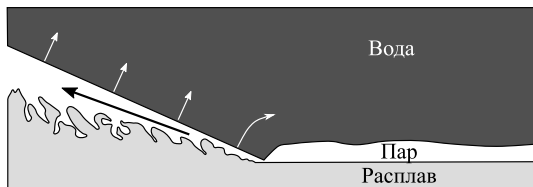


Рис. 3.4. Схема взрывного взаимодействия [10].

На рисунке 3.5 схематически показано потенциальное течение воды над зоной взрыва в системе координат, связанной с движущейся взрывной зоной. Предполагается, что далеко от области взаимодействия входящий поток воды является однородным. Присутствие зоны взаимодействия начинает влиять на течение воды на некотором расстоянии R_* от зоны взаимодействия, при этом линии тока начинают отклоняться вверх.

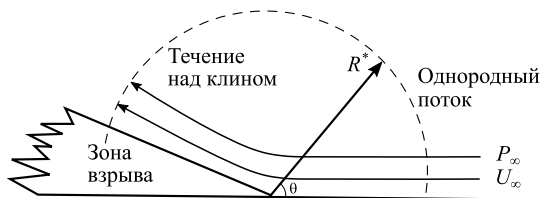


Рис. 3.5. Схема потенциального течения воды, принятая в [10].

Предложенная модель не замкнута, поскольку величина R^* должна быть определена из экспериментов. В области рядом с зоной взаимодействия ($R < R^*$) течение воды аппроксимируется потенциальным течением над твердым клином с углом 10° . Распределение давления над клином определяется из решения о потенциальном течении внутри сектора с углом 170° . Комплексный потенциал для такого течения имеет вид [23]:

$$F(z) = -Uz^n, \quad (3.1)$$

где z — комплексная переменная, U — скорость воды.

Величина n определяется значением угла сектора, выраженного в радианах, то есть π/n — угол рассматриваемого сектора (170 граду-

сов), выраженный в радианах, ее численное значение равно $n = 18/17$. Соответствующий потенциал скорости имеет вид:

$$\phi = -UR^n \cos n\theta, \quad (3.2)$$

где θ — текущий угол. Распределение давления в воде находится из уравнения Бернулли

$$P - P_\infty = \frac{\rho U_\infty^2}{2} \left[1 - \left(\frac{R}{R^*} \right)^{2(n-1)} \right]. \quad (3.3)$$

Из сопоставления с экспериментальными данными в [10] была определена величина параметра $R^* = 4$ см.

Данная модель является чисто гидродинамической, для ее замыкания требуется определить радиус взаимодействия расплава с водой, который находится из сопоставления с экспериментом. По существу, в этой модели все описание синхронного механизма перемешивания расплава с охладителем свелось к заданию параметра R^* .

В отличие от этой математической модели в работе [7] была разработана замкнутая математическая модель стратифицированного парового взрыва с детальным описанием синхронного механизма перемешивания.

В основе модели [7] тоже лежит идея, высказанная в работе Харлоу и Раппеля [1] и проиллюстрированная на рис. 3.3. Предполагается, что высокое давление P_v в зоне взаимодействия расплава с водой передается по воде, находящейся над зоной взаимодействия и впереди зоны взаимодействия. И это давление перед фронтом взаимодействия «прижимает» воду, которая расположена над паровой пленкой, к слою расплава. Под действием перепада давления между P_v и давлением в паровом слое P_∞ образующиеся на поверхности раздела струйки воды ускоряются. В рассматриваемой модели водяная струйка аппроксимируется цилиндром объемом V и площадью основания S , после чего ее ускорение определяется по второму закону Ньютона:

$$\rho_l Va = (P_v - P_\infty) S, \quad (3.4)$$

$$a = \frac{P_v - P_\infty}{\rho_l (V/S)}. \quad (3.5)$$

В работе [7] для оценки величины V/S был взят радиус кривизны поверхности раздела вода-пар в момент ускорения, а в качестве этой величины была принята длина волны, при которой на этой поверхности развивается неустойчивость Рэлея–Тейлора под действием силы тяжести [24]:

$$\frac{V}{S} = 2\pi \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2}. \quad (3.6)$$

Начальная скорость струи приблизительно аппроксимировалась произведением ускорения и характерного времени действия ускорения τ_a :

$$v_{jet} = a\tau_a. \quad (3.7)$$

В качестве характерного времени действия ускорения в [7] принималось характерное время роста самого быстрорастущего под действием ускорения a возмущения, определенное как обратная величина декременту нарастания этого возмущения

$$\tau = \left[\frac{4 a^3 (\rho_l - \rho_v)^3}{27 \sigma (\rho_l + \rho_v)^2} \right]^{-1/4}. \quad (3.8)$$

Начальная скорость проникновения струйки воды v_{mix} при достижении слоя расплава (рис. 3.6) определялась из стационарного уравнения Бернулли для невязкого течения

$$\frac{1}{2}\rho_l (v_{jet} - v_{mix})^2 + P = \frac{1}{2}\rho_l' v_{mix}^2 + P, \quad (3.9)$$

$$v_{mix} = \frac{v_{jet}}{\left[1 + \left(\frac{\rho_l'}{\rho_l} \right)^{1/2} \right]} \quad (3.10)$$

(штрих у переменной означает расплав).

Глубина проникновения воды в расплав L_{mix} определяется как произведение скорости на характерное время проникновения воды в предположении равномерного замедления струи в расплаве (отрицательное ускорение)

$$L_{mix} = \frac{1}{2}v_{mix}\tau_{mix}. \quad (3.11)$$

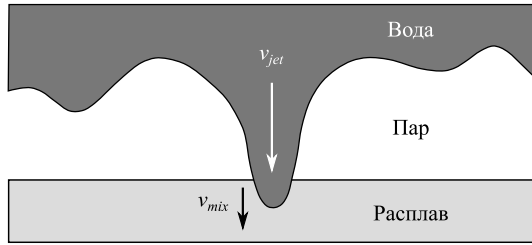


Рис. 3.6. Схема механизма перемешивания при стратифицированном паровом взрыве.

Предполагается, что проникновение закончится, когда начнется разгрузка давления в этом месте, соответственно, это время (время перемешивания) определяется достижением волной давления верхней поверхности воды (уровня) и последующим обратным прохождением волной разрежения от верхней поверхности воды (уровня) до парового слоя. Если глубина слоя воды равна d , то время перемешивания равно

$$\tau_{mix} = \frac{2d}{c}, \quad (3.12)$$

где c — скорость звука в воде.

Итоговое выражение для глубины проникновения (или толщины слоя перемешивания) имеет вид

$$L_{mix} = \left[\frac{4}{27} \frac{1}{a\sigma} \frac{(\rho_l - \rho_v)^3}{(\rho_l + \rho_v)^2} \right]^{-1/4} \left[1 + \left(\frac{\rho'_l}{\rho_l} \right)^{1/2} \right]^{-1} \left(\frac{d}{c} \right). \quad (3.13)$$

Ускорение a определяется из уравнений (3.4) и (3.5).

Следует отметить, что соотношение (3.13) еще не замкнуто, поскольку неизвестно давление в области взрыва P_v . В [7] для замыкания предлагается определить эту величину методом построения адиабаты Гюгонио [3].

Для исследования традиционных паровых взрывов, происходящих после фрагментации струи расплава в бассейне с охладителем были созданы несколько расчетных кодов, основанных на методах механики многофазных сред [25, 26]. К ним относятся коды CHYMES [27],

IVA3 [28], COMETA [29], VESUVIUS [30], SIMMER [31], VAPEX [32], MC3D [33]. В литературе было найдено только две работы, в которых такого рода коды применялись для численного моделирования стратифицированных паровых взрывов. В работе [34] расчетный код MC3D был использован для исследования стратифицированного парового взрыва в системе «вода–олово». Авторы этой работы разработали модель перемешивания расплава с водой, основываясь на идеях [1], и сделали несколько пробных расчетов. Однако дальнейшего развития это исследование не получило. Уже другие исследователи использовали этот же код MC3D в работе [35] для анализа экспериментов [15], в которых наблюдались стратифицированные паровые взрывы. При этом в расчетах перемешивание расплава с водой не моделировалось, а просто задавалась область перемешанной смеси, в которой инициировался паровой взрыв.

3.3. Перемешивание вследствие коллапса паровых пузырьков на поверхности раздела

Идея, выдвинутая в работе [12] о формировании слоя перемешанной смеси вследствие коллапса паровых пузырьков, образующихся на поверхности раздела расплава с охладителем, была подробно проанализирована и теоретически обоснована в [36]. В данной работе были последовательно решены две задачи. Сначала в сферически симметричной постановке исследуется задача о конденсации пузырька существенно перегретого пара в недогретой до температуры насыщения воде. Основной полученный результат — при больших (несколько сот градусов) перегревах пара динамика схлопывающегося пузырька становится близка динамике кавитационного пузырька, то есть такого пузырька, в котором при его схлопывании (коллапсе) давление постоянно и равно давлению насыщения, соответствующему температуре окружающей жидкости. Постановка второй задачи основана на этом важном результате. В этой задаче в рамках чисто гидродинамической постановки в двумерной осесимметричной геометрии исследуется задача о коллапсе вблизи твердой поверхности парового пузырька, давление в котором постоянно и равно давлению насыщения при температуре жидкости.

Твердая стенка моделировала расплав. Было получено, что при коллапсе такого пузырька образуются высокоскоростные струйки воды, направленные в сторону расплава, которые способны выбить брызги расплава на высоту несколько сантиметров, в результате чего будет формироваться динамически существующий слой перемешанной смеси. Перейдем к изложению первой задачи.

3.3.1. Конденсация пузырька перегретого пара в недогретой воде

Постановка задачи

Будем рассматривать динамику пузырька перегретого пара, находящегося в окружении недогретой жидкости. В начальный момент жидкость и пар неподвижны. Начальное давление жидкости равно P_0 , ее начальная температура T_0 меньше температуры насыщения $T_s(P_0)$, соответствующей давлению P_0 . Начальное давление в пузырьке равно давлению в жидкости. Начальная температура пара может изменяться от величины $T_s(P_0)$ до температуры расплава. На границе пузырька начинается конденсация пара, приводящая к снижению давления в пузырьке. Под действием образующегося перепада давления между жидкостью и паром жидкость начинает двигаться к центру уменьшающегося в размерах пузырька. Выполним численное исследование развивающихся термогидродинамических процессов на основе одномерной сферически симметричной модели, которая с одной стороны достаточно точно учитывает основные факторы, влияющие на исследуемую динамику, а с другой стороны допускает эффективную численную реализацию.

Для описания динамики пара в пузырьке будем использовать сферически симметричные уравнения сжимаемого теплопроводного газа.

Уравнение неразрывности пара

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g w_g) = 0. \quad (3.14)$$

Уравнение скорости пара

$$\frac{\partial w_g}{\partial t} + w_g \frac{\partial w_g}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial P_g}{\partial r}. \quad (3.15)$$

Уравнение внутренней энергии пара

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_g e_g)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g e_g w_g) + \\ + \frac{P_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w_g) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (3.16)$$

В уравнениях (3.14)–(3.16) введены следующие обозначения: t – время, r – радиальная координата, ρ_g , w_g , P_g , e_g , T_g , λ_g – плотность, скорость, давление, удельная внутренняя энергия, температура и коэффициент теплопроводности пара.

Будем предполагать, что пар является идеальным газом с уравнением состояния

$$P_g = R_g \rho_g T_g. \quad (3.17)$$

где R_g – газовая постоянная (для воды $R_g = 461.9$ Дж/кг·К). Внутренняя энергия пара описывается следующим калорическим уравнением:

$$e_g = c_{v,g} T_g. \quad (3.18)$$

где $c_{v,g}$ – теплоемкость пара при постоянном объеме.

Окружающую паровой пузырек жидкость будем полагать несжимаемой, а ее динамику будем описывать с помощью уравнения Рэлея–Плессета [37, 38]

$$\frac{dw_a}{dt} + \frac{3}{2} \frac{w_a^2}{a} = \frac{P_g - P_0}{a \rho_l}, \quad (3.19)$$

где a – текущий радиус пузырька, ρ_l – плотность жидкости, w_a – скорость изменения радиуса пузырька (скорость движения поверхности пузырька):

$$w_a = \frac{da}{dt}. \quad (3.20)$$

Скорость жидкости w_l вычисляется по скорости движения поверхности пузырька с помощью уравнения неразрывности жидкости

$$w_l = w_a \frac{a^2}{r^2}. \quad (3.21)$$

Распределение давления в жидкости определяется движением поверхности пузырька и давлением пара на поверхности пузырька [37, 38]

$$P_l = P_0 - \frac{\rho_l w_a^2}{2} \left(\frac{a}{r}\right)^4 + \frac{a}{r} \left(\frac{\rho_l w_a^2}{2} + P_g|_{r=a} - P_0\right). \quad (3.22)$$

Изменение температуры жидкости описывается уравнением энергии

$$\rho_l C_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial t} + w_l \frac{\partial T_l}{\partial r}\right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_l r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r}\right), \quad (3.23)$$

где T_l , C_l , λ_l — температура, теплоемкость и коэффициент теплопроводности жидкости.

На поверхности пузырька (межфазная поверхность) происходит конденсация пара, интенсивность которой \dot{m} определяется тепловыми потоками на межфазную границу со стороны жидкости и со стороны пара

$$\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \Big|_{r=a+0} - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=a-0} = \dot{m} (i_{ga} - i_{la}), \quad (3.24)$$

где i_{ga} и i_{la} — энтальпии пара и воды на межфазной поверхности, λ_g — коэффициент теплопроводности пара.

На межфазной поверхности вода и пар находятся в состоянии насыщения, соответствующем давлению пара на межфазной поверхности, поэтому энтальпии пара и воды на межфазной поверхности i_{ga} , i_{la} определяются соотношениями:

$$i_{ga} = i_{g,sat}(P_g(r = a)), \quad i_{la} = i_{l,sat}(P_g(r = a)). \quad (3.25)$$

На межфазной поверхности температуры пара и воды равны температуре насыщения, соответствующей локальному давлению пара. Эту температуру будем обозначать T_a , в результате получим соотношение:

$$T_a = T_{sat}(P_g(r = a)). \quad (3.26)$$

Массовый поток пара на межфазную поверхность \dot{m} определяет разность между скоростью движения межфазной границы и скоростью пара на межфазной границе w_{ga} :

$$\rho_{ga} (w_{ga} - w_a) = -\dot{m}. \quad (3.27)$$

Изменением скорости воды на поверхности пузырька вследствие конденсации пара пренебрегаем, поскольку плотность воды на три порядка превосходит плотность пара.

В центре пузырька скорость пара равна нулю, тепловой поток также равен нулю в силу симметрии задачи:

$$r = 0 : w_g = 0; \quad \frac{\partial T_g}{\partial r} = 0. \quad (3.28)$$

Для упрощения алгоритма численного решения системы дифференциальных уравнений, представленной выше, выполним переход к новым независимым переменным, в которых текущий радиус пузырька будет постоянным:

$$\xi = \frac{r}{a(t)}, \quad \tau = t. \quad (3.29)$$

Согласно правилу дифференцирования сложной функции ψ имеем

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{r}{a^2} \frac{da}{dt} = \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \frac{\xi w_a}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \xi}, \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial r} + \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial r} = \frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \xi}. \quad (3.31)$$

В новых переменных система уравнений, описывающая исследуемый процесс, примет вид

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial \tau} + \frac{1}{a \xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi^2 \rho_g w_g) - \frac{\xi w_a}{a} \frac{\partial \rho_g}{\partial \xi} = 0, \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial w_g}{\partial \tau} + \frac{(w_g - \xi w_a)}{a} \frac{\partial w_g}{\partial \xi} = -\frac{1}{a \rho_g} \frac{\partial P_g}{\partial \xi}, \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_g e_g)}{\partial \tau} + \frac{1}{a \xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi^2 \rho_g e_g w_g) - \frac{\xi w_a}{a} \frac{\partial (\rho_g e_g)}{\partial \xi} + \\ + \frac{P_g}{a \xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi^2 w_g) = \frac{1}{a^2 \xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda_g \xi^2 \frac{\partial T_g}{\partial \xi} \right), \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\rho_l C_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial \tau} + \frac{w_l - \xi w_a}{a} \frac{\partial T_l}{\partial \xi} \right) = \frac{1}{a^2 \xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda_l \xi^2 \frac{\partial T_l}{\partial \xi} \right), \quad (3.35)$$

$$w_l = \frac{w_a}{\xi^2}, \quad (3.36)$$

$$P_l = P_0 - \frac{\rho_l w_a^2}{2\xi^4} + \frac{\rho_l w_a^2}{2\xi} + \frac{P_g(\xi = 1) - P_0}{\xi}, \quad (3.37)$$

$$\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1+0} - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1-0} = am (i_{ga} - i_{la}). \quad (3.38)$$

Вид остальных уравнений не изменится.

Численный метод решения

Система уравнений, описывающая динамику пара (3.32)–(3.34), решалась численно полунявным конечно-разностным методом [39]. Область интегрирования разбивалась на расчетные ячейки. Термодинамические переменные определялись в центрах ячеек, скорости определялись на гранях ячеек. Конвективные пространственные производные аппроксимировались согласно «донорному» принципу, то есть в соответствии с направлением скорости [40]. Остальные пространственные производные аппроксимировались центральными разностями.

Ключевая идея численного метода [39] заключается в том, что в уравнении для скорости пара (3.33) неявно аппроксимируется только градиент давления. Это позволяет получить линейную связь между неизвестной скоростью на грани произвольной ячейки на новом временном слое и неизвестными значениями давления на новом временном слое в ячейках, примыкающих к этой грани. Далее эта связь используется в разностных уравнениях для массы и энергии пара (3.32) и (3.34), где в конвективных членах скорость аппроксимируется уже неявно. При этом плотность и внутренняя энергия пара заменяются давлением и температурой с помощью уравнений состояния. В результате получается трехдиагональная система линейных уравнений для давления, которая решается стандартным методом прогонки [41, 42]. Данный метод позволяет снять ограничение временного шага интегрирования, связанное со скоростью звука.

Валидация расчетной программы на опытных данных

Описанная численная схема была реализована в виде расчетной программы, которая после ее отладки и тестирования была зарегистрирована в Российской Федерации [43]. Опытные данные по конденсации пузырьков перегретого пара для валидации программы в литературе не удалось найти. Поэтому была выполнена валидация программы на опытных данных по конденсации пузырьков насыщенного пара в недогретой воде [44]. В этих экспериментах для исключения эффектов, связанных с силой тяжести, и обеспечения сферически симметричного процесса коллапса пузырька рабочий участок свободно падал в течение 0.6 с, и за это время высокоскоростная камера со скоростью от 700 до 3000 кадров в секунду записывала процесс конденсации пузырька.

Эксперименты проводились в цилиндрическом стальном сосуде с внутренним диаметром 5 дюймов (1 дюйм = 2.54 см) и высотой 7 дюймов (рис. 3.7). Сосуд имел три трехдюймовые окна для подсветки, фотографирования и наблюдения. Сосуд монтировался на платформе, которую держали 2 электромагнита, высота свободного падения равнялась 6 футам (1 фут = 30.5 см). Вода нагревалась электрическим нагревателем до кипения при давлении в сосуде чуть меньше атмосферного, при этом некоторое количество пара захватывалось в специальную трубку, чтобы потом его использовать для создания пузырька. После завершения нагревания и успокоения конвективных течений воды почти одновременно выполнялись следующие действия: 1) крышка трубки с паром открывалась электромагнитом для выпуска пузырька, 2) платформа отпускалась и сосуд начинал падать, 3) сбросной клапан сосуда открывался, и давление в сосуде восстанавливалось до атмосферного уровня, вода становилась недогретой и начиналась конденсация пузырька. Зависимость радиуса пузырька от времени получалась обработкой видеозаписей. Начальный радиус пузырька находился в диапазоне 3.2–9 мм, недогрев воды составлял 5–45 К.

Были выполнены расчеты 8 экспериментальных режимов. Отклонение расчетных значений от экспериментальных величин составило не более 12%. В качестве иллюстрации на рис. 3.8 показаны результаты типичного валидационного расчета, выполненного для пузырька с начальным радиусом 3.66 мм и недогрева воды 12.2 К.

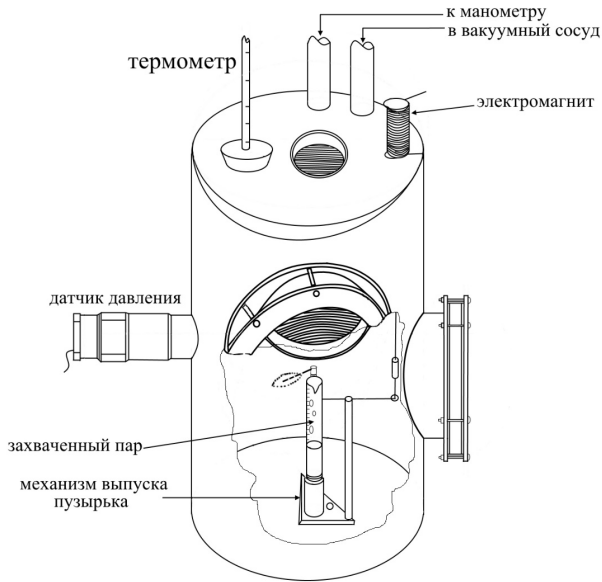


Рис. 3.7. Рабочий участок стенда [44].

Численный анализ конденсации пузырька перегретого пара

Используемые в расчетах значения параметров задачи и начальные условия приведены в таблице 3.2.

При численном моделировании процесса конденсации пузырька температура жидкости менялась незначительно, поэтому в расчетах использовались постоянные значения ее свойств, приведенные в таблице 3.2. В то же время температура пара во время конденсации пузырька менялась в больших пределах, поэтому в расчетах использовались переменные свойства пара в зависимости от его температуры и давления [45].

Нижнее значение начального диаметра пузырька было определено с помощью теории Рэля–Тейлора о неустойчивости легкой жидкости (пара), находящейся под тяжелой жидкостью (вода) [46, 47]. Согласно этой теории, длина волны самого быстрорастущего возмущения на межфазной поверхности определяется соотношением

$$\lambda = 2\pi \sqrt{3\sigma / (g\Delta\rho)}. \quad (3.39)$$

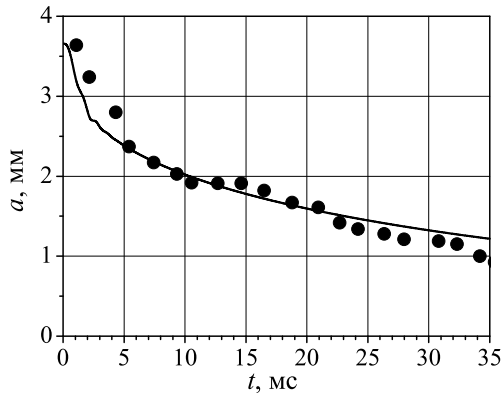


Рис. 3.8. Зависимость от времени радиуса пузырька при конденсации пузырька насыщенного пара в недогретой воде (точки — [44], сплошная кривая — расчет).

Полагалось, что диаметр пузырька, образующегося в результате роста этого возмущения, равен половине его длины. Для условий эксперимента PULiMS E6 [12] начальный диаметр пузырька равен $d_0 = 0.675$ см. Верхнее значение начального диаметра пузырька отражает максимальный размер пузырьков, наблюдавшихся в экспериментах [12].

Начальное давление пара в образовавшемся пузырьке равно внешнему давлению P_0 . Начальная температура пара в пузырьке — величина неопределенная. Она находится в диапазоне от температуры расплава до температуры насыщения, соответствующей давлению жидкости. Поэтому этот параметр варьировался в указанных пределах. Все остальные параметры, использованные в расчетах, были выбраны для эксперимента PULiMS E6 [12].

Конденсация пузырька насыщенного пара

Рассмотрим предельный случай, когда начальная температура пара равна температуре насыщения при начальном давлении жидкости. На рис. 3.9 показаны временные зависимости радиуса пузырька и давления пара в центре пузырька для этого случая.

Таблица 3.2. Параметры задачи

Параметр	Значение
Внешнее давление P_0 , МПа	0.1
Свойства среды	
Температура насыщения T_s , К	373.15
Плотность жидкости ρ_l , кг/м ³	975
Удельная теплоемкость жидкости C_l , кДж/кг К	4.19
Теплопроводность жидкости λ_l , Вт/м К	0.66
Начальные условия	
Температура жидкости $T_{l,0}$, К	348
Недогрев жидкости $T_s - T_{l,0}$, К	25
Температура пара $T_{g,0}$, К	373–1023
Перегрев пара $T_{g,0} - T_s$, К	0–650
Диаметр пузырька $d = 2a$, см	0.675–3.0

Видно, что в начале процесса наблюдается небольшое (около 1%) падения давления в пузырьке. Но затем жидкость приходит в движение, вызывая поджатие пара, в силу чего примерно к моменту времени 1 мс давление в пузырьке восстанавливается, и далее происходит изобарическая конденсация пузырька, при которой давление пара в пузырьке все время равно давлению в жидкости. Уменьшение давления в пузырьке за счет убыли пара на межфазной поверхности компенсируется повышением давления благодаря радиальному движению жидкости, сжимающему пузырек. Действия этих противоположно направленных механизмов обеспечивает постоянство давления в пузырьке. Скорость конденсации определяется темпом отвода тепла в недогретую воду, осуществляемого теплопроводностью воды. С течением времени вследствие прогрева воды вблизи межфазной поверхности теплоотвод уменьшается, и скорость уменьшения радиуса пузырька падает. На протяжении всего процесса радиальные распределения давления, скорости и температуры пара в пузырьке практически постоянны. Каких-либо существенных динамических процессов в жидкости в данном случае не наблюдается.

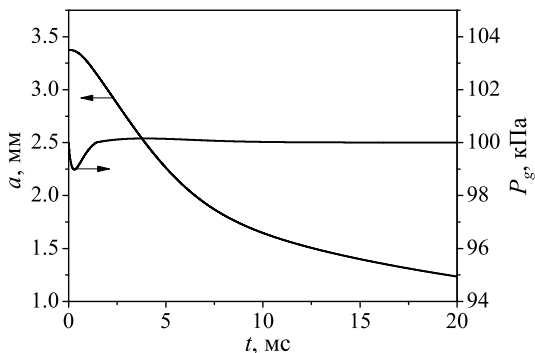


Рис. 3.9. Временные зависимости радиуса пузырька и давления пара в центре пузырька. Начальная температура пара равна температуре насыщения.

Конденсация пузырька перегретого пара

Картина процесса существенно меняется, если начальная температура пара становится выше температуры насыщения. Для объяснения этих особенностей рассмотрим пространственную динамику термогазодинамических процессов в пузырьке при его конденсации. Проиллюстрируем их на примере конденсации пузырька, в котором начальный перегрев пара равен 50 К.

На начальной стадии процесса (назовем ее «волновой») конденсация пара сопровождается волнами разрежения в пузырьке, которые попеременно распространяются от границы пузырька к его центру и в обратном направлении. Масштаб времени прохождения волной разрежения от поверхности пузырька до его центра определяется радиусом пузырька и скоростью звука в паре, при рассматриваемых параметрах эта величина порядка $0.7 \cdot 10^{-2}$ мс. На рис. 3.10 и 3.11 показаны распределения давления и скорости пара и воды в последовательные моменты времени. В качестве пространственной координаты здесь и на последующих рисунках используется переменная ξ , определенная уравнением (3.29), при этом радиус пузырька постоянен во времени и равен единице. В физической переменной r на данном интервале времени происходит незначительное уменьшение радиуса пузырька.

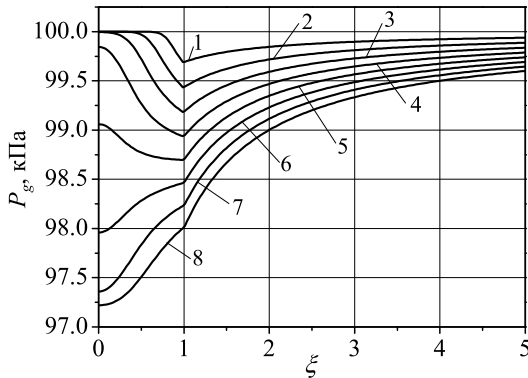


Рис. 3.10. Распределения давления на отрезке времени $2.5 \cdot 10^{-3} \leq t \leq 2 \cdot 10^{-2}$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–8 соответствуют временам $2.5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $7.5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-2} , $1.25 \cdot 10^{-2}$, $1.5 \cdot 10^{-2}$, $1.75 \cdot 10^{-2}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ мс.

Как следует из рис. 3.10 и 3.11, на поверхности пузырька происходит интенсивная конденсация пара, вследствие которой внутрь пузырька начинает распространяться волна разрежения. Начиная с момента времени $1 \cdot 10^{-2}$ мс давление в центре пузырька начинает падать по сравнению с начальным давлением, а после момента времени $1.25 \cdot 10^{-2}$ мс давление в центре пузырька становится меньше, чем давление на его поверхности, то есть волна разрежения, достигнув центра пузырька, начала двигаться в обратном направлении. При этом скорость пара в пузырьке начала уменьшаться. Окружающая пузырек вода на этом интервале времени практически неподвижна.

На рис. 3.12 для тех же моментов времени представлены распределения температуры. Температура воды за это время практически не изменилась, поэтому показана только температура пара. Видно, что когда волна разрежения движется к центру пузырька, то температура пара в центре выше, чем на его поверхности. Когда волна разрежения движется в обратном направлении, то температура пара в центре уже становится ниже температуры на поверхности пузырька.

Дальнейшую «волновую» стадию процесса можно проследить на рис. 3.13–3.15, где распределения соответствующих параметров пока-

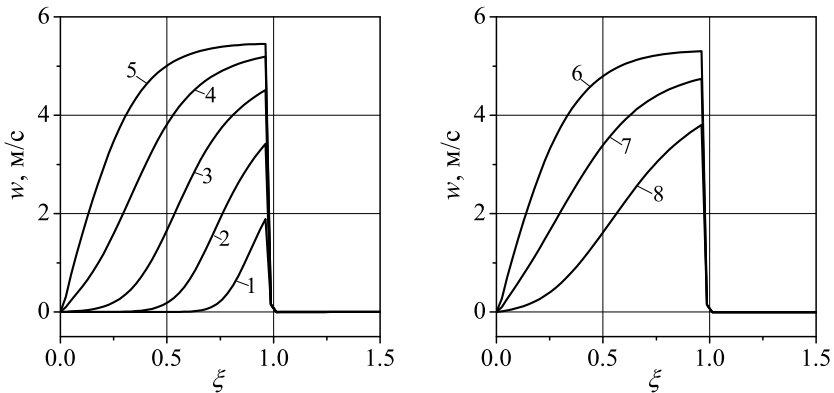


Рис. 3.11. Распределения скорости на отрезке времени $2.5 \cdot 10^{-3} \leq t \leq 2 \cdot 10^{-2}$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–8 соответствуют временам $2.5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $7.5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-2} , $1.25 \cdot 10^{-2}$, $1.5 \cdot 10^{-2}$, $1.75 \cdot 10^{-2}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ мс.

заны на интервале времени $0.02 \leq t \leq 0.04$ мс.

Из рис. 3.13 и 3.15 следует, что к моменту времени 0.04 мс начинается выравнивание давления и температуры пара в пузырьке, и перепад давления между пузырьком и водой, расположенной вдали от пузырька, существенно превышает перепад давления в самом пузырьке. Распределение скорости пара к этому моменту времени (рис. 3.13) представляет собой монотонно возрастающую зависимость скорости от расстояния до центра пузырька.

Далее волновые процессы в пузырьке постепенно ослабевают, распределения давления и температуры внутри пузырька становятся близкими к однородным, а распределение скорости пара вдоль радиальной координаты определяется скоростью его конденсации на поверхности пузырька. Процесс переходит в новую стадию, которую можно назвать «инерционной». Давление жидкости вдали от пузырька превосходит давление в самом пузырьке, под действием этого перепада давлений жидкость ускоряется и приобретает заметную скорость, что позволяет жидкости оказывать существенное воздействие на состояние пузырька. Рассмотрим рис. 3.16–3.18, которые иллюстрируют описываемые процессы.

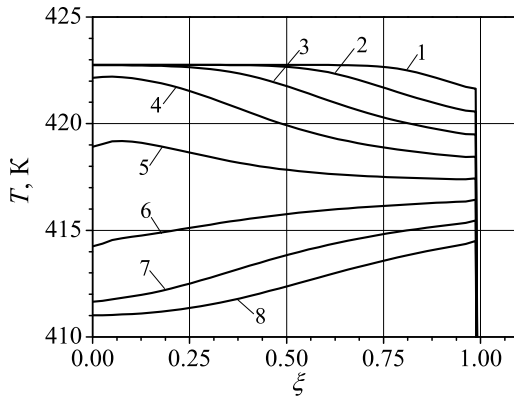


Рис. 3.12. Распределения температуры на отрезке времени $2.5 \cdot 10^{-3} \leq t \leq 2 \cdot 10^{-2}$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–8 соответствуют временам $2.5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $7.5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-2} , $1.25 \cdot 10^{-2}$, $1.5 \cdot 10^{-2}$, $1.75 \cdot 10^{-2}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ мс.

Из рис. 3.16 и 3.18 следует, что на отрезке времени $0.2 \leq t \leq 0.4$ мс происходит уменьшение давления и температуры пара в пузырьке. Это связано с тем, что жидкость еще не приобрела скорости, которая бы позволила ей за счет уменьшения объема пузырька компенсировать уменьшение давления в пузырьке, связанное с быстрой конденсацией пара. На рис. 3.17 видно, что в момент времени 0.4 мс скорость пара отрицательна, что означает, что пар движется от поверхности пузырька к его центру. Таким образом, скорость конденсации пара на поверхности пузырька становится меньше скорости движения поверхности пузырька, которая определяется радиальным движением жидкости. Жидкость, приобретая заметную скорость, начинает сжимать пар в пузырьке, нагревая его и повышая давление пара, что наблюдается на рис. 3.16 и 3.18 на интервале времени 0.4–0.9 мс.

Из рис. 3.16 следует, что в момент времени 0.9 мс распределение давления имеет максимум, расположенный в жидкости вблизи поверхности пузырька. Это означает, что давление в пузырьке увеличилось до величины, которая уже замедляет ускорение движущейся жидкости, то есть жидкость вдали от пузырька начинает тормозиться благодаря появлению максимума давления вблизи пузырька. Следует отметить,

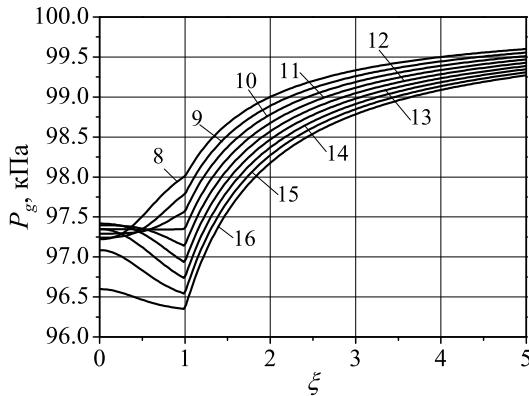


Рис. 3.13. Распределения давления на отрезке времени $0.02 \leq t \leq 0.04$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 8–16 соответствуют временам 0.02, 0.025, 0.0275, 0.03, 0.0325, 0.035, 0.0375 и 0.04 мс (нумерация кривых продолжается с рис. 3.10).

что скачок скорости пара и жидкости на границе пузырька (рис. 3.17) связан с конденсацией пара.

Последняя стадия конденсации пузырька перегретого пара (стадия *коллапса*) длится менее 0.1 мс и характеризуется большими скоростями и давлениями в жидкости вблизи пузырька. На рис. 3.19 показаны распределения давления в моменты времени 0.97, 0.98, 0.99 и 0.999 мс.

В момент времени 0.999 мс в пузырьке наблюдается максимум давления пара равный 150 кПа, который в 1.5 раза больше начального давления. Давление жидкости около пузырька в этот момент почти в два раза превышает давление в пузырьке. Следует отметить, что при численном моделировании этой стадии, когда радиус пузырька становился существенно меньше начального, приближаясь к нулю, наблюдались значительные трудности, связанные с резким увеличением скорости поверхности пузырька и скорости пара около этой поверхности. Скорость конденсации пара на поверхности пузырька является разностью этих больших величин, и при данных условиях используемый численный метод не позволял точно согласовывать скорость пара на поверхности пузырька, градиент давления на этой поверхности и градиент

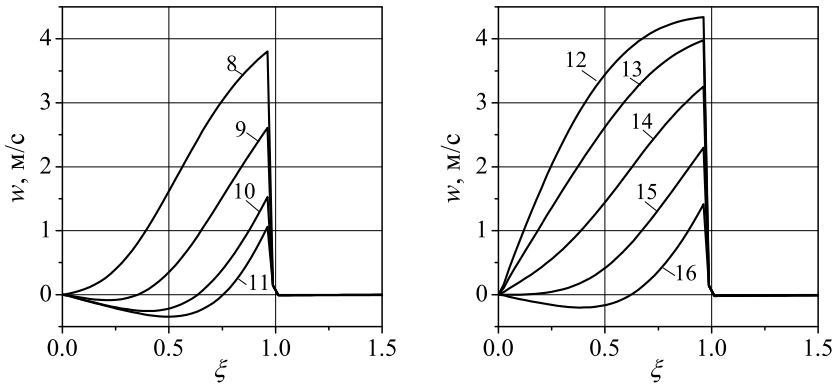


Рис. 3.14. Распределения скорости на отрезке времени $0.02 \leq t \leq 0.04$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 8–16 соответствуют временам 0.02, 0.025, 0.0275, 0.03, 0.0325, 0.035, 0.0375 и 0.04 мс (нумерация кривых продолжается с рис. 3.11).

температуры со стороны пара, которые необходимы для определения скорости конденсации. В результате расчет прекращался. Последний отрезок времени, на котором удалось проследить эволюцию конденсирующегося пузырька, представлен на рис. 3.20.

Вследствие большого перегрева пара в пузырьке из-за его сжатия, который к моменту времени 1 мс составил около 250 К, усиливается тепловой поток со стороны пара на межфазную поверхность, что приводит к падению давления в пузырьке. Давление жидкости вблизи пузырька в момент времени 1.0074 мс более чем в 10 раз превышает начальный уровень.

Необходимо подчеркнуть, что прекращение расчета не препятствует пониманию рассматриваемых процессов и оценке гидродинамического воздействия жидкости при коллапсе пузырька, поскольку оно определяется уравнением Рэлея–Плессета (3.19), в которое входит только разность давления пара и давления жидкости. Это давление при конденсации пузырька на последней стадии имеет порядок давления насыщения, соответствующего температуре жидкости, которое много меньше давления окружающей жидкости. Поэтому точный расчет давления пара в пузырьке не важен для выполнения этой оценки.

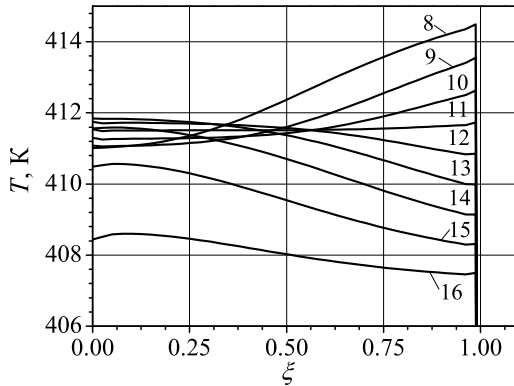


Рис. 3.15. Распределения температуры на отрезке времени $0.02 \leq t \leq 0.04$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 8–16 соответствуют временам 0.02, 0.025, 0.0275, 0.03, 0.0325, 0.035, 0.0375 и 0.04 мс (нумерация кривых продолжается с рис. 3.12).

В целом динамика конденсации пузырька перегретого пара представлена на рис. 3.21, на котором показаны зависимости от времени радиуса пузырька и давления в центре пузырька. Отчетливо видны отмеченные ранее три стадии процесса: 1) волновая, при которой наблюдаются небольшие осцилляции давления в пузырьке, 2) инерционная, когда давление меняется незначительно, и 3) стадия коллапса, на которой давление сначала резко растет, а затем падает.

Также видно, что по сравнению с конденсацией пузырька насыщенного пара (рис. 3.9) скорость уменьшения размера пузырька перегретого пара возросла более чем в 20 раз. Это объясняется тем, что в этом случае реализуется интенсивный теплоотвод от пара, вследствие которого давление в пузырьке падает. Максимальное уменьшение давления в пузырьке составляет 12% от начального значения, в случае конденсации пузырька насыщенного пара эта величина равна 1%. Образующийся перепад давления между окружающей жидкостью и паровым пузырьком приводит к быстрому коллапсу пузырька.

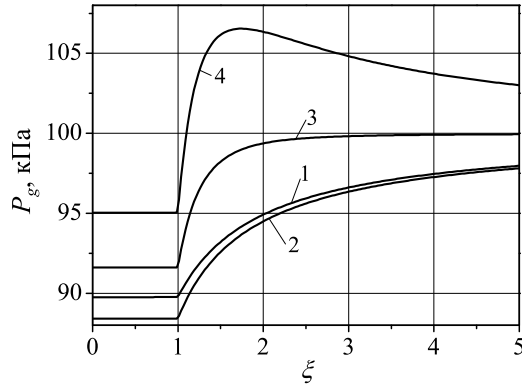


Рис. 3.16. Распределения давления на отрезке времени $0.2 \leq t \leq 0.9$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–4 соответствуют временам 0.2, 0.4, 0.8 и 0.9 мс.

3.3.2. Влияние начального перегрева пара на динамику процесса

На рис. 3.22 показаны временные зависимости радиуса пузырька для случаев, когда начальная температура пара превышает температуру насыщения на $\Delta T_{sur} = 5, 10, 20, 50, 100$ и 200 градусов Кельвина, соответственно.

Как видно из рис. 3.22, по сравнению со случаем насыщенного пара (рис. 3.9) скорость коллапса пузырька увеличивается на порядок и более, причем при увеличении начального перегрева пара скорость коллапса возрастает. Это связано с тем, что увеличение начального перегрева пара повышает тепловой поток со стороны пара на межфазную границу, что приводит к росту скорости падения давления в пузырьке.

На рис. 3.23 для тех же начальных перегревов пара представлены временные зависимости давления пара в центре пузырька. Как следует из рис. 3.23, давление в пузырьке ведет себя схожим образом при всех начальных перегревах пара. Сначала вследствие конденсации перегретого пара давление падает, причем скорость падения давления увеличивается с ростом перегрева пара. Затем на инерционной стадии процесса давление увеличивается из-за сжатия пузырька окружающей водой, которая приобрела значительную скорость. И на заключительной стадии

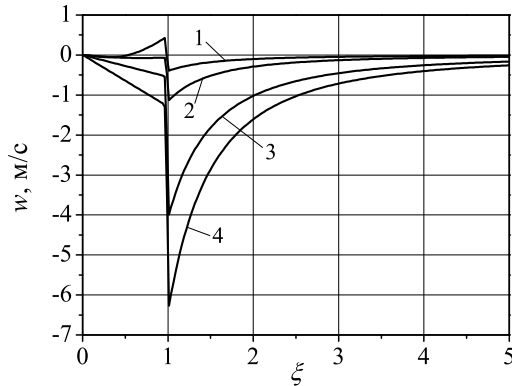


Рис. 3.17. Распределения скорости на отрезке времени $0.2 \leq t \leq 0.9$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–4 соответствуют временам 0.2, 0.4, 0.8 и 0.9 мс.

коллапса пузырька из-за возросшего теплового потока от пара на межфазную поверхность, давление в пузырьке снова быстро падает.

На рис. 3.24 показаны временные зависимости радиуса пузырька для случаев, когда начальная температура пара превышает температуру насыщения на 300, 400 и 650 градусов Кельвина, соответственно. Штриховой линией показана зависимость радиуса пузырька от времени для идеального случая, когда давление в пузырьке в течение всего процесса равно давлению насыщения пара, соответствующего начальной температуре окружающей жидкости. Этот случай можно трактовать как предельный, отвечающий бесконечно большой теплопроводности пара и бесконечно большой теплоемкости жидкости, причем начальное давление пара равно давлению насыщения при начальной температуре жидкости. Указанная зависимость получается интегрированием уравнений (3.19) и (3.20) в предположении о постоянстве давления пара в пузырьке, она описывает решение Рэлея о коллапсе кавитационного пузырька [37].

На рис. 3.25 для тех же начальных перегревов пара представлены временные зависимости давления пара в центре пузырька. Кроме того штриховой линией показан уровень давления насыщения, соответствующего начальной температуре воды.

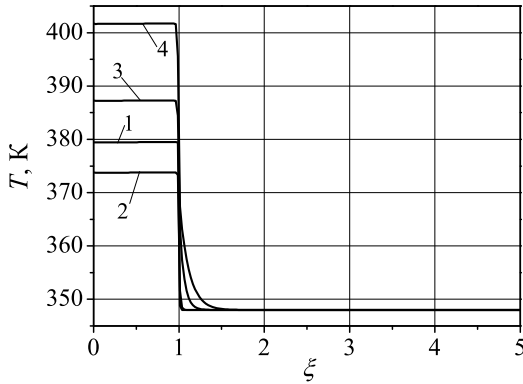


Рис. 3.18. Распределения температуры на отрезке времени $0.2 \leq t \leq 0.9$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–4 соответствуют временам 0.2, 0.4, 0.8 и 0.9 мс.

На рис. 3.24 и 3.25 прослеживается та же тенденция ускорения конденсации пузырька с ростом его начального перегрева. Отметим ряд особенностей. Во-первых, из рис. 3.24 следует, что с ростом начального перегрева пара зависимость радиуса пузырька от времени приближается к кривой, описывающей идеальный случай постоянного давления в пузырьке, равного давлению насыщения при начальной температуре воды. Во-вторых, при начальном перегреве пара 650 К давление пара в пузырьке на отрезке времени 0.15–0.35 мс становится меньше давления насыщения при начальной температуре воды, что свидетельствует о высоком тепловом потоке со стороны пара на межфазную поверхность, обеспечивающим эффективный теплоотвод от пара, снижающий его давление. В-третьих, из рис. 3.25 следует, что при этих начальных перегревах пара давление в пузырьке на стадии его коллапса не превышает начальное давление в отличие от случаев меньших перегревов (см. рис. 3.23).

На рис. 3.26 показаны временные зависимости разности между температурой пара в центре пузырька и температурой насыщения при давлении пара на поверхности пузырька ΔT_1 при начальных перегревах пара на 300, 400 и 650 К. Из представленных данных следует, что начальный перегрев пара существенно снижается на инерционной стадии

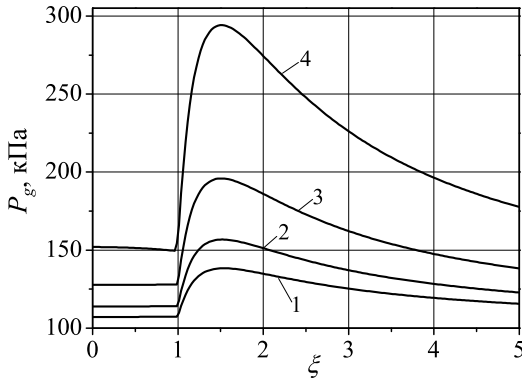


Рис. 3.19. Распределения давления на отрезке времени $0.97 \leq t \leq 0.999$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–4 соответствуют временам 0.97, 0.98, 0.99 и 0.999 мс.

процесса до 10–15 градусов Кельвина, но, как отмечалось ранее, перед коллапсом пузырька температура в пузырьке увеличивается из-за его сжатия ускоренным движением воды, и перегрев возрастает примерно до 230–250 К.

3.3.3. Вычисление кинетической энергии жидкости

Кинетическая энергия объема жидкости, ограниченного поверхностью пузырька с одной стороны и произвольной сферической поверхностью радиуса r , равна

$$E(r) = \int_a^r \frac{\rho_l (w(r))^2}{2} d \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right). \quad (3.40)$$

После интегрирования выражения (3.40) с учетом (3.21), получим

$$E(r) = 2\pi \rho_l w_a^2 a^3 \left[1 - \frac{a}{r} \right]. \quad (3.41)$$

Устремляя $r \rightarrow \infty$, получим формулу для кинетической энергии всей жидкости:

$$E_\infty = 2\pi \rho_l w_a^2 a^3. \quad (3.42)$$

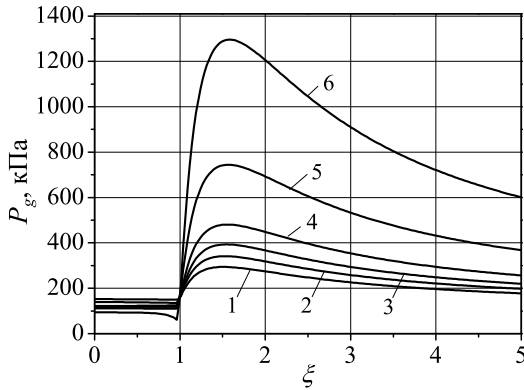


Рис. 3.20. Распределения давления на отрезке времени $0.999 \leq t \leq 1.0074$ мс. Начальный перегрев пара равен 50 К, кривые 1–6 соответствуют временам 0.999, 1.001, 1.0025, 1.004, 1.006 и 1.0074 мс.

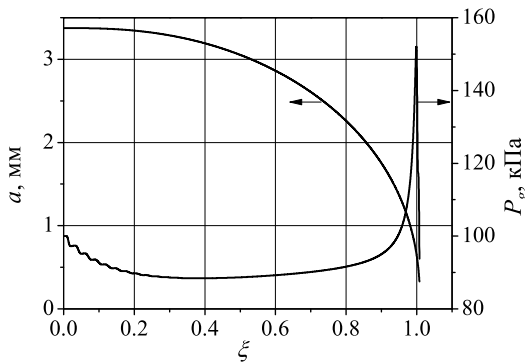


Рис. 3.21. Временные зависимости радиуса пузырька a и давления пара в центре пузырька P_g . Начальный перегрев пара равен 50 К.

На рис. [3.27](#) показаны зависимости $E_\infty(t)$ для начальных перегревов пара 300, 400, 650 К. Штриховой линией на этом рисунке показана временная зависимость кинетической энергии всей жидкости для кавитационного случая, когда давление пара в пузырьке равно давлению насыщения при начальной температуре жидкости. При этом все кривые нормированы на величину максимальной кинетической энергии всей жидкости для кавитационного случая $E_{\max} = 0.00958$ Дж.

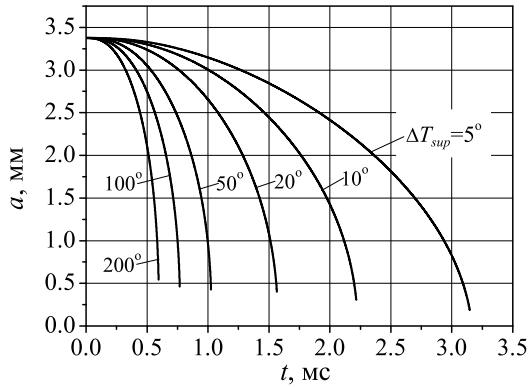


Рис. 3.22. Временные зависимости радиуса пузыря при начальных перегревах пара $\Delta T_{sup} = 5, 10, 20, 50, 100$ и 200 К.

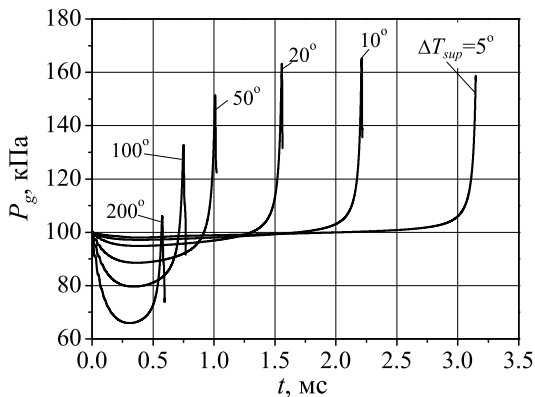


Рис. 3.23. Временные зависимости давления пара в центре пузыря при начальных перегревах пара на $\Delta T_{sup} = 5, 10, 20, 50, 100, 200$ К.

Из рис. [3.27](#) следует, что при высоких начальных перегревах пара происходит столь интенсивная конденсация пара, что окружающая пузырек вода приходит в стремительное движение, которое энергетически сопоставимо с движением воды при коллапсе кавитационного пузыря, когда конденсация пара на поверхности пузыря обеспечивает постоянное давление в пузырьке, равное давлению насыщения при температуре окружающей воды.

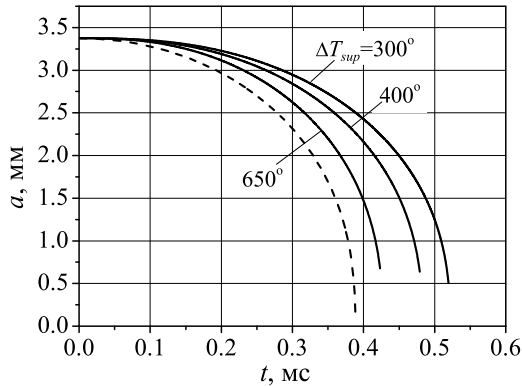


Рис. 3.24. Временные зависимости радиуса пузырька при начальных перегревах пара на 300, 400, 650 К. Штриховой линией показана зависимость для кавитационного случая.

Влияние начального размера пузырька

До сих пор рассматривался паровой пузырек с фиксированным начальным размером, который выбирался из предположения о том, что пузырек возникает на межфазной границы в результате развития ее неустойчивости по механизму Рэлея–Тейлора. Однако в эксперименте Е6 [12] наблюдались отдельные пузырьки, размер которых превосходил нашу оценку. Поэтому был выполнен параметрический анализ влияния начального размера пузырька на исследуемые процессы.

На рис. 3.28 представлены временные зависимости радиуса пузырька для четырех значений начального диаметра пузырька: 6.75 мм, 10 мм, 20 мм, 30 мм. Всюду рассмотрен случай начального перегрева пара 650 К.

Из рис. 3.28 следует, что, несмотря на существенные изменения начального размера пузырька, линейная скорость уменьшения его радиуса меняется незначительно и находится в диапазоне 5.8–6.4 мм/мс, причём скорость возрастает с уменьшением начального размера пузырька.

На рис. 3.29 для тех же значений параметров показаны зависимости давления пара в центре пузырька от времени.

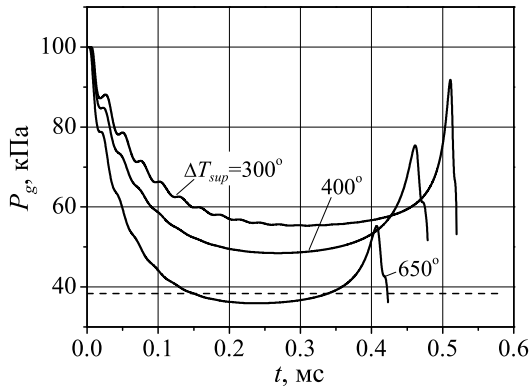


Рис. 3.25. Временные зависимости давления пара в центре пузырька при начальных перегревах пара на 300, 400, 650 К. Штриховой линией показано давление насыщения при начальной температуре воды.

Видно, что во всех случаях давление существенно снижается относительно начального уровня, что свидетельствует о высокой интенсивности процесса конденсации. При этом для больших начальных размеров пузырька снижение давления уменьшается. Это объясняется тем, что с увеличением начального радиуса пузырька площадь его поверхности, на которой происходит конденсация, увеличивается пропорционально квадрату радиуса, а объем пара в пузырьке возрастает пропорционально кубу радиуса.

На рис. 3.30 показаны временные зависимости кинетической энергии жидкости для начальных диаметров пузырька 20 мм и 30 мм. Начальный перегрев пара равен 650 К. Случаи начальных диаметров меньшего размера не показаны, поскольку значения кинетической энергии жидкости при этом существенно меньше.

Из рис. 3.30 следует, что при возрастании начального размера пузырька кинетическая энергия жидкости существенно увеличивается. Причем максимум этой энергии достигается в момент времени, близкий к моменту коллапса пузырька.

Зависимость максимальной кинетической энергии жидкости от начального размера пузырька хорошо описывается кубической параболой. На рис. 3.31 показана эта аппроксимация, которая выражается

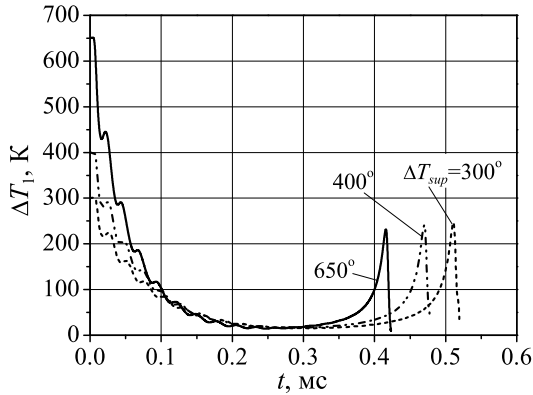


Рис. 3.26. Временные зависимости разности между температурой пара в центре пузырька и температурой насыщения при давлении пара на поверхности пузырька при начальных перегревах пара на 300, 400, 650 К.

формулой

$$\tilde{E}_{\max}(d_0) = E_{\max,30} \left(\frac{d_0}{d_{0,30}} \right)^3, \quad (3.43)$$

где $d_{0,30} = 30$ мм, $E_{\max,30}$ — максимальная кинетическая энергия жидкости для начального диаметра пузырька 30 мм.

Таким образом, вышеизложенный анализ позволяет заключить, что при больших начальных перегревах пара происходит быстрая конденсация пара в пузырьке, в результате которой коллапс пузырька происходит почти так же, как коллапс пузырька с постоянным давлением, равным давлению насыщения при температуре окружающей воды (кавитационный пузырек). Эта конденсация вызывает ускоренное движение окружающей пузырек жидкости, кинетическая энергия этого движения достигает максимума в момент времени, близкий к моменту коллапса пузырька, при этом практически вся эта энергия локализована в тонком сферическом слое жидкости вблизи схлопывающегося пузырька. Выявленная закономерность позволяет проанализировать воздействие течения воды, образованного коллапсом пузырька, на поверхность расплава в рамках чисто гидродинамической постановки, не рассматривая тепловые процессы. Результаты этого анализа [36] излагаются ниже.

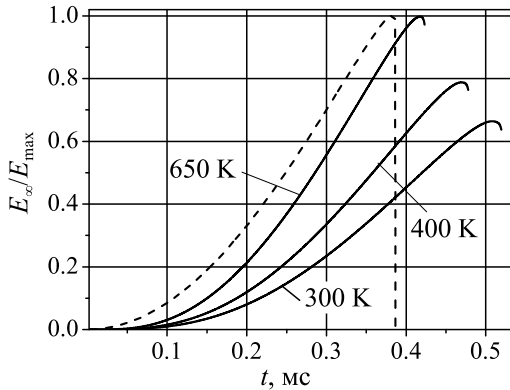


Рис. 3.27. Временные зависимости относительной кинетической энергии жидкости при начальных перегревах пара на 300, 400 и 650 К. Штриховой линией показана зависимость для кавитационного случая.

3.3.4. Воздействие воды на поверхность расплава при коллапсе парового пузырька

Постановка задачи

Выше было показано, что тепловые и гидродинамические процессы, сопровождающие конденсацию пузырька перегретого пара в недогретой воде и его коллапс, очень близки процессам, которые наблюдаются в идеальном случае, когда давление пара в пузырьке постоянно и равно давлению насыщения, соответствующего температуре окружающей воды, $P_v = P_{sat}(T_0)$. Этот результат значительно упрощает математическую модель, которую можно применить для описания воздействия воды на поверхность расплава при коллапсе парового пузырька, устраняя необходимость детально моделировать термогидродинамические процессы в паровой фазе и открывая возможность использования эффективных численных методов.

Ниже приводятся результаты численного исследования коллапса пузырька, который моделируется полостью с постоянным давлением P_v , в несжимаемой жидкости при внешнем давлении P_0 , полученные методом граничных элементов (МГЭ). При этом расплав, обладающий

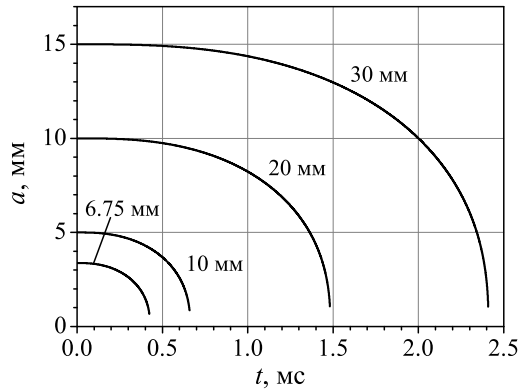


Рис. 3.28. Временные зависимости радиуса пузырька $a(t)$ при его начальных диаметрах 6.75 мм, 10 мм, 20 мм, 30 мм. Начальный перегрев пара 650 К.

плотностью на порядок больше плотности воды, моделировался твердой стенкой.

Общая постановка рассматриваемой задачи представлена на рис. 3.32. Исследуется эволюция пузырька в несжимаемой жидкости, который в начальный момент времени имеет радиус a_0 и расположен на высоте h над твердой стенкой. Задача исследуется в осесимметричном приближении, ось z направлена вверх от твердой стенки и проходит через центр пузырька. Окружающая жидкость предполагается несжимаемой, ее течение — потенциальным, описываемым уравнением Лапласа (уравнение неразрывности) и уравнением Бернулли (уравнение импульса):

$$\Delta \Phi = 0, \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{P - P_0}{\rho_l} = 0, \quad (3.45)$$

где Φ — потенциал скорости, P_0 — внешнее давление, P — локальное давление.

Вдали от пузырька давление жидкости приближается к внешнему давлению, а скорость жидкости стремится к нулю; потенциал скорости

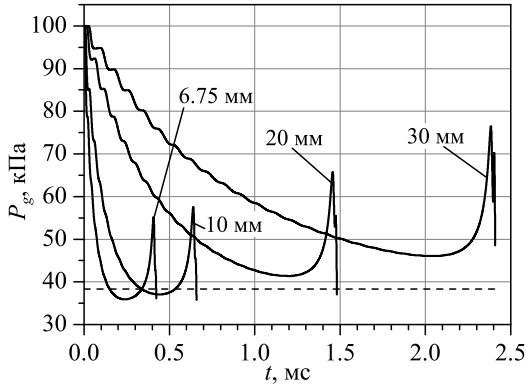


Рис. 3.29. Временные зависимости давления пара в центре пузырька P_g при его начальных диаметрах 6.75 мм, 10 мм, 20 мм, 30 мм. Начальный перегрев пара 650 К.

стремится к произвольной постоянной, которая принимается равной нулю:

$$\lim_{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} \Phi(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (3.46)$$

На поверхности раздела «пар-жидкость» давление жидкости равно давлению в паре $P = P_v$; поэтому, уравнение (3.45) на этой поверхности имеет вид:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{P_v - P_0}{\rho_l} = 0. \quad (3.47)$$

На поверхности раздела радиус-вектор частицы жидкости \mathbf{r} и вектор скорости этой частицы, $\mathbf{v} = \nabla \Phi$, связаны кинематической формулой

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}. \quad (3.48)$$

Эволюция потенциала скорости движущейся частицы жидкости, находящейся на поверхности пузырька, определяется субстанциональной производной, которая согласно уравнению (3.47) имеет вид:

$$\frac{d\Phi}{dt} \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + v^2 = \frac{P_0 - P_v}{\rho_l} + \frac{v^2}{2}. \quad (3.49)$$

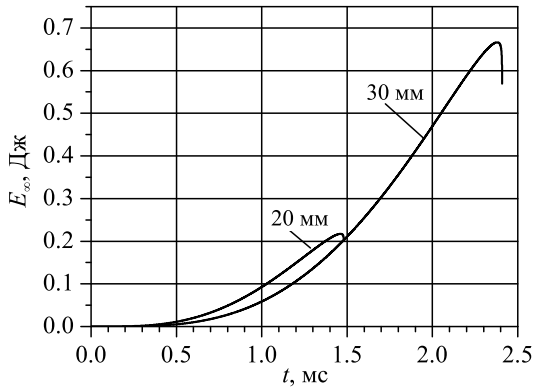


Рис. 3.30. Временные зависимости кинетической энергии жидкости E_{∞} для начальных диаметров пузырька 20 мм и 30 мм. Начальный перегрев пара 650 К.

Скорость жидкости на твердой стенке равна нулю, поэтому

$$v_z|_{z=0} = \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (3.50)$$

где v_z — z -компонента вектора скорости жидкости \mathbf{v} .

Таким образом, совместное решение уравнения Лапласа (3.44) с граничными условиями на бесконечности (3.46), на поверхности пузырька (3.49) и на твердой стенке (3.50), и уравнения для перемещения поверхности пузырька (3.48) определяет в каждый момент потенциал скорости и расположение поверхности пузырька. Скорость жидкости определяется по потенциалу скорости, а давление вычисляется из уравнения Бернулли (3.45).

Такая постановка ранее была рассмотрена в [48] для оценки скорости струйки воды при коллапсе кавитационного пузырька. Свободная поверхность пузырька моделировалась большим количеством точек, движущихся со скоростью жидкости на поверхности в соответствии с уравнением (3.48). На каждом временном шаге решалось уравнение Лапласа (3.44) для потенциала скорости, чтобы определить скорости жидкости в точках на поверхности, перемещение этих точек и новое

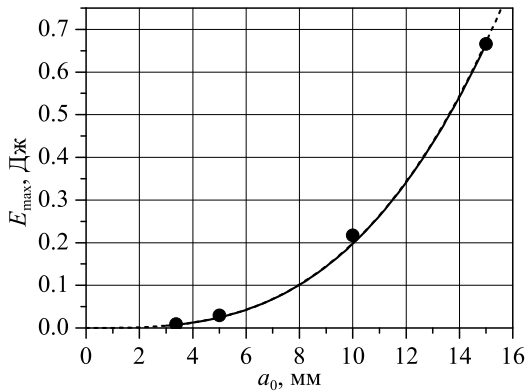


Рис. 3.31. Аппроксимация зависимости максимальной кинетической энергии жидкости E_{\max} от начального радиуса пузырька a_0 . Начальный перегрев пара 650 К.

расположение поверхности пузырька. Потенциал скорости движущихся граничных точек находился из уравнения (3.49).

В работе [36] данная задача решается численно методом граничных элементов [49–52], эффективным в гидродинамических задачах со свободной поверхностью. Реализация этого метода описана ниже.

Метод решения

Задача, сформулированная выше, была исследована численно с помощью метода МГЭ совместно с методом Эйлера для интегрирования уравнений по времени. В методе МГЭ начальная формулировка в дифференциальной форме сводится с помощью формулы Грина к интегральному уравнению для потенциала скорости и его нормальной производной на поверхности пузырька [49]:

$$c(\mathbf{r}_0)\Phi(\mathbf{r}_0) = \int_S \left(G(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}) \frac{\partial \Phi(\mathbf{r})}{\partial n} - \frac{\partial G(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})}{\partial n} \Phi(\mathbf{r}) \right) dS. \quad (3.51)$$

Здесь $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}(r_0, \theta_0, z_0)$ — точка, находящаяся или на поверхности пузырька S , или в области D , которую занимает жидкость, $\mathbf{r} = \mathbf{r}(r, \theta, z)$ — текущая точка на поверхности S ; r_0, θ_0, z_0 и $r, \theta,$

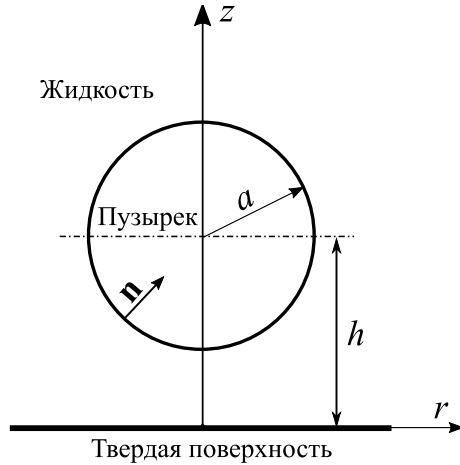


Рис. 3.32. Постановка задачи о коллапсе пузырька пара вблизи твердой стенки.

z — цилиндрические координаты соответствующих точек, G — функция Грина, c — параметр, принимающий одно из двух значений:

$$c(\mathbf{r}_0) = \begin{cases} 4\pi, & \mathbf{r}_0 \in D \\ 2\pi, & \mathbf{r}_0 \in S \end{cases} . \quad (3.52)$$

Для интегрального уравнения, записанного в форме (3.51), функция Грина имеет вид:

$$G = \frac{1}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|} + \frac{1}{|\mathbf{r}_0 - \hat{\mathbf{r}}|} . \quad (3.53)$$

В (3.53) условие непроницаемости твердой стенки удовлетворяется введением мнимого источника, находящегося в точке $\hat{\mathbf{r}}$, которая находится отражением точки \mathbf{r} относительно плоскости $z = 0$ ($\hat{\mathbf{r}}(r, \theta, z) = \mathbf{r}(r, \theta, -z)$).

Чтобы развернуто записать уравнение (3.51) с учетом осевой симметрии течения, введем переменную ζ , описывающую границу пузырька. В качестве такой переменной будем использовать длину образующей, которая отсчитывается от верхнего пересечения поверхности пузырька с осью z ; переменная ζ будет определять цилиндрические коор-

динаты точек на поверхности пузырька, $r(\zeta)$ and $z(\zeta)$. После интегрирования по полярному углу уравнение (3.51) сводится к следующему уравнению [50]:

$$c\Phi(r_0, z_0) = \int_L \left\{ \begin{array}{l} \Psi(r(\zeta), z(\zeta))K_1(r(\zeta), z(\zeta), r_0, z_0) - \\ - \Phi(r(\zeta), z(\zeta))K_2(r(\zeta), z(\zeta), r_0, z_0) \end{array} \right\} d\zeta. \quad (3.54)$$

Здесь L — граница пузырька, $\Psi = \partial\Phi/\partial n$ — нормальная производная потенциала скорости. Функция K_1 в (3.54) выражается следующим образом:

$$K_1 = \frac{r}{\pi} \left(\frac{K(m)}{A} + \frac{K(m_2)}{A_2} \right). \quad (3.55)$$

где $A^2 = (r_0 + r)^2 + (z_0 - z)^2$, $A_2^2 = (r_0 + r)^2 + (z_0 + z)^2$, $m^2 = 4r_0r/A^2$, $m_2^2 = 4r_0r/A_2^2$, а K является полным эллиптическим интегралом первого рода:

$$K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - m^2 \sin^2 \theta}}. \quad (3.56)$$

Функция K_2 входящая в (3.54), имеет вид:

$$K_2 = \frac{1}{\pi} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{K(m)}{A} + \frac{K(m_2)}{A_2} \right) \frac{dz}{d\zeta} + \left(\frac{1}{2} \frac{dz}{d\zeta} + \frac{r}{d^2} \left((r_0 - r) \frac{dz}{d\zeta} - (z_0 - z) \frac{dr}{d\zeta} \right) \right) \frac{E(m)}{A} + \left(\frac{1}{2} \frac{dz}{d\zeta} + \frac{r}{d_2^2} \left((r_0 - r) \frac{dz}{d\zeta} + (z_0 + z) \frac{dr}{d\zeta} \right) \right) \frac{E(m_2)}{A_2} \right]. \quad (3.57)$$

Здесь $d^2 = (r_0 - r)^2 + (z_0 - z)^2$, $d_2^2 = (r_0 - r)^2 + (z_0 + z)^2$, E — полный эллиптический интеграл второго рода:

$$E(m) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - m^2 \sin^2 \theta} d\theta. \quad (3.58)$$

Зная распределение потенциала скорости вдоль границы, $\Phi(\zeta)$, определенное на предыдущем шаге по времени, $t = t^n$, можно с помощью метода МГЭ из интегрального уравнения (3.54) найти нормальную производную потенциала скорости $\Psi(\zeta)$, если точку r_0 выбрать на границе. Для получения численного решения сначала рассмотрим дискретные аппроксимации границы пузырька, а также потенциала скорости на границе пузырька и его нормальной производной на этой границе.

Будем аппроксимировать границу пузырька N линейными сегментами S_j ($j = 1, 2, \dots, N$) с помощью $N + 1$ точек, определенных на границе; каждый j -й сегмент образован концевыми точками \mathbf{r}_j и \mathbf{r}_{j+1} . Контурный интеграл (3.54) аппроксимируется суммой интегралов вдоль линейных сегментов. Потенциал скорости Φ и его нормальная производная Ψ определяются в концевых точках каждого линейного сегмента, $\Phi_j = \Phi(\mathbf{r}_j)$, $\Psi_j = \Psi(\mathbf{r}_j)$ ($j = 1, 2, \dots, N + 1$); в начале нового шага по времени значения потенциала скорости Φ_j известны, в то время как значения его нормальной производной Ψ_j необходимо вычислить. При вычислении интегралов по сегментам потенциал скорости и его нормальная производная во внутренних точках сегментов определяются с помощью линейной интерполяции значений в концевых точках. Аналогичным способом определяются аксиальные и радиальные координаты внутренних точек, значения которых требуются для интегрирования. В результате этих действий интеграл из (3.54) по произвольному сегменту j сводится к линейному выражению относительно неизвестных значений нормальной производной потенциала скорости в концевых точках сегмента Ψ_j и Ψ_{j+1} .

Помещая точку \mathbf{r}_0 в концевую точку произвольного сегмента j и выполняя перечисленные выше действия, можно получить линейное уравнение, связывающее неизвестные значения производной потенциала скорости в концевых точках сегментов. Последовательно перебирая концевые точки сегментов, можно получить систему из $N + 1$ линейных уравнений относительно величин Ψ_j . Эта система решалась методом исключения Гаусса, в результате чего во всех концевых точках сегментов находились нормальные производные потенциала скорости, то есть нормальные скорости жидкости.

Описанная процедура решения интегрального уравнения (3.54) методом МГЭ представляет собой наиболее трудоемкую часть общей процедуры численного решения. На следующем шаге известные величины потенциала скорости в концевых точках сегментов Φ_j используются для определения тангенциальных производных (то есть тангенциальных скоростей) в концевых точках сегментов. Для этого строится парабола по трем соседним точкам, и определяется производная в средней точке:

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\xi}\right)_j = \frac{l_{j-1/2}^2\Phi_{j+1} + (l_{j+1/2}^2l_{j-1/2}^2)\Phi_j - l_{j+1/2}^2\Phi_{j-1}}{l_{j+1/2}l_{j-1/2}(l_{j+1/2} + l_{j-1/2})}. \quad (3.59)$$

Здесь $l_{j-1/2}$ and $l_{j+1/2}$ — длины соседних сегментов:

$$l_{j-1/2} = \left[(r_j - r_{j-1})^2 + (z_j - z_{j-1})^2 \right]^{1/2}, \quad (3.60)$$

$$l_{j+1/2} = \left[(r_{j+1} - r_j)^2 + (z_{j+1} - z_j)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.61)$$

Нормальные и тангенциальные компоненты скорости в концевых точках сегментов \mathbf{r}_j определяют векторы скорости \mathbf{v}_j^n в этих точках в момент времени $t = t^n$. Расположения концевых точек в новый момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ определяются решением уравнения (3.48) с помощью метода Эйлера:

$$\mathbf{r}_j^{n+1} = \mathbf{r}_j^n + \mathbf{v}_j^n \Delta t. \quad (3.62)$$

На последнем этапе интегрируется уравнение (3.49) методом Эйлера и определяется потенциал скорости в концевых точках сегментов Φ_j^{n+1} в новый момент времени:

$$\Phi_j^{n+1} = \Phi_j^n + \left[\frac{P_0 - P_v}{\rho_l} + (\mathbf{v}_j^n)^2 \right] \Delta t. \quad (3.63)$$

В результате получаются значения координат границы пузырька и потенциала скорости в концевых точках сегментов, что достаточно для продолжения интегрирования по времени.

При известных значениях потенциала скорости и его нормальной производной на границе пузырька потенциал скорости можно определить в любой точке жидкости (для этого достаточно поместить точку r_0 в произвольную точку жидкости и вычислить интеграл (3.54)), после чего можно найти скорость жидкости, а затем вычислить и давление из уравнения (3.45).

Для устранения возможных высокочастотных осцилляций границы пузырька в [36] применялся сглаживающий фильтр, основанный на кубических сплайнах. В ходе численного решения периодически выполнялось перераспределение концевых точек вдоль границы пузырька, чтобы избежать их кластеризации.

Величина шага по времени Δt выбиралась в соответствии с подходом Гибсона и Блейка [53], в котором эта величина ограничивается максимальной скоростью изменения потенциала на границе пузырька

$$\Delta t = \frac{\delta\Phi}{\max_S \frac{d\Phi}{dt}}, \quad (3.64)$$

где $\delta\Phi$ — константа, которая определяется опытным путем.

Верификация программы расчета по методу МГЭ

На основе изложенного численного метода решения МГЭ была реализована расчетная программа [54], использованная в исследовании [36]. Ниже приводится информация о верификации этой программы на основе сопоставления с расчетами других авторов.

В работе [48] были выполнены расчеты коллапса пузырька вблизи твердой стенки. В [36] проведены аналогичные расчеты с применением различного числа линейных сегментов и при разных значениях параметра $\delta\Phi$, определяющего величину шага интегрирования по времени (3.64). Результаты расчетов в данной статье представлены в безразмерных переменных с использованием масштаба времени $(\rho_l a_0^2 / (P_0 - P_v))^{1/2}$ и масштаба скорости $((P_0 - P_v) / \rho_l)^{1/2}$, соответственно.

На рис. 3.33а для начальной высоты пузырька $h = 1.5a_0$ представлены зависимости безразмерной скорости $\tilde{v} = v ((P_0 - P_v) / \rho_l)^{-1/2}$ от

безразмерного времени $\tilde{t} = t(\rho_l a_0^2 (P_0 - P_v))^{-1/2}$ при различных значениях $\delta\Phi$ и для фиксированного числа линейных сегментов $N = 30$. Для сравнения на этом рисунке показаны соответствующие результаты [48].

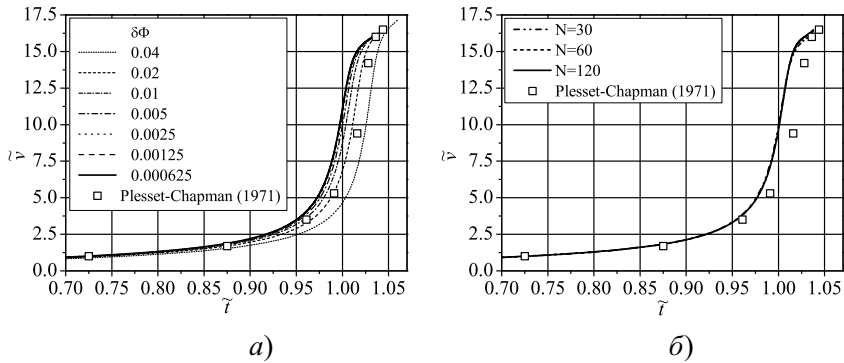


Рис. 3.33. Безразмерная вертикальная скорость верхней поверхности пузырька на оси симметрии: а) варьирование параметра $\delta\Phi$ при $N = 30$, б) варьирование N при $\delta\Phi = 0.005$.

Следует отметить достаточно сильную зависимость численного решения от значения параметра $\delta\Phi$. Решение, представленное в [48], достаточно хорошо согласуется с результатами [36] в диапазоне значений параметра $\delta\Phi = 0.02 - 0.04$, однако при дальнейшем уменьшении величины параметра $\delta\Phi$ решения, полученные методом МГЭ, сходятся к немного другому пределу (скорость растет более резко, и коллапс наступает раньше). В статье [48] не представлено информации о деталях численного метода и параметрах расчетов, что не позволяет сделать исчерпывающий вывод о причинах наблюдающихся на рис. 3.33а различий. В частности, неясно, достигнута ли сходимость численного решения в работе [48].

Рисунок 3.33б демонстрирует, что численные решения, получаемые методом МГЭ, слабо зависят от числа используемых сегментов. Варьирование этого числа в диапазоне $N = 30 - 120$ при $\delta\Phi = 0.005$ оказывает небольшой эффект (порядка 1%) на вычисляемую скорость. Эта закономерность также наблюдается и при других значениях параметра $\delta\Phi$.

В работе [36] было также выполнено сравнение с результатами расчетов методом МГЭ, представленными в статье [55], где исследовалась задача о коллапсе пузырька вблизи твердой поверхности. В работе [55] использовались следующие параметры: $a_0 = 1$ мм, $P_0 = 0.1$ МПа, $\rho_l = 1000$ кг/м³, $P_v = 2.3$ кПа. В [55] отсутствует информация о параметрах расчетов (число линейных сегментов, временной шаг и т.п.), дано только графическое представление результатов численного решения задачи о коллапсе пузырька, касающегося твердой стенки ($h = 1.0a_0$).

На рис. 3.34 показаны распределения компонент скорости вдоль границы пузырька в момент времени $t = 105.9$ мкс. Безразмерные компоненты скорости $\tilde{v}_r = v_r (P_0/\rho_l)^{-1/2}$ и $\tilde{v}_z = v_z (P_0/\rho_l)^{-1/2}$ представлены в виде зависимости от безразмерной координаты границы пузырька ζ/L . (Безразмерная координата границы пузырька принимает значения $\zeta = 0$ на пересечении верхней поверхности пузырька с осью z и значение $\zeta = 1$ на пересечении нижней поверхности пузырька с осью z .) В этих расчетах число линейных сегментов составляло $N = 60$, параметр $\delta\Phi$, который определяет шаг по времени, изменялся от расчета к расчету.

Хорошо видно, как с уменьшением значения параметра $\delta\Phi$ решение, полученное в [36], стремится к решению [55]. Увеличение числа линейных сегментов практически не влияет на форму поверхности пузырька.

Таким образом, выполненная в [36] верификация реализующей метод МГЭ программы на результатах работ [48] и [55] подтвердила адекватность работы численных алгоритмов и правильность выбора диапазонов расчетных параметров.

Исследование влияния стенки на коллапс пузырька

Для определения эффекта твердой стенки на коллапс пузырька в [36] было выполнено численное исследование методом МГЭ, результаты которого представлены в настоящем подразделе. В расчетах использовались значения параметров, соответствующие условиям проведения экспериментов [12], а именно: внешнее давление $P_0 = 10^5$ Па, начальное давление пара в пузырьке $P_v = P_{sat}(T_0) = 0.38 \cdot 10^5$ Па, плотность воды $\rho_l = 975$ кг/м³ (при $T_0 = 348$ К). Сферически симметричный

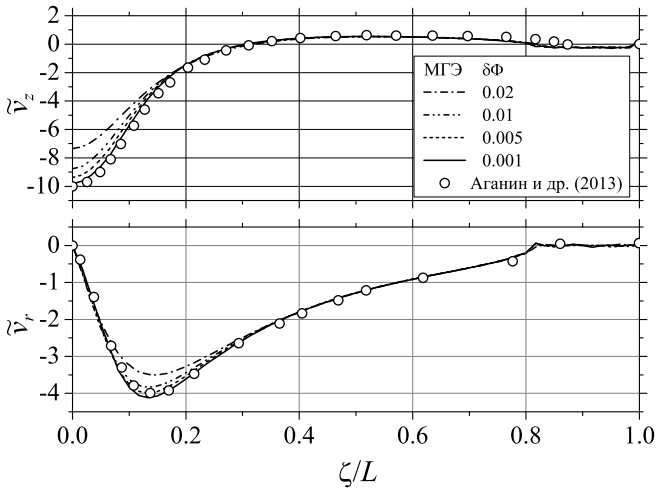


Рис. 3.34. Распределения безразмерной вертикальной (\tilde{v}_z) и радиальной (\tilde{v}_r) компонент скорости по длине границы пузырька в момент $t = 105.9$ мкс.

случай использовался, как референтный, расчеты были выполнены для значений начальной высоты пузырька над твердой стенкой $h = 4a_0$, $2a_0$ и $1.5a_0$, при этом начальный радиус пузырька был $a_0 = 3.375$ мм.

На рис. 3.35 показана форма поверхности пузырька во время его коллапса в последовательные моменты времени: 1) на рисунке 3.35а ($h = 4a_0$) профили пузырька представлены в моменты $t = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.4075, 0.4082$ и 0.40842 мс; 2) на рисунке 3.35б ($h = 2a_0$) профили пузырька показаны в моменты $t = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.41, 0.417, 0.422, 0.425$ и 0.4274 мс; 3) на рисунке 3.35в ($h = 1.5a_0$) при $t = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.415, 0.425, 0.433, 0.439$, и 0.4399 мс.

Из рис. 3.35а следует, что при начальном расстоянии центра пузырька от твердой стенки $h = 4a_0$ пузырек остается практически сферическим на протяжении основной стадии коллапса, его деформация происходит только на конечной стадии. Однако, когда начальное положение пузырька приближается к стенке, то проявляется значительное влияние стенки на процесс коллапса. Это влияние заметно на рисун-

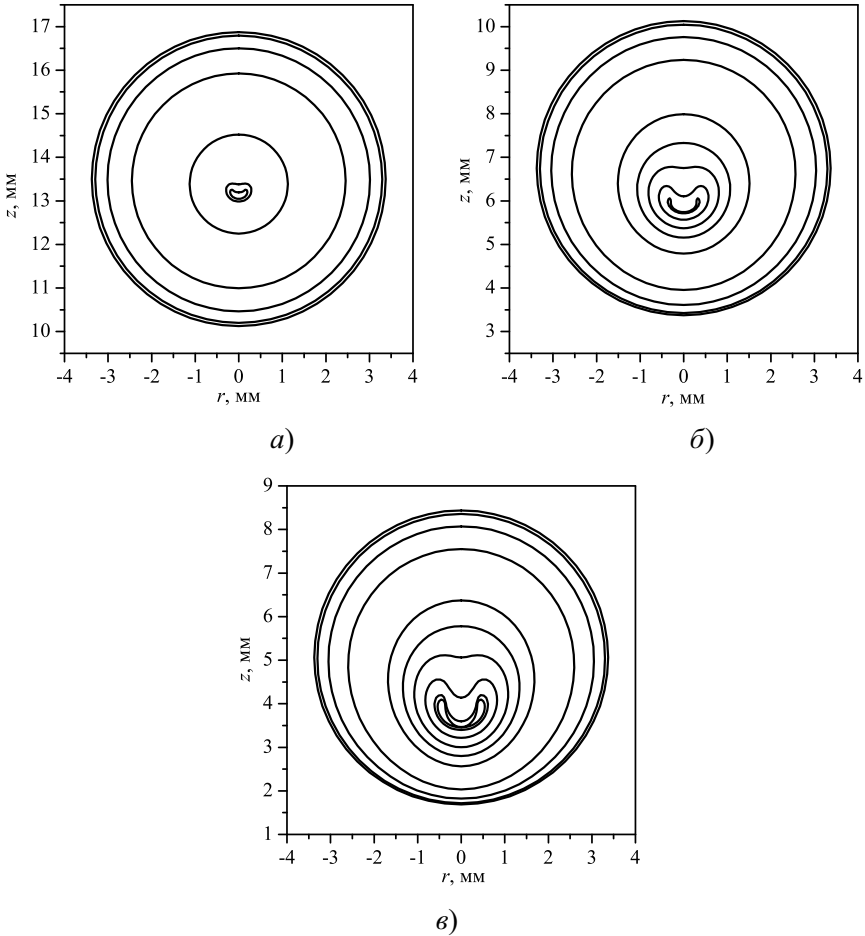


Рис. 3.35. Форма поверхности коллапсирующего пузырька: а) $h = 4a_0$, б) $h = 2a_0$, в) $h = 1.5a_0$.

как [3.35](#)б,в, где наблюдается значительная деформация пузырька вдоль вертикальной оси, указывающая на развитие течения воды, направленного вниз. Это явление хорошо известно в кавитации, когда кумулятивные струйки воды ударяют по твердой поверхности, вызывая эрозию [\[56\]](#).

На рис. 3.36 показаны распределения давления и поля скорости в моменты времени, когда происходит схлопывание пузырька, то есть когда задняя (тыльная) поверхность пузырька касается его передней поверхности. На рис. 3.36а видно, что пузырек, коллапсирующий далеко от поверхности, остается почти сферическим, распределение скорости слабо асимметрично и не имеет выраженной направленности в сторону стенки. Однако если пузырек расположен ближе к твердой стенке (рис. 3.36б,в), асимметрия течения становится более заметной, скорость возрастает, а давление падает в соответствии с уравнением Бернулли (3.45).

Из решения Рэлея [37] можно ожидать, что максимальное давление будет находиться в области, прилегающей к поверхности пузырька. Однако из-за потери сферической симметрии вследствие наличия твердой стенки максимальное давление находится на оси симметрии за тыльной поверхностью пузырька. Объясняется это следующим образом. На начальной стадии коллапса пузырька максимальное давление находится вдали от пузырька («на бесконечности»), вызывая ускоряющееся течение жидкости в сторону пузырька (коллапсирующий пузырек действует, как сток). Однако по мере развития процесса коллапса закон сохранения массы «заставляет» жидкость, находящуюся на некотором расстоянии от пузырька, замедляться, вызывая повышение давления вблизи поверхности коллапсирующего пузырька. В это же время небольшой объем жидкости, расположенный между точкой максимального давления и поверхностью пузырька, продолжает ускоряться, трансформируясь в струйку жидкости, которая имеет очень высокую скорость.

Воздействие жидкости на стенку можно характеризовать интегральной величиной — импульсом Кельвина, который является глобальной мерой импульса жидкости, создаваемого схлопывающимся пузырьком [57, 58]. В рассматриваемом здесь осесимметричном случае интерес представляет только z -компонента импульса Кельвина, определяемая как следующий интеграл по всей поверхности пузырька S :

$$I_z = \rho_l \mathbf{e}_z \cdot \int_S \Phi \mathbf{n} dS, \quad (3.65)$$

где \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении z , причем ниже будет рассматриваться ее абсолютная величина.

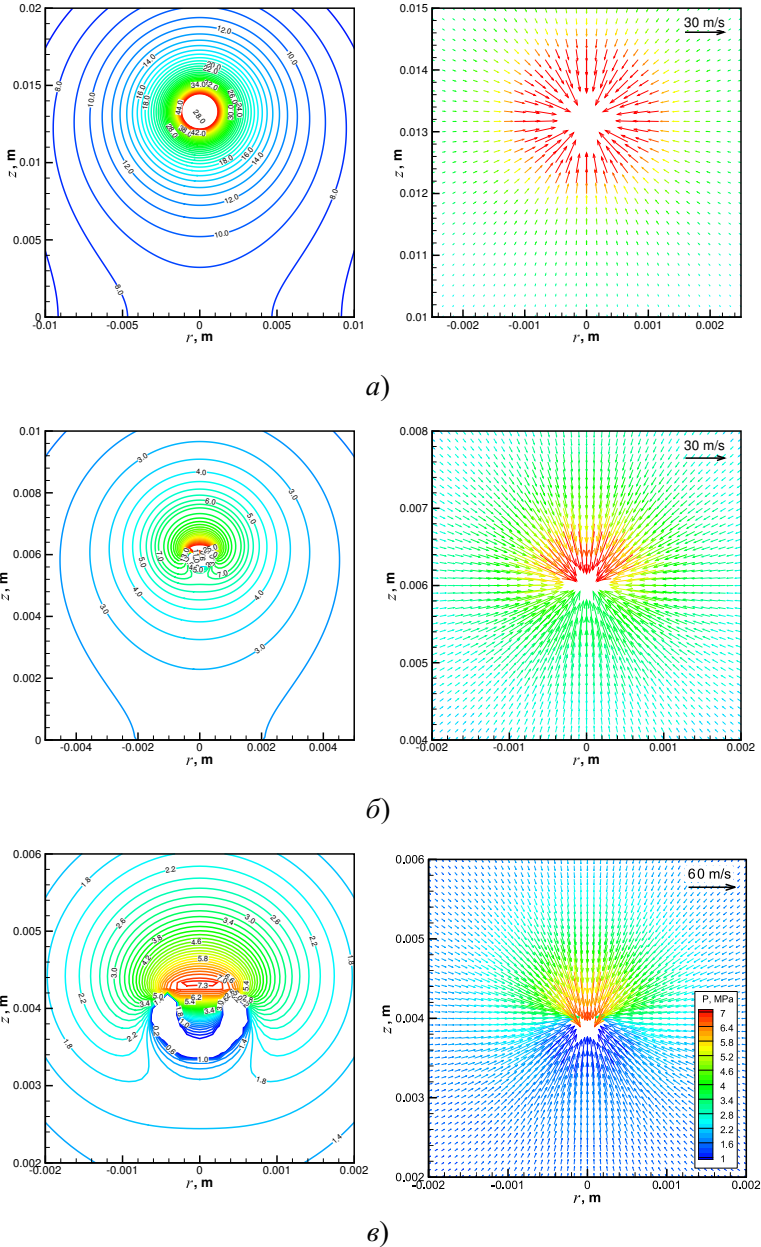


Рис. 3.36. Распределения давления жидкости (слева) и поля скорости жидкости (справа) при: а) $h = 4a_0$, $t = 0.40842$ мс; б) $h = 2a_0$, $t = 0.4274$ мс; в) $h = 1.5a_0$, $t = 0.4399$ мс.

На рис. 3.37 показано изменение импульса Кельвина I_z во времени для разных начальных расстояний пузырька до твердой стенки h . Отчетливо видно, что импульс Кельвина непрерывно нарастает до самого момента схлопывания пузырька; чем ближе пузырек располагается к твердой стенке, тем выше импульс Кельвина I_z (при уменьшении расстояния h от $4a_0$ до $1.5a_0$ максимальный импульс Кельвина увеличивается более чем в 5 раз). Если стенка отсутствует и пузырек находится в неограниченном пространстве, то $I_z = 0$.

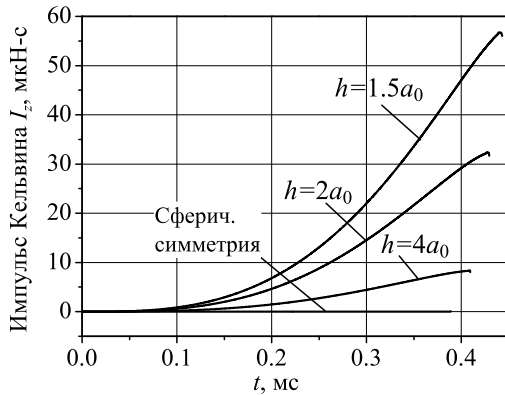


Рис. 3.37. Изменение импульса Кельвина I_z во времени при разном относительном удалении пузырька с начальным диаметром 6.75 мм от поверхности.

Локальной характеристикой поля течения является скорость жидкости на оси симметрии на верхней поверхности пузырька. Именно там формируется направленная вниз струйка воды и достигается максимальное по пространству значение модуля мгновенной скорости воды v_j . Ниже рассматривается безразмерная величина $v_j^* = v_j / \sqrt{(p_0 - p_v) / \rho_l}$, характеризующая скорость переднего фронта струйки. Интегральной характеристикой направленного движения среды при схлопывании пузырька служит безразмерный импульс Кельвина $I_z^* = I_z (a_0^6 \rho_l (p_0 - p_v))^{-1/2}$. При развитии процесса во времени обе эти величины возрастают, достигая максимальных значений в момент коллапса пузырька, то есть смыкания его верхней и нижней поверхностей. Соот-

ветствующие максимальные по времени значения скорости и импульса Кельвина $v_{j,\max}^*$ и $I_{z,\max}^*$ представлены на рис. 3.38.

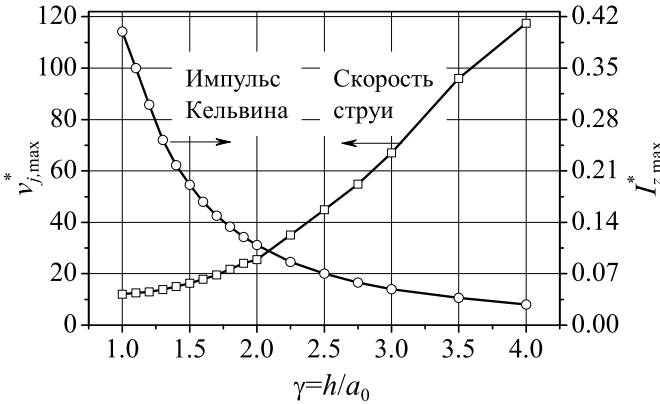


Рис. 3.38. Максимальная безразмерная скорость струи и импульс Кельвина, как функции начального расстояния пузырька от стенки.

Видно, что по мере приближения начального положения пузырька к стенке (уменьшения параметра $\gamma = h/a_0$) максимальная локальная скорость уменьшается из-за возрастающего влияния границы, однако импульс Кельвина при этом возрастает, свидетельствуя об усилении удара жидкости о стенку. Заметим, что в другом предельном случае (при значительном удалении от поверхности) локальная скорость жидкости оказывается высокой, однако она соответствует всестороннему сжатию пузырька без формирования направленного к поверхности течения. Таким образом, импульс Кельвина оказывается более показательной величиной, которая будет использоваться ниже для оценки характеристик ответного всплеска расплава.

Представляет интерес рассмотреть и другие интегральные величины, характеризующие схлопывание пузырька у стенки, а именно текущий объем пузырька и кинетическую энергию жидкости, определяемую в двумерном случае [49] как

$$E_{\infty} = \frac{\rho l}{2} \int_S \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} dS, \quad (3.66)$$

где S — поверхность пузырька.

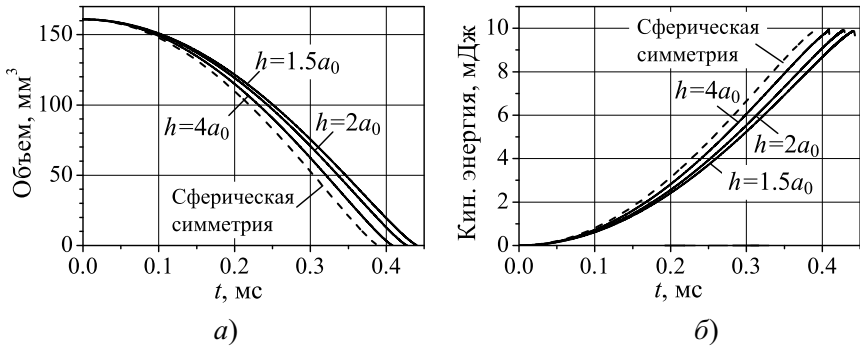


Рис. 3.39. Интегральные характеристики схлопывания пузырька около стенки: а) объем пузырька, б) кинетическая энергия жидкости.

На рис. 3.39 представлены временные зависимости этих величин для разных начальных расстояний между пузырьком и стенкой. Из приведенных данных следует, что наличие стенки не оказывает существенного влияния на скорость уменьшения объема пузырька и скорость роста кинетической энергии. В сферически симметричном случае схлопывание пузырька происходит несколько быстрее; соответственно, кинетическая энергия также увеличивается быстрее, чем при наличии стенки. Отметим, что зависимость кинетической энергии от времени, полученная в двумерном случае методом граничных элементов (рис. 3.39б), совпадает с зависимостью на рис. 3.27, полученной из уравнения Рэля–Плессета. Отметим также, что в отличие от импульса Кельвина, характеризующего движение жидкости вдоль оси z и исчезающего в сферически симметричном случае, кинетическая энергия характеризует движение жидкости в целом, поэтому в сферически симметричном случае она является максимальной.

Оценка параметров всплеска расплава из-за коллапса пузырька

Полученные результаты позволяют оценить возможный эффект схлопывающихся пузырьков пара на слой расплава применительно к стадии предварительного перемешивания, которая предвещает стратифицированный паровой взрыв. Из экспериментальных наблюдений [12]

известно, что толщина перемешанного слоя, образовавшегося при растекании расплава, около 5 см.

Оценим размер капель расплава, способных подскочить на высоту $\Delta h = 5$ см, используя максимальное значение импульса Кельвина $I_z = 53$ мкН·с, полученное при численном моделировании ($h = 1.5a_0$), рис. 3.37. Начальная скорость расплава, необходимая для такого скачка равна $w_m = \sqrt{2g\Delta h} \approx 1$ м/с. Приравняв импульс Кельвина воды, действующей на расплав I_z , и импульс капли расплава $m_m w_m = I_z$, получим, что $m_m \approx 0.05$ г (плотность расплава $\rho_m = 7811$ кг/м³), что соответствует радиусу частицы расплава 1.15 мм. Таким образом, схлопывание пузырька с начальным радиусом 3.375 мм может подбросить каплю расплава с радиусом около 1 мм на высоту 5 см.

Однако в экспериментах [12] было замечено, что верхняя граница для размера разбрызгиваемых фрагментов расплава составляла около 5 мм. Поэтому были выполнены параметрические исследования с варьированием начального радиуса пузырька $a_0 = 3.375, 5, 7.5$ и 10 мм (относительная высота пузырька при этом сохранялась постоянной, $h = 1.5a_0$) и определением импульса Кельвина. Пузырьки таких размеров наблюдались в [12]. Очевидно, что при коллапсе более крупных пузырей удар воды по расплаву будет сильнее.

Результаты этого анализа представлены на рис. 3.40. Увеличение радиуса пузырька с $a_0 = 3.375$ мм до 10 мм привело к увеличению максимального импульса Кельвина в 25 раз. Оценки, аналогичные представленным выше, показывают, что при схлопывании пузырьков пара радиусом 7.5 мм частицы расплава, достигающие высоты 5 см, могут иметь размер 2.5 мм, а пузырьки радиусом 10 мм могут приводить к выбросу частиц расплава радиусом 3.4 мм, что сопоставимо с размерами, наблюдавшимися в экспериментах [12]. Еще лучшего согласия можно ожидать для пузырьков, изначально расположенных на меньшей высоте ($h < 1.5a_0$), как в случае кавитации пузырьков вблизи твердых поверхностей.

Чтобы обобщить оценки высоты выброса капли расплава из-за схлопывания пузырька перегретого пара, перейдем к безразмерным переменным. Введем масштаб скорости $((P_0 - P_v) / \rho_l)^{1/2}$, масштаб длины a_0 и масштаб времени $(a_0^2 \rho_l / (P_0 - P_v))^{1/2}$. В этих безразмерных переменных, как было отмечено в [48], решение задачи зависит от един-

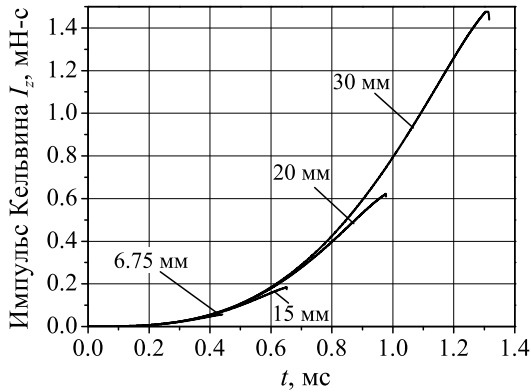


Рис. 3.40. Импульс Кельвина, вычисленный для различных начальных размеров пузырьков.

ственного параметра — отношения h/a_0 . Максимальное значение безразмерного импульса Кельвина (его масштаб равен $a_0^3(\rho_l(P_0 - P_v))^{1/2}$), как следует из приведенных выше расчетов, равно 0.15. Баланс максимального импульса Кельвина и импульса капли расплава имеет вид:

$$0.15a_0^3[\rho_l(P_0 - P_v)]^{1/2} = m_m w_m. \quad (3.67)$$

Выразив массу капли расплава через ее плотность ρ_m и радиус a_m и связав начальную скорость капли с высотой ее подъема Δh , получим соотношение между размером капли расплава, начальным размером пузырька и высотой подъема капли расплава:

$$a_m = 0.29 \left(\frac{\rho_l}{\rho_m} \right)^{1/3} \left(\frac{P_0 - P_v}{\rho_l g \Delta h} \right)^{1/6} a_0. \quad (3.68)$$

На рис. [3.41](#) показаны зависимости размера капли расплава от начального размера пузырька для трех значений высоты всплеска расплава. Из представленных на этом графике данных следует, что пузырек с заданным начальным радиусом, скажем, 1 см, может вызвать выброс на 3 см капли расплава с радиусом 0.39 см или выброс на 7 см капли расплава радиусом 0.33 см. С другой стороны, рассматривая каплю

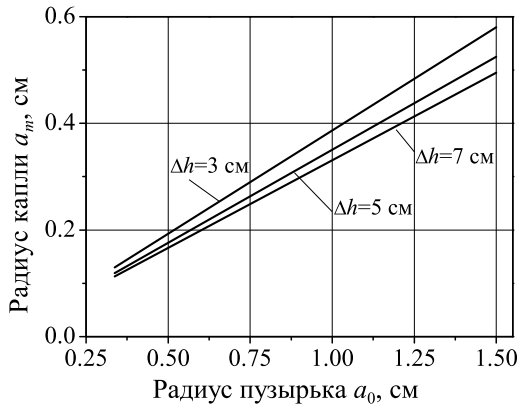


Рис. 3.41. Зависимость радиуса капли расплава от начального радиуса пузырька для трех высот всплеска расплава.

расплава с заданным радиусом, допустим, 0,4 см, можно сделать вывод, что она может достигнуть высоты 3 см при схлопывании пузырька радиусом 1,03 см или достигнуть высоты 7 см при коллапсе парового пузырька радиусом 1,21 см. Таким образом, небольшое изменение размера пузырьков или капель расплава влечет за собой значительное изменение высоты выброса расплава. Такая высокая чувствительность объясняется сильной степенной (6-й степени) зависимостью высоты всплеска от размера пузырька и капли. Из соотношения (3.68) следует, что

$$\Delta h = (0.29)^6 \left(\frac{\rho_l}{\rho_m} \right)^2 \frac{P_0 - P_v}{\rho_l g} \left(\frac{a_0}{a_m} \right)^6. \quad (3.69)$$

Результаты этих оценок подтверждают гипотезу о том, что схлопывание больших (порядка сантиметра в диаметре) пузырей, наблюдаемых в экспериментах [12], может вызывать заметные всплески или извержения расплава, формируя зону предварительного перемешивания при стратифицированной конфигурации расплава и воды.

Учет начальной несферичности пузырька

Поскольку в реальности форма пузырька может отличаться от сферической, то важно оценить влияние несферичности парового пузырька на

его воздействие на слой расплава. В работе [59] впервые было обращено внимание на важность рассмотрения пузырьков, имеющих несферическую форму, которая может появиться, например, из-за наличия градиента давления в жидкости. В этой работе рассматривалось схлопывание пузырька, имеющего форму сплюснутого эллипсоида, и было установлено, что изменение отношения полуосей эллипсоида сильно влияет на параметры образующейся кумулятивной струйки — струя делается тоньше, а ее скорость резко возрастает. В работе [55] выполнен подробный анализ динамики кавитационного пузырька в зависимости от его удаленности от стенки и от начального отклонения его формы от сферической. Для эллипсоидальных начальных возмущений сферичности пузырька определен интервал значений отношения полуосей, при которых на поверхности пузырька образуется кумулятивная струйка, направленная перпендикулярно плоскости стенки, он оказался достаточно узким. Таким образом, поскольку начальная несферичность пузырька оказывает существенное влияние на динамику его схлопывания, то была исследована зависимость ударного воздействия на стенку при схлопывании пузырька от его несферичности. Схематично исследуемая задача показана на рис. 3.42.

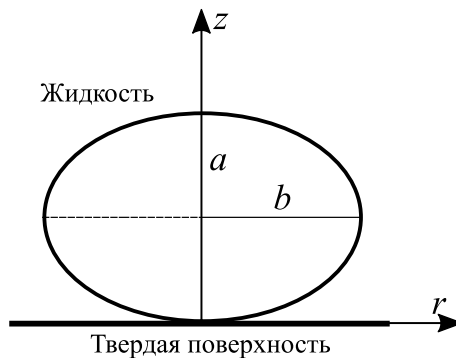


Рис. 3.42. Постановка задачи о коллапсе несферического пузырька.

В начальный момент пузырек представлял собой касающийся твердой поверхности сплюснутый эллипсоид вращения с полуосями a и b . Такая постановка была обусловлена тем, что, как отмечается в литературе, для нее наблюдаются максимальные воздействия жидкости

на твердую поверхность [48]. Были выполнены расчеты для различных значений отношения полуосей (или параметра несферичности) $e = b/a = 1-1.15$, при этом объем эллипсоида сохранялся и был равен объему шара с эквивалентным радиусом a_0 (при заданной величине параметра несферичности e полуоси a и b определяются из условия равенства объема эллипсоида объему шара радиуса a_0).

На рис. 3.43 показана эволюция формы пузырька во время его коллапса при различных значениях параметра e . Представленные результаты согласуются качественно и количественно с работами [55, 59], в которых изучался коллапс несферического пузырька вблизи твердой стенки. Хорошо видно, что по мере возрастания несферичности кумулятивная струйка становится все более тонкой и быстрее достигает стенки.

На рис. 3.44 показаны временные зависимости безразмерного импульса Кельвина $I_z^* = I_z (a_0^6 \rho_l (p_0 - p_v))^{-1/2}$ во время коллапса пузырька для различных значений отношения полуосей e . Импульс Кельвина увеличивается монотонно, достигая максимума в момент коллапса пузырька. Максимальная величина I_z возрастает при уменьшении начального расстояния центра пузырька от твердой стенки. Отметим, что при коллапсе пузырька в неограниченной жидкости импульс Кельвина равен нулю.

На рис. 3.45 представлены максимальные безразмерные значения скорости струйки воды $v_{j,\max}^*$ и импульса Кельвина $I_{z,\max}^*$ (см. пояснения к рис. 3.38), достигающиеся в момент коллапса пузырька, в зависимости от соотношения полуосей эллипса e . Видно, что при увеличении начальной несферичности пузырька (параметра e) скорость кумулятивной струйки значительно возрастает, однако импульс Кельвина уменьшается. Последнее связано с тем, что для более несферических пузырьков диаметр струйки (и масса воды в ней) уменьшается.

Для оценки воздействия коллапса несферичного пузырька на поверхность расплава воспользуемся формулами, выведенными в предыдущем подразделе. Рассмотрим варьирование параметра несферичности e при сохранении (как делалось и ранее) начального объема пузырьков, характеризуемого эквивалентным радиусом a_0 . Пусть a_m — радиус капли расплава, которая выбрасывается на высоту Δh импульсом, вызванным коллапсом несферичного пузырька с эквивалентным

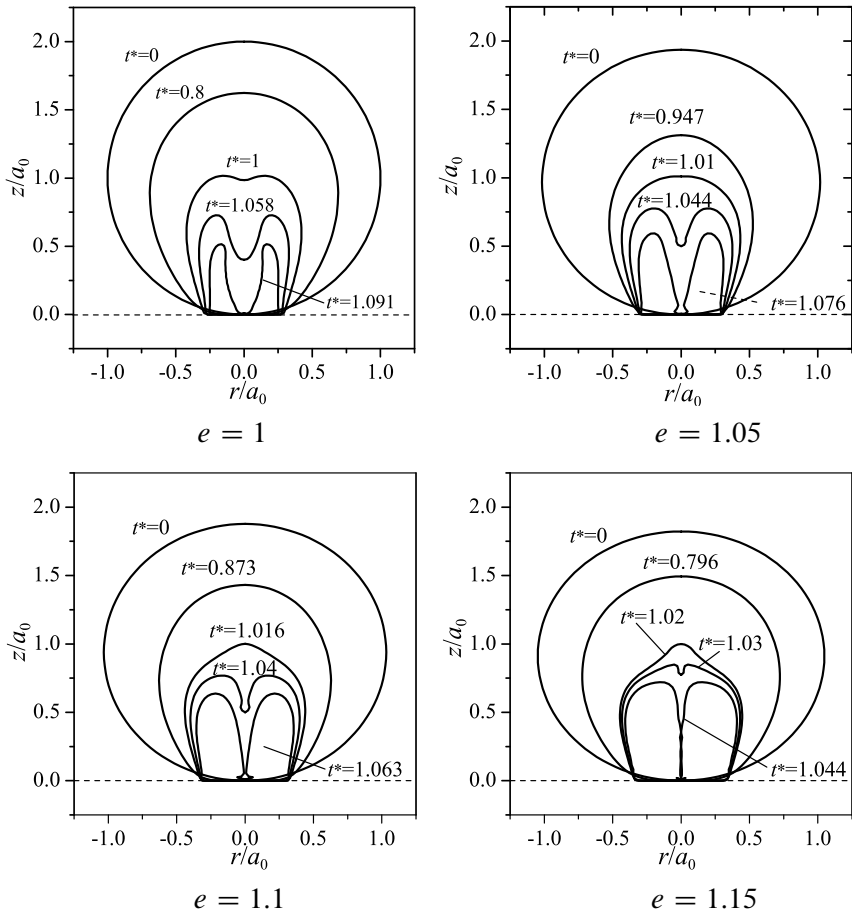


Рис. 3.43. Эволюция формы пузырька для различных значений отношения полуосей e (стенка показана штриховой линией). Безразмерное время определяется, как $t^* = t / \left(a_0 \sqrt{\rho_l / (p_0 - p_v)} \right)$.

радиусом a_0 . Графики на рис. 3.46 показывают зависимости отношения a_m/a_0 от параметра несферичности для трех высот выброса капля расплава $\Delta h = 3, 5$ и 7 см, кривые построены для параметров экспериментов [12]. Из рис. 3.45 видно, что при увеличении несферичности пузырька импульс Кельвина уменьшается, тем не менее, как

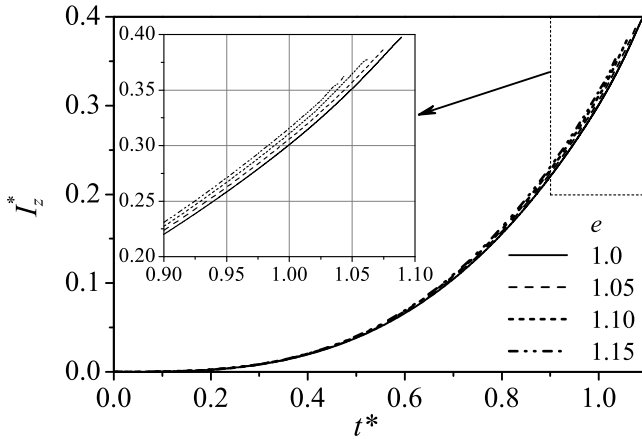


Рис. 3.44. Безразмерный импульс Кельвина для различных значений e .

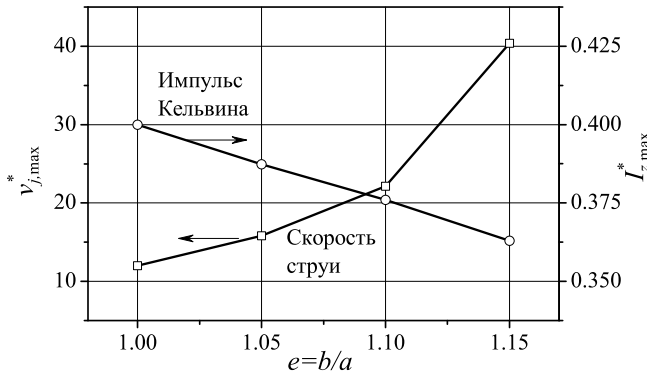


Рис. 3.45. Максимальные безразмерные скорость струйки воды и импульс Кельвина как функции параметра несферичности $e = b/a$.

следует из рис. [3.46](#), воздействие на расплав от коллапса несферичных пузырьков остается достаточно сильным. В диапазоне изменения параметра несферичности $e = 1 - 1.15$ при коллапсе пузырька генерируются микроструйки воды, способные подбросить капли расплава радиусом $a_m = (0.4 - 0.5) a_0$ на высоту $\Delta h = 3 - 7$ см над поверхностью расплава.

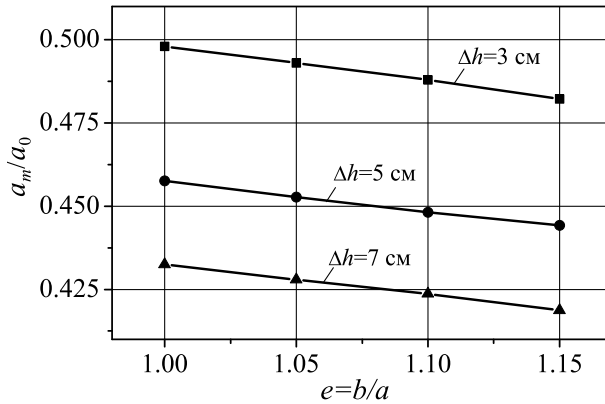


Рис. 3.46. Относительный размер каплей расплава в зависимости от параметра несферичности $e = b/a$ для трех различных высот выброса каплей расплава Δh .

При более высоких значениях параметра несферичности коллапс пузырька начинает происходить иначе, что иллюстрирует рис. 3.47.

Во время процесса коллапса пузырек разделяется на две части. Сначала верхняя часть пузырька начинает выделяться в отдельную полость («головку»), при этом через узкую «шейку» сохраняется ее связь с основным объемом пузырька. Выше над этой паровой головкой начинает формироваться кольцевая струйка воды, которая сжимает соединяющую шейку. В момент, когда поперечное сечение шейки становится нулевым, и паровая головка трансформируется в отдельный пузырек, расчет процесса методом МГЭ останавливается.

В работе [59] высказываются качественные соображения о дальнейшей эволюции двух пузырьков. Предполагается, что после смыкания шейки в этой области (где произошло смыкание) образуются две направленные в противоположные стороны (вверх и вниз) высокоскоростные струйки жидкости, схематически изображенные на рис. 3.48. Таким образом, и в этом случае (при большой несферичности пузырька) возникает кумулятивная струйка воды, направленная в сторону поверхности расплава и выбивающая из него отдельные капли.

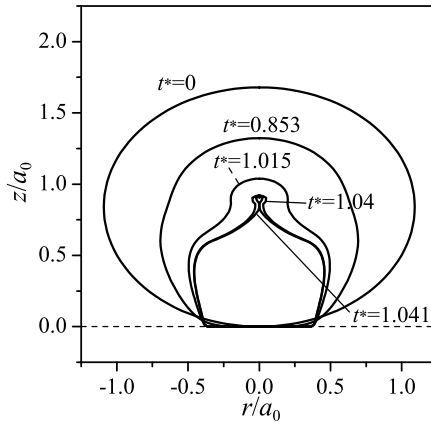


Рис. 3.47. Эволюция формы пузырька при параметре несферичности $e = 1.3$. Твердая стенка показана штриховой линией, безразмерное время определяется как $t^* = t / \left(a_0 \sqrt{\rho_l / (p_0 - p_v)} \right)$.

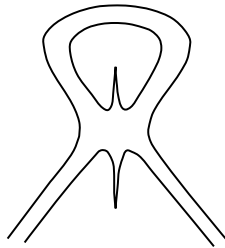


Рис. 3.48. Образование двух кумулятивных струек после коллапса существенно несферичного пузырька [59].

3.4. Сопоставление двух механизмов перемешивания при стратифицированном паровом взрыве

Перемешивание расплава с водой определяет силу парового взрыва. При стратифицированном паровом взрыве перемешивание может происходить как непосредственно во время взрывной волны (синхронное перемешивание), так и до взрыва (предварительное перемешивание).

При синхронном перемешивании из области взрыва к переднему фронту волны приходят волны давления и воздействуют на паровой слой, разделяющий расплав и охладитель. Под этим воздействием поверхность раздела теряет устойчивость, возникающие возмущения быстро растут и приводят к перемешиванию расплава и охладителя.

Предварительное перемешивание расплава с охладителем происходит во время растекания расплава по днищу бассейна под охладителем. Образующиеся во время этого процесса пузырьки пара вследствие конденсации быстро коллапсируют, в результате чего возникают высокоскоростные кумулятивные струйки воды, ударяющие в расплав, выбивая при этом вверх брызги расплава. Создающаяся таким образом смесь расплава с охладителем способна произвести сильные паровые взрывы.

Первый механизм работает при умеренных температурах расплава и небольших недогревах охладителя, второй механизм, наоборот, наблюдается, как показали экспериментальные исследования [15, 19], при высоких температурах расплава и больших недогревах охладителя.

Вполне допустима и суперпозиция этих механизмов перемешивания, когда взрыв начинается в области предварительно перемешанной смеси, а затем распространяется туда, где расплав и охладитель не успели перемешаться, а находятся в стратифицированном положении, разделенные паровым слоем. В этой зоне уже начинает работать синхронный механизм перемешивания.

Литература к главе 3

1. Harlow F. H., Rappel H. M. Propagation of a liquid-liquid explosion. Los Alamos National Laboratory Report LA-8971-MS UC-34. 1981, 11 P.
2. Board S. J., Hall R. W. Propagation in thermal explosions. Paper SNI 2/4. Presented in 2nd Specialist Meeting on S.F.I. Ispra, EUR 5309e. 1973, P. 53–69.
3. Board S. J., Hall R. W., Hall R. S. Detonation of fuel coolant explosions. *Nature*, 1975, V. 254, P. 319–321.
4. Frohlich G. Interaction experiments between water and hot melts in entrapment and stratification configurations. *Chemical Geology*, 1987, V. 62, P. 137–147.
5. Anderson R., Armstrong D., Cho D., Kras A. Experimental and analytical study of vapor explosions in stratified geometries. Proceedings of American Nuclear Society National Heat Transfer Conference, Houston, TX, USA, 24 July 1988.
6. Bang K. H., Corradini M. L. Stratified vapor explosion experiments. *Chemical Engineering Communications*, 1989, V. 86(1), P. 31–42.
7. Bang K. H., Corradini M. L. Vapor explosions in a stratified geometry. *Nuclear Science and Engineering*, 1991, V. 108, P. 88–108.
8. Ciccarelli G., Frost D. L., Zarafonitis C. Dynamics of explosive interactions between molten tin and water in stratified geometry. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, AIAA. Washington, 1991, P. 307–325.
9. Sainson J., Gabillard M., Williams T. Propagation of vapor explosions in stratified geometry experiments with liquid nitrogen and water. Proceedings of The CSNI Specialist's Meeting on Fuel-Coolant Interactions. Santa Barbara, CA, USA. 1993. P. 148–158.
10. Frost D. L., Bruckert B., Ciccarelli G. Effect of boundary conditions on the propagation of a vapor explosion in stratified molten tin/water systems. *Nucl. Eng. Design*, 1995, V. 155, P. 311–333.
11. Berthoud G. Vapor explosions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2000, V. 32, P. 573–611.
12. Kudinov P., Grishchenko D., Konovalenko A., Karbojian A. Premixing and steam explosion phenomena in the tests with stratified

- melt-coolant configuration and binary oxidic melt simulant materials. *Nucl. Eng. Design*, 2017, V. 314, P. 182–197.
13. Fletcher D.F., Anderson R.P. A review of pressure-induced propagation models of the vapour explosion process. *Progress in Nuclear Energy*, 1990, V. 23(2), P. 137–179.
 14. Brayer C. Modelisation de l'explosion de vapeur en geometric stratifiee (PhD Thesis). Universite Joseph Fourier, Grenoble, 1994, 204 p.
 15. Grishchenko D., Konovalenko A., Karbojian A., Kudinova V., Bechta S., Kudinov P. Insight into steam explosion in stratified melt-coolant configuration. *Proceedings of 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, NURETH-15*, May 12–17, Pisa, Italy, 2013, Paper 599.
 16. Dinh T. N., Konovalikhin M. J., Sehgal B. R. Core melt spreading on a reactor containment floor. *Progress in Nuclear Energy*, 2000, V. 36(4), P. 405–468.
 17. Farmer M. T., Kilsdonk D. J., Aeschlimann R. W. Corium coolability under ex-vessel accident conditions for LWRs. *Nuclear Engineering and Technology*, 2009, V. 41(5), P. 575–602.
 18. Alsmeyer H., Tromm W. The COMET concept for cooling core melts: evaluation of the experimental studies and use in the EPR. *Institut für Kern-und Energietechnik. FZKA 6186*, 1999, 82 p.
 19. Konovalenko A., Karbojian A., Kudinov P. Experimental results on pouring and underwater liquid melt spreading and energetic melt-coolant interaction. *Proceedings of The 9th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-9)*, Kaohsiung, Taiwan, September 9-13, 2012, Paper N9P0303.
 20. Yamano N., Maruyama Y., Kudo T., Hidaka A., Sugimoto J. Phenomenological studies on melt-coolant interactions in the ALPHA program. *Nucl. Eng. Design*, 1995, V. 155(1–2), P. 369–389.
 21. Kudinov P., Karbojian A., Ma W., Dinh T.N. The DEFOR-S experimental study of debris formation with corium simulant materials. *Nuclear Technology*, 2010, V. 170(1), P. 219–230.
 22. Kudinov P., Karbojian A., Tran C. T., Villanueva W. The DEFOR-A experiment on fraction of agglomerated debris as a function of water

- pool depth. Proceedings of The 8th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-8). Shanghai, China, October 10–14, 2010, Paper N8P0296.
23. Curry I.G. *Fundamental Mechanics of Fluids*. McGraw-Hill, Montreal, Canada, 1974.
 24. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. *Механика двухфазных систем. Учебное пособие для вузов*. М.: Издательский дом МЭИ. 2016, 384 с.
 25. Нигматулин Р. И. *Динамика многофазных сред. Часть I*. М.: Наука, 1987, 464 с.
 26. Kolev N.I. *Multiphase Flow Dynamics. Volume I*. Springer-Verlag. Berlin, Erlangen, Germany. 2005, 584 p.
 27. Fletcher D.F., Thyagaraja A. The CHYMES coarse mixing model. *Progress in Nuclear Energy*, 1991, V. 26, P. 31–61.
 28. Kolev N.I. The code IVA3 for modelling of transient three-phase flows in complicated 3D geometry. *Kerntechnik*, 1993, V. 58(3), P. 147–156.
 29. Annunziato A., Addabbo C. COMETA (Core Melt Thermal-hydraulic Analysis) a computer code for melt quenching analysis. Proc. the Int. Conf. New Trends in Nuclear System Thermohydraulics, Pisa, May 30–June 2, 1994, P. 391–398.
 30. Vierow K., Naitoh M., Nagano K., Araki K. Development of the VESUVIUS code for steam explosion analysis Part 1: Molten jet breakup modeling. *Journal of the Japanese Society of Multiphase Flow*, 1998, V. 12(3), P. 242–248.
 31. Morita K., Kondo Sa., Tobita Y., Brear D. J. SIMMER III applications to fuel-coolant interactions. *Nucl. Eng. Design*, 1999, V. 189, P. 337–357.
 32. Давыдов М. В., Мелихов В. И., Мелихов О. И., Парфенов Ю. В. Анализ экспериментов MAGICO и QUEOS по перемешиванию облака частиц с водой (паровые взрывы при тяжелой аварии) с помощью кода VAPEX. *Ядерная энергетика*, 2001, № 3, С. 72–79.
 33. Meignen R., Picchi S. MC3D Version 3.5: User's guide. IRSN Report NT/DSR/SAGR/05-84, 2005.
 34. Brayer C., Berthoud G. An attempt to model stratified thermal explosions with the multidimensional, multicomponent code MC3D.

- Proceedings of The 2nd Int. Conference on Multiphase Flow '95-Kyoto, April 3–7, 1995, Kyoto, Japan, Vol. 3, P. VE-41–VE-48.
35. Leskovar M., Centrih V. and Uršič M. Simulation of steam explosion in stratified melt coolant configuration. *Nucl. Eng. Design*, 2016, V. 296, P. 19–29.
 36. Melikhov V.I., Melikhov O.I., Yakush S.E., Le T.C. Evaluation of energy and impulse generated by superheated steam bubble collapse in subcooled water. *Nucl. Eng. Design*, 2020, V. 366, paper 110753.
 37. Lord Rayleigh. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.* 1917, V. 34(200), P. 94–98.
 38. Plesset M.S. The dynamics of cavitation bubbles. *J. Appl. Mech.* 1949, V. 16, P. 228–231.
 39. Liles D., Reed W. A semi-implicit method for two-phase fluid dynamics. *J. Comput. Phys.*, 1978, V. 26, P. 390–407.
 40. Роч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980, 618 с.
 41. Годунов С.К., Рябенский В.С. Разностные схемы. Введение в теорию. М.: Наука, 1973, 400 с.
 42. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984, 322 с.
 43. Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е. Программа расчета кинетической энергии жидкости при коллапсе парового пузырька (BUBBLE-EK). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2020662751 от 19 октября 2020 г.
 44. Florschuetz L.W., Chao B.T. On the mechanics of vapor bubble collapse. *J. Heat Transfer. Ser. C.* 1965, V. 87(2), P. 209–218.
 45. IAPWS. The International Association for the Properties of Water and Steam [Электронный ресурс]. URL: <http://www.iapws.org>.
 46. Lord Rayleigh. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1883, V. 14, P. 170–177.
 47. Taylor G. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1950, V. 201(1065), P. 192–196.
 48. Plesset M.S., Chapman R.B. Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary. *J. Fluid Mech.*, 1971,

- V. 47(2), P. 283–290.
49. Brebbia C. A., Telles J. C. F., Wrobel L. C. *Boundary Element Techniques*. Berlin–Heidelberg–New York–Tokyo. Springer Verlag, 1984, 464 p.
 50. Taib B. B. *Boundary integral method applied to cavitation bubble dynamics*. PhD Thesis. University of Wollongong, UK. 1985, 108 p.
 51. Day R. *Boundary integral simulations of inviscid flow for inkjet printing*. PhD Thesis. University of Cambridge, UK. 1998, 186 p.
 52. Curtiss G. A. *Non-linear, non-spherical bubble dynamics near a two fluid interface*. PhD Thesis. University of Birmingham, UK. 2009, 255 p.
 53. Gibson D. C., Blake J. R. The growth and collapse of bubbles near deformable surfaces. *Applied Scientific Research*, 1982, V. 38, P. 215–224.
 54. Мелихов В. И., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Программа расчета импульса Кельвина при кавитации пузырька около стенки (COLLI). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2020664347 от 12 ноября 2020 г.
 55. Аганин А. А., Ильгамов М. А., Косолапова Л. А., Малахов В. Г. Схлопывание кавитационного пузырька в жидкости вблизи твердой стенки. *Вестник Башкирского университета*, 2013, Т. 18, № 1, С. 15–21.
 56. Brennen C. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013.
 57. Benjamin T. B., Ellis A. T. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Phil. Trans. R. Soc. London, Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1966, V. A260, P. 221–240.
 58. Pearson A., Blake J. R., Otto S. R. Jets in bubbles. *J. Eng. Math*, 2004, V. 48, P. 391–412.
 59. Воинов О. В., Воинов В. В. О схеме захлопывания кавитационного пузырька около стенки и образования кумулятивной струйки. *Доклады Академии наук СССР*, 1976, Т. 227, С. 63–66.

Глава 4

МЕТОД АДИАБАТ ГЮГОНИО ДЛЯ АНАЛИЗА ПАРОВОГО ВЗРЫВА

В 1975 году была впервые сформулирована аналогия [1] между распространением волны детонации по смеси расплава с охладителем и волной детонации в химически реагирующей среде, механизм которой достаточно хорошо изучен и развит соответствующий математический аппарат [2, 3]. Роль экзотермической химической реакции, высвобождающей энергию среды, в случае смеси расплава и охладителя играет процесс фрагментации расплава, благодаря которому существенно увеличивается площадь межфазной поверхности и, тем самым, резко возрастает интенсивность передачи тепловой энергии расплава к охладителю.

В настоящем разделе монографии будут подробно изложены исследования в этой области, но предварительно, для лучшего понимания материала, приводятся основные положения теории химической детонации, а именно — детонации горючих газовых смесей.

4.1. Детонация горючих газовых смесей

При медленном горении газовых смесей распространение фронта горения осуществляется прогревом холодного слоя газа теплом из зоны горения, передаваемым за счет теплопроводности, и его последующим воспламенением. В отличие от медленного горения при детонации нагрев холодного слоя газа происходит под действием ударной волны, которая воспламеняет газ. Поэтому скорость распространения детонации гораздо быстрее, чем при медленном горении. Таким образом, детонационная волна представляет собой лидирующую ударную волну, вслед за которой движется слой горящего газа.

В системе координат, в которой детонационная волна неподвижна, на нее набегают исходная горючая газовая смесь. Ударная волна представляет собой поверхность разрыва, на которой скачком изменяются параметры потока. Ударная волна сжимает входящую в нее горючую газовую смесь — давление и температура смеси повышаются, и она воспламеняется. Затем в некоторой области за ударной волной протекает химическая реакция горения.

На фронте ударной волны непрерывны плотности потоков массы, импульса и энергии. Обозначая нижним индексом 0 параметры исходной смеси газов, а нижним индексом 1 — параметры смеси непосредственно за фронтом ударной волны, получим следующие уравнения, выражающие непрерывность потоков массы, импульса и энергии на поверхности разрыва:

$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_0 = j, \quad (4.1)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2, \quad (4.2)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} u_1^2 = h_0 + \frac{1}{2} u_0^2. \quad (4.3)$$

Здесь ρ — плотность, p — давление, u — скорость, h — удельная энтальпия, j — плотность потока массы газа, которая сохраняется на поверхности разрыва.

Из уравнений (4.1) и (4.2) следует выражение для плотности потока массы

$$j^2 = \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}, \quad (4.4)$$

где v — удельный объем газа.

Из трех уравнений сохранения (4.1)–(4.3) можно получить следующее соотношение:

$$h_0 - h_1 + \frac{1}{2} (v_0 + v_1) (p_1 - p_0) = 0. \quad (4.5)$$

Соотношение (4.5) устанавливает связь между термодинамическими величинами по обе стороны поверхности разрыва. Поскольку энтальпия — функция состояния, то она определяется значениями, например, давления и удельного объема $h = h(p, v)$. В частности, $h_1 = h(p_1, v_1)$. Поэтому соотношение (4.5) определяет зависимость давления на ударной волне p_1 от удельного объема на ударной волне v_1 при заданных начальных параметрах газа. Эта зависимость $p_1(v_1)$ называется ударной адиабатой.

Структура детонационной волны схематически показана на рис. 4.1, где приведены основные зоны в системе координат, связанной с ударной волной (УВ). Стационарная детонационная волна представляет собой структуру с лидирующей ударной волной, поджигающей газовую смесь, зоной горения и следующей за ней областью расширения продуктов горения. Из приведенных выше соотношений следует, что параметры газа на ударной волне определяются ударной адиабатой. Газовая смесь, подогретая ударной волной, воспламеняется и сгорает в некоторой области за ударной волной (зона химической реакции или зона горения).

Состояние газа в плоскости СЈ, разделяющей зону горения и область расширения продуктов горения (см. рис. 4.1), определяется из законов сохранения плотностей потоков массы, импульса и энергии. Поскольку в этой плоскости также справедливы уравнения (4.1)–(4.3), то на ней выполняется уравнение адиабаты (4.5). Для параметров в этой плоскости не будем использовать индексы, тогда уравнение адиабаты для этой плоскости (детонационной адиабаты или адиабаты Гюгонио) запишется в следующем виде:

$$h_0 - h + \frac{1}{2} (v_0 + v) (p - p_0) = 0. \quad (4.6)$$

Уравнения ударной адиабаты (4.5) и адиабаты Гюгонио (4.6) выглядят одинаково, тем не менее, адиабаты, построенные в соответствии с

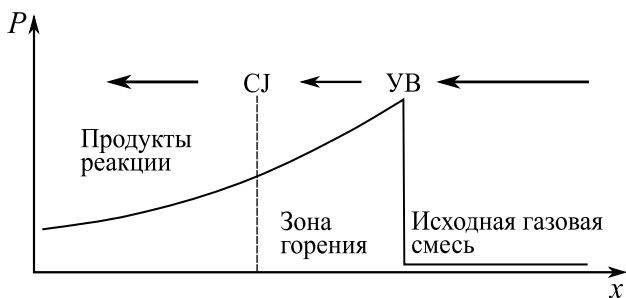


Рис. 4.1. Структура детонационной волны в системе координат, связанной с ударной волной (УВ). Штриховой линией показана плоскость Чепмена–Жуге (СЖ).

этим уравнениями, существенно отличаются. Это связано с тем, что газ в плоскости, разделяющей зону горения и продукты горения, отличается по химическому составу от исходного газа. Соответственно, энтальпия этого газа будет уже другой функцией давления и удельного объема $h(p, v)$.

На рис. 4.2 на плоскости «удельный объем–давление» показана точка 0, описывающая состояние исходной газовой смеси, из этой точки исходит ударная адиабата (4.5), точки которой изображают параметры газа на ударной волне. Над ударной адиабатой расположена детонационная адиабата (4.6) (адиабата Гюгонио). На ударной волне система претерпевает скачок параметров и из исходного состояния (точка 0) переходит в некоторую точку 1 на ударной адиабате. В теории детонации доказывается, что дальнейшая эволюция газовой смеси в зоне горения описывается точками на отрезке прямой 1–2, и в точке 2, находящейся на детонационной адиабате, горение заканчивается [3], при этом нижняя точка 2' пересечения прямой 0–1 с детонационной адиабатой оказывается недостижимой.

Как следует из формулы (4.4), наклон прямой 0–1 выражает массовую скорость горения в детонационной волне и, соответственно, скорость самой детонационной волны.

Таким образом, уравнения сохранения допускают множество состояний газовой смеси на выходе из зоны горения детонационной волны, параметры которых расположены на детонационной адиабате [3]. Од-

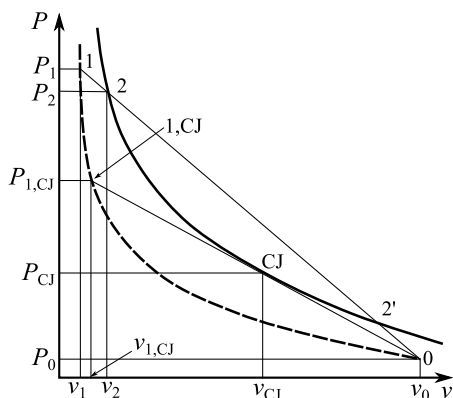


Рис. 4.2. Ударная адиабата (штриховая линия) и детонационная адиабата (адиабата Гюгионо, сплошная линия) на плоскости «удельный объем–давление». Точка Чепмена–Жуге обозначена CJ.

нако в действительности реализуется единственное состояние, соответствующее точке касания детонационной адиабаты прямой, испущенной из точки 0. Эта точка на детонационной адиабате, обозначенная CJ, называется точкой (или плоскостью) Чепмена–Жуге. Она характеризуется тем, что скорость газа, проходящего через эту плоскость, равна местной скорости звука. Кроме того, если перемещаться по детонационной адиабате, то именно в точке Чепмена–Жуге энтальпия газа минимальна. На ударной волне газовая смесь из исходного состояния (точка 0) скачком повышает давление до уровня $p_{1,CJ}$, называемого пиком Неймана, и температуру, после чего воспламеняется. После завершения горения давление в плоскости Чепмена–Жуге становится равным p_{CJ} . Прямая, проходящая через начальную точку 0 и точку Чепмена–Жуге CJ, называется линией Рэлея–Михельсона, ее наклон определяет скорость детонационной волны.

4.2. Детонация многофазных смесей

Как уже упоминалось, в работе [1] был предложен детонационный механизм развития крупномасштабного парового взрыва. Аналогом экзотермической химической реакции, высвобождающей энергию среды, в

случае смеси расплава и охладителя является процесс фрагментации крупных капель расплава, благодаря чему существенно увеличивается площадь поверхности теплопередачи и, тем самым, резко возрастает тепловой поток от расплава к охладителю.

Предполагается, что фрагментация расплава и передача тепловой энергии охладителю происходит в сравнительно узкой пространственной зоне непосредственно за фронтом лидирующей ударной волны вплоть до установления гидродинамического и термодинамического равновесия между компонентами (фрагменты расплава и горячий охладитель) в плоскости Чепмена–Жуге. За плоскостью Чепмена–Жуге происходит расширение смеси уже как гомогенного равновесного потока без взаимодействия компонентов, имеющее нестационарный характер и зависящее от геометрии взрыва. Такая детонация получила название термической детонации. Она может иметь место как в системах с крупными каплями расплава в сплошном охладителе (традиционно рассматриваемый случай), так и в системах с каплями охладителя в сплошном расплаве («обращенная» конфигурация), рис. 4.3.

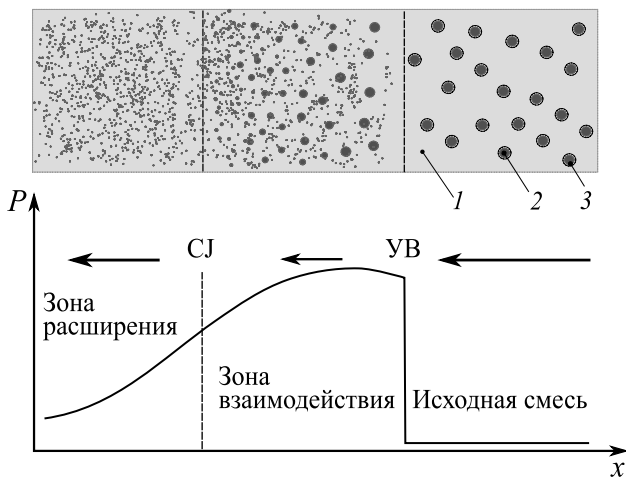


Рис. 4.3. Модель многофазной термической детонации: УВ — ударная волна, СЖ — плоскость Чепмена–Жуге. Традиционно рассматриваемая система: 1 — охладитель, 2 — капли расплава, 3 — пар. Обращенная конфигурация: 1 — расплав, 2 — капли охладителя, 3 — пар.

По аналогии с теорией химической детонации и в данном случае можно вычислить параметры смеси в плоскости Чепмена–Жуге лишь на основе законов сохранения, не рассматривая сложную кинетику процессов фрагментации и теплообмена в зоне взаимодействия, построить адиабату Гюгонио и линию Рэля–Михельсона, рис. 4.4.

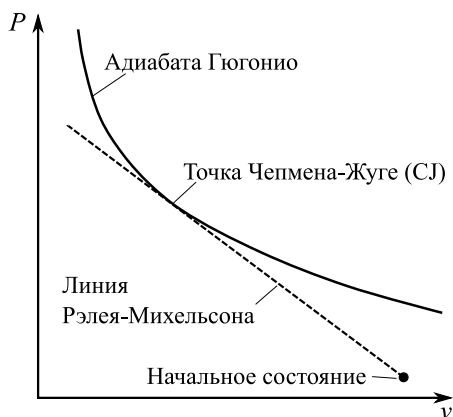


Рис. 4.4. Адиабата Гюгонио и точка Чепмена–Жуге при термической детонации многофазных смесей.

Следует отметить, что в отличие от детонации газовых горючих смесей (см. рис. 4.2) в данном случае лидирующая ударная волна не обязана существовать, о чем будет сказано ниже, а построение ударной адиабаты неоднозначно и зависит от предположений о структуре течения многофазного потока в этой плоскости. Сама же детонационная адиабата (адиабата Гюгонио) однозначно определяется параметрами равновесной смеси.

В работе [1] выполнена оценка характерных времен фрагментации расплава, теплообмена фрагментов с охладителем и выравнивания скоростей фаз для системы олово–вода и показано, что механизм гидродинамической фрагментации достаточно эффективен для того, чтобы обеспечить существование стационарной волны термической детонации.

Следует отметить, что предложенная модель предполагает выполнение условия полного термодинамического и механического равновесия в плоскости Чепмена–Жуге, то есть образование в конце зоны

фрагментации квазигомогенной смеси, все компоненты которой имеют одинаковые температуры и скорости движения. Очевидно, это условие можно полагать выполненным только при полной фрагментации расплава.

Пионерская работа [1], в которой была предложена модель термической детонации для описания взрывного взаимодействия расплава с охладителем, инициировала дальнейшие исследования в этом направлении [4–8]. Авторы данных работ сосредоточили свои усилия на более детальном описании процессов межфазного взаимодействия за ударной волной, а также смягчении требования о полной фрагментации расплава в плоскости Чепмена–Жуге, заложенного в модели [1]. В математическую модель был введен дополнительный параметр — степень фрагментации расплава, для описания процессов за ударной волной использовались одномерные стационарные уравнения многофазного потока с соответствующими корреляциями для фрагментации, теплообмена и трения. Плоскость Чепмена–Жуге определялась по условию выравнивания скоростей расплава и воды при одновременном выполнении условий записи потока. В сходной по постановке работе [9] в математической модели были дополнительно учтены потери импульса на стенках трубы, в этом случае совпадение скоростей фаз в плоскости Чепмена–Жуге не требуется. Варьируя степень фрагментации, можно получить семейство «частичных» адиабат Гюгонио для заданных начальных условий. Однако в этих работах не было сделано попыток определить, какая из этих «частичных» адиабат будет реализовываться с наибольшей вероятностью.

В работе [10] были проанализированы предположения, лежащие в основе применения теории адиабат Гюгонио к анализу термической детонации. Было отмечено, что промежуточные состояния невозможно определить, несмотря на то, что начальное и конечное состояния на адиабате Гюгонио связаны между собой прямой Рэлея–Михельсона; в то же время лидирующая ударная волна не обязательно должна существовать. Также авторы подчеркивают, что априори в этой теории отсутствуют какие-либо критерии для однозначного выбора решения для заданных начальных условий. Так, в случае многофазной термической детонации возможно использование трех критериев для определения точки Чепмена–Жуге на адиабате Гюгонио: 1) проведение из началь-

ной точки касательной (прямой Рэлея–Михельсона) к адиабате, как в теории химической детонации; 2) равенство скорости течения продуктов взрыва и скорости звука в гомогенной смеси; 3) равенство скорости течения продуктов взрыва и скорости звука в расслоенном двухфазном потоке. Авторы работы [10] рекомендуют использовать первый критерий, мотивируя это тем, что он термодинамически самосогласован, т.е. определенная таким образом точка на адиабате Гюгонио имеет минимальную энтропию, при этом касательная к адиабате совпадает с изэнтропой, что означает равенство скорости движения продуктов взрыва и скорости звука, определенной по углу наклона изэнтропы. Было показано, что расчеты по первому и второму критериям дают достаточно близкие значения, а третий критерий приводит к существенно отличию результатов. Авторы [10] также отказались от введения в модель параметра, характеризующего степень фрагментации расплава, из-за его неопределенности и излишних усложнений, вызванных его наличием, они использовали консервативное предположение о полной фрагментации расплава и установлении термодинамического равновесия. Было исследовано влияние на термическую детонацию температуры расплава, соотношения объемов расплава и воды и паросодержания для системы олово–вода. Также показано, что увеличение летучести охладителя или наличие химических реакций приводит к возрастанию давления и скорости детонации.

Три модели, разработанные для оценки производимой термодинамической работы при паровом взрыве, были проанализированы и сопоставлены в работе [11]. Рассматривались: 1) модель Хикса–Мензиса [12], в которой предполагается мгновенное перемешивание расплава с охладителем при постоянном объеме и последующее изэнтропическое расширение смеси; 2) модель Холла [13], в которой, в отличие от модели Хикса–Мензиса, на последней стадии предполагается изобарное расширение смеси; 3) модель Борда–Холла [14], в которой сначала находится состояние в точке Чепмена–Жуге на адиабате Гюгонио, а затем предполагается изэнтропическое расширение смеси. Проведенные расчеты показали, что первая и третья модели дают близкие результаты, вторая модель предсказывает существенно более низкие значения совершаемой работы.

Работы [15, 16] были посвящены анализу экспериментов KROTOS с помощью модели термической детонации. Авторы, используя экспериментальные значения давления взрывной волны и скорости ее распространения, определяли начальное состояние смеси, долю фрагментированного расплава и работу расширения. Для этого путем варьирования степени фрагментации расплава строилось семейство «частичных» адиабат Гюгонио, а точка Чепмена–Жуге определялась из требования одновременного выполнения двух условий: 1) равенство скорости продуктов взрыва и скорости звука, 2) существование касательной от начальной точки к точке Чепмена–Жуге для данной «частичной» адиабаты. Было установлено, что в экспериментах масса фрагментированного расплава составляет 2–4% от общей массы расплава.

В работе [17] модель термической детонации использовалась для исследования взрывного взаимодействия фреона с водой. Было показано, что в предположении стационарного одномерного и гомогенного течения двухфазного потока решение в виде детонационной волны существует в широком диапазоне начальных условий. В зависимости от начального паросодержания получено три типа решения для точки Чепмена–Жуге: двухфазное состояние; точка на изломе кривых, соединяющая двухфазное и однофазное состояния; жидкое однофазное состояние. Обращается внимание на то, что точка Чепмена–Жуге, находящаяся на изломе, которая обычно исключается из рассмотрения, как в [10], при определенных условиях может иметь физический смысл.

Вариантные расчеты давлений в точке Чепмена–Жуге по модели термической детонации для различных значений объемных долей расплава и начального паросодержания [18] показали, что сверхкритическая детонация (давление в точке Чепмена–Жуге превышает критическое давление охладителя) может возникать лишь в смесях с большой долей расплава и малым паросодержанием. Авторы указывают на то, что возникновение таких условий в достаточно протяженной пространственной области крайне маловероятно; обычно в результате перемешивания выпаривается значительное количество воды, то есть паросодержание в смеси большое, при этом объемная доля расплава составляет всего лишь несколько процентов. Тем самым, по мнению авторов [18], встает вопрос о том, насколько пригодна модель термической детонации [1] для описания взрывного взаимодействия расплава

с водой в реальных условиях. Для разрешения этого вопроса в [18] модель термической детонации была дополнена моделью микровзаимодействий расплава с охладителем [19, 20], согласно которой образующиеся в результате фрагментации дебрисы расплава термически взаимодействуют не со всем охладителем, а лишь с его частью, обеспечивая тем самым более мощное взаимодействие. В результате проведенные в [18] расчеты подтвердили, что даже в весьма «бедных» смесях (с малым содержанием расплава) возможно существование сверхкритической детонации.

В работе [21] изложены результаты исследований распространения волн термической детонации по смесям: диоксид урана - вода, окись алюминия-вода, сталь-вода с помощью метода адиабат Гюгонио. Математическая модель близка к [19], то есть используется концепция микровзаимодействий, также учитывается, что не весь расплав может фрагментироваться, для чего введен параметр — степень фрагментации. Были определены значения параметров, обеспечивающие наибольшие давления в точке Чепмена-Жуге для заданных начальных условий. Подтвержден вывод [18] о том, что в смесях с небольшим содержанием расплава (2–8%) и малым объемным паросодержанием (< 10%) возможно развитие мощной детонации. Было получено, что при одинаковых начальных условиях давление в детонационной волне в смеси диоксид урана-вода меньше, нежели в смесях окись алюминия-вода и сталь-вода, вследствие различия в калорических уравнениях состояния этих расплавов. Вычисленный коэффициент конверсии не превышал 20%.

Таким образом, можно сделать вывод, что модель термической детонации, предложенная в [1], оказалась весьма плодотворна для анализа взрывного взаимодействия расплава с охладителем и получила общее признание. Как правило, она используется для оценки верхней границы энергетического потенциала взаимодействия. Тем не менее следует еще раз отметить, что в теории термической детонации нет однозначных указаний о том, как определять точку Чепмена-Жуге, разные авторы используют разные подходы. В теории химической детонации два условия определения точки Чепмена-Жуге (путем проведения касательной к адиабате и равенство скорости продуктов взрыва и скорости звука) являются эквивалентными, но для термической детонации это

не так, к тому же в двухфазной среде нет однозначного определения скорости звука.

Также в модели термической детонации невозможно проследить изменение параметров за фронтом детонации. В теории химической детонации установлено, что изменения параметров среды за фронтом ударной волны происходят по прямой Рэлея–Михельсона — от пика Неймана до точки Чепмена–Жуге, в модели термической детонации изменения параметров не подчиняются этому закону из-за разницы скоростей фаз в этой зоне.

Как видно из вышеприведенного обзора, в ряде исследований для определения точки Чепмена–Жуге использовалось условие касания прямой, проведенной из начальной точки к адиабате Гюгонио, в других — условие равенства скорости движения продуктов взрыва и местной скорости звука, определенной по той или иной формуле. Установлено, что, если используется выражение для скорости звука в многофазной гомогенной среде, то тогда по этим двум условиям получаются достаточно близкие параметры.

Также стоит отметить принципиальную важность использования модели микровзаимодействий [19, 20] при анализе взрывного взаимодействия «бедных» смесей расплава с водой, то есть с малым содержанием расплава.

Любопытно отметить, что пример расчета параметров детонации, приведенный в [1], несколько раз повторяли, но никому не удалось добиться совпадения с данными результатами. В работе [1] рассматривалась смесь олово–вода–пар, фазы имели равные объемы, температура олова 1000°C , температура пара и воды 100°C , давление в точке Чепмена–Жуге составляло около 80 МПа. В работе [10] расчет адиабаты для такой системы показал, что касательная из начальной точки попадает на излом между двухфазной областью и однофазной, давление на изломе около 15 МПа. В [16] было получено достаточно близкое к [10] значение — 14.2 МПа. В [18] сообщается о попытке повторения примера расчета [1], но почему-то указывается температура олова 1500°C , при этом давление Чепмена–Жуге в [18] получается около 150 МПа, в качестве причины расхождения с [1] предполагаются различия в уравнениях состояния воды и расплава.

4.3. Исследование термической детонации в системе «жидкий свинец–пар–вода» методом адиабат Гюгонио

В настоящее время большое внимание привлекают реакторные установки нового поколения, использующие в качестве теплоносителя жидкий свинец, для которых характерная температура на выходе из реактора составляет 813 К, а давление в парогенераторе — 0.8 МПа [22]. В теплообменных трубках парогенератора течет вода под давлением 18 МПа, температура воды на входе равна 613 К, на выходе — 778 К. Разрыв трубки парогенератора классифицируется как проектная авария (межконтурная неплотность), что предусматривает детальное исследование последствий разрыва. При истечении воды высокого давления в жидкий свинец образуется многофазная смесь «свинец–вода–пар», в которой возможен паровой взрыв. Ввиду сложности возникающей системы для оценки характеристик такого взрыва эффективно применение метода адиабат Гюгонио, не требующего знания детальных характеристик процессов межфазного взаимодействия. Такое исследование было выполнено в [23], ниже дается его изложение.

4.3.1. Постановка задачи и математическая модель

После разрыва теплообменной трубки парогенератора происходит истечение вскипающей воды высокого давления, в результате которого формируется многофазная система, состоящая из капель воды, окруженных паровой пленкой, находящихся в жидком свинце [24]. Эта смесь может устойчиво существовать достаточно продолжительное время благодаря наличию паровых пленок, отделяющих расплав от воды. В экспериментах [24] было показано, что капли воды могут испаряться в режиме пленочного кипения в течении нескольких минут в зависимости от их размера и места заглубления течи. Далее в результате некоторого триггерного события (например, схлопывание парового пузырька, сопровождающееся возникновением волн давления) инициируется взрывное взаимодействие между расплавом и пароводяной средой.

Предполагается, что взаимодействие происходит по механизму многофазной термической детонации, то есть ударная волна набегаёт на исходную смесь и благодаря возникающей скоростной неравномерности активизирует процессы межфазного обмена тепловой энергией и импульсом (увеличение коэффициентов сопротивления и теплообмена) и вызывает фрагментацию капель воды, увеличивая площадь межфазного взаимодействия. Повышение давления приводит к схлопыванию плёнок пара и соответствующему увеличению теплопередачи. В результате действия данных процессов на некотором расстоянии от фронта ударной волны (в плоскости Чепмена–Жуге) происходит выравнивание параметров взаимодействующих сред — расплавленный свинец отдаёт часть своей тепловой энергии воде, и затем происходит расширение образовавшихся продуктов детонации.

На фронте детонации сохраняются потоки массы, как расплава, так и воды. Запишем уравнение сохранения массы для расплава

$$\alpha_m \rho_m u = \alpha_{m0} \rho_{m0} u_0, \quad (4.7)$$

где α_m — объёмная доля расплава, ρ_m — плотность расплава, u — скорость; индекс «0» соответствует начальному состоянию смеси, параметры без индекса соответствуют состоянию на детонационной волне. Скорости расплава и воды в исходном состоянии и по достижению равновесного состояния смеси после зоны межфазного взаимодействия одинаковы, поэтому в их обозначениях не используется индекс, обозначающий вещество.

Уравнение сохранения массы для воды имеют вид

$$\alpha_w \rho_w u = \alpha_{w0} \rho_{w0} u_0, \quad (4.8)$$

где $\alpha_w = 1 - \alpha_m$ — объёмная доля воды, ρ_w — плотность воды.

Складывая уравнения (4.7) и (4.8), получим уравнение сохранения массы смеси

$$\rho u = \rho_0 u_0, \quad (4.9)$$

где плотность смеси определяется уравнением

$$\rho = \alpha_m \rho_m + \alpha_w \rho_w. \quad (4.10)$$

Поскольку в зоне фрагментации происходит обмен импульсом фаз, то расплав и вода не сохраняют свой импульс. Имеет место уравнение сохранения импульса смеси

$$\rho u^2 + p = \rho_0 u_0^2 + p_0. \quad (4.11)$$

Из уравнений (4.9) и (4.11) можно получить следующие соотношения:

$$u_0 = v_0 \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}}, \quad (4.12)$$

$$u = v \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}}, \quad (4.13)$$

где $v = 1/\rho$ — удельный объем.

В зоне фрагментации происходит переток энергии от расплава к воде. По этой причине энергия отдельно для каждой из фаз не сохраняется, однако сохраняется энергия смеси в целом. Запишем уравнение сохранения энергии смеси

$$h + u^2/2 = h_0 + u_0^2/2, \quad (4.14)$$

где удельная энтальпия смеси h определяется уравнением

$$h = (\alpha_m \rho_m h_m + \alpha_w \rho_w h_w) / (\alpha_m \rho_m + \alpha_w \rho_w). \quad (4.15)$$

Уравнения сохранения для смеси (4.9), (4.11) и (4.15) позволяют получить уравнение

$$p - p_0 - 2(h - h_0) / (v + v_0) = 0, \quad (4.16)$$

которое, вместе с уравнениями состояния веществ $\rho = \rho(p, T)$ и $h = h(p, T)$, определяет зависимость $p = p(v)$ — адиабату Гюгонио (детонационную адиабату), на которой располагаются все возможные значения параметров смеси после завершения межфазного взаимодействия.

С другой стороны, уравнение (4.12) определяет u_0 — скорость детонационной волны (скорость детонации). Это уравнение в плоскости

p – v представляет собой прямую линию (линия Рэлея–Михельсона). Как доказано в теории химической детонации, в устойчивой стационарной детонационной волне из всех возможных состояний реализуются значения p_1 и v_1 , соответствующие точке касания линии Рэлея–Михельсона (4.12) адиабаты Гюгонио (4.16) — точке Чепмена–Жуге. Тем самым однозначно определяется и скорость детонации u_0 и скорость продуктов детонации u_1 согласно уравнению (4.13).

В соответствии с таким определением, скорость детонации совпадает с локальной скоростью звука в продуктах детонации, то есть какие-либо нестационарные возмущения среды за плоскостью Чепмена–Жуге, включая следующую за ней волну разрежения, не способны «догнать» детонационную волну и повлиять на ее характеристики.

Будем строить адиабаты Гюгонио (4.16), которые определяют все потенциально возможные состояния продуктов детонации. Для определения состояния, которое непосредственно реализуется в том или ином случае, используются правила отбора. Как уже упоминалось ранее, для модели термической детонации возможно использование двух правил отбора: 1) путем проведения касательной из начальной точки к адиабате Гюгонио, полученная точка на адиабате (точка Чепмена–Жуге) определяет состояние продуктов детонации; 2) путем приравнивания скорости продуктов детонации к скорости звука, вычисленной на основе того или иного предположения. В настоящей работе используется первое правило, поскольку, как показано в [10], определенная таким образом точка на адиабате Гюгонио имеет минимальную энтропию, при этом касательная к адиабате совпадает с изэнтропой, что означает равенство скорости движения продуктов детонации и скорости звука, определенной по углу наклона изэнтропы.

4.3.2. Процедура построения адиабаты Гюгонио

Процедура построения для воды в двухфазном состоянии

Для решения нелинейного уравнения (4.16) относительно неизвестных параметров p , v , h используется следующая процедура. На первом этапе совершается шаг по давлению Δp :

$$p^{(i)} = p_0 + i \cdot \Delta p. \quad (4.17)$$

Далее методом бисекции подбирается такое массовое паросодержание воды $x_w^{(i)}$, а, следовательно, и ее удельные объем и энтальпия $v_w^{(i)}(p^{(i)}, x_w^{(i)})$ и $h_w^{(i)}(p^{(i)}, x_w^{(i)})$, которые удовлетворяют уравнению (4.16) с заданной точностью $\varepsilon = 10^{-8}$.

$$\left| 1 - \frac{2(h^{(i)} - h_0)}{(v^{(i)} + v_0)(p^{(i)} - p_0)} \right| \leq \varepsilon, \quad (4.18)$$

где удельный объем смеси определяется уравнением (4.10), а удельная энтальпия — уравнением (4.15). Параметры расплава вычисляются при температуре насыщения воды, поскольку в плоскости Чепмена–Жуге имеет место термодинамическое равновесие фаз $T^{(i)} = T_s(p^{(i)})$.

Процедура построения для воды в однофазном состоянии

В случае, когда вода находится в однофазном состоянии, делается шаг по температуре

$$T^{(i)} = T_0 + i \cdot \Delta T. \quad (4.19)$$

Далее методом бисекции подбирается такой удельный объем воды $v_w^{(i)}$, а, следовательно, и давление и удельная энтальпия воды $p(v_w^{(i)}, T_w^{(i)})$ и $h_w(v_w^{(i)}, T_w^{(i)})$, которые удовлетворяют неравенству (4.18). Параметры расплава вычисляются при температуре $T^{(i)}$.

Теплофизические свойства

Построение адиабаты Гюгонио требует наличия уравнений состояния воды и расплава, а также некоторых других теплофизических свойств. Для воды использовались данные [25, 26]. Предполагалось, что параметры расплава не зависят от давления и использовались зависимости параметров свинца от температуры [27–29]. Для олова (свойства необходимы для сравнения результатов расчетов с более ранними работами) использовались данные [29, 30].

Для плотности сплава висмут-олово-индий Bi–Sn–In (60%–20%–20%) использовались данные, приведенные в [31–33] $\rho_m = 8500 \text{ кг/м}^3$ (свойства необходимы для сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными). К сожалению, для данного сплава не было

найденно справочного значения для изобарной теплоемкости — использовалось значение для сплава Indalloy 174 (Bi 57%–Sn 17%–In 26%) $c_{pm} = 200$ Дж/(кг·К) [34, 35].

Удельная энтальпия расплава находилась по уравнению

$$h_m(p, T) = h_{m0} + \int_{T_{m0}}^T c_{pm} dT + \frac{p - p_0}{\rho_{m0}}, \quad (4.20)$$

где $h_{m0} = c_{pm}(T_{m0}) \cdot T_{m0}$ — начало отсчета энтальпии. В случае наличия фазового перехода в уравнение (4.20) добавляется скрытая теплота плавления $\Delta h_{FM}^{Pb} = 23.07$ кДж/кг; $\Delta h_{FM}^{Sn} = 53.9$ кДж/кг.

Удельная энтропия расплава находилась по уравнению

$$s_m(p, T) = \int_{T_{m0}}^T \frac{c_{pm}}{T} dT. \quad (4.21)$$

При наличии фазового перехода в уравнение (4.21) добавляется скрытая теплота плавления $\Delta h_{FM}/T_{FM}$.

В качестве примера на рис. 4.5а представлена адиабата Гюгонио для смеси «жидкий свинец–пароводяная смесь» с начальным давлением $p_0 = 0.8$ МПа, объемной долей расплава $\alpha_m = 0.70$, объемным паросодержанием $\varphi_0 = 0.90$ и температурой расплава $T_{m0} = 800$ К. Также на рисунке построена прямая Рэлея–Михельсона, соединяющая начальное состояние смеси с состоянием продуктов детонации в точке Чепмена–Жуге. На рис. 4.5б построено изменение удельной энтропии смеси вдоль адиабаты Гюгонио — видно, что в точке Чепмена–Жуге выполняется условие минимума энтропии, как обсуждалось ранее.

4.3.3. Валидация расчетной программы

Сравнение результатов расчетов с более ранними работами

Была построена адиабата Гюгонио и определены давление и скорость в точке Чепмена–Жуге для параметров, приведенных в [1], а именно: смесь «олово–вода–пар», все фазы имеют равные объемы, то есть объемные доли каждой фазы равны 1/3, температура олова $T_{m0} = 1273$ К, температура пара и воды $T_{w0} = 373$ К (температура насыщения при давлении $p_0 = 0.1$ МПа).

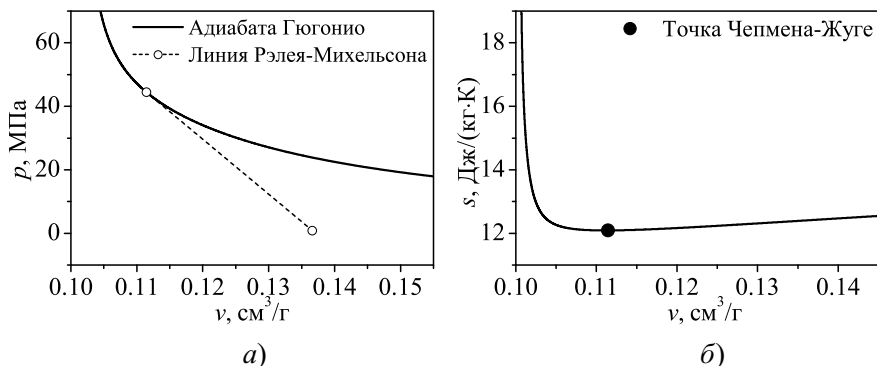


Рис. 4.5. Адиабата Гюгониио и линия Рэля–Михельсона (а); изменение энтропии смеси на адиабате Гюгониио (б).

На рис. 4.6 и в таблице 4.1 приведены полученные в настоящей работе результаты, а также результаты расчетов, приведенные в [1, 10, 16]. Видно, что расчетная адиабата, а также адиабаты из [10, 16] имеют резкий излом, соответствующий переходу между двухфазной пароводяной смесью и однофазной водой, в то время как адиабата в [1] имеет гладкую форму. Как следует из таблицы 4.1, имеет место относительно неплохое количественное совпадение с [10, 16], а также с расчетом [36].

Таблица 4.1. Параметры в точке Чепмена–Жуге

	T_{m0} , К	p_1 , МПа	u_0 , м/с
Расчет, [23]		12.7	160
Board и др. (1975), [1]		80	300
Frost и др. (1991), [10]	1273	14.8	196
Shamoun и др. (1996), [16]		14.2	250/209
McCahan и др. (1991), [36]		11.81	151
Расчет, [23]		91.7	523
Yuen и др. (1999), [18]	1773	150	640

В работе [18] также сообщается о попытке повторения примера расчета [1], но указывается более высокая начальная температура олова —

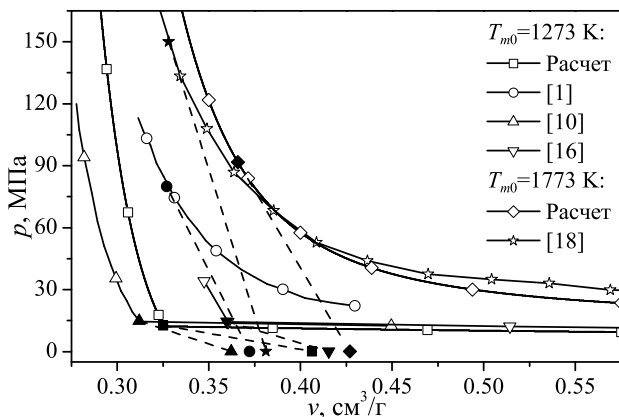


Рис. 4.6. Адиабаты Гюгонио для смеси олово-вода: $\alpha_{m0} = 0.33$, $\varphi_0 = 0.50$, $T_{m0} = 1273$ К и 1773 К, $p_0 = 0.1$ МПа. Штриховые линии (линии Рэлея-Михельсона) соединяют начальную точку и точку Чепмена-Жуге.

1773 К. В настоящей работе также выполнен расчет с этой температурой. Расчетная адиабата и адиабата в работе [18] приобретает гладкую форму без изломов. Несмотря на качественно одинаковый характер кривых, наблюдается довольно заметные количественные различия параметров в точке Чепмена-Жуге.

Основной причиной количественных расхождений, скорее всего, являются различия в используемых свойствах воды и олова. Об этом свидетельствует разница в начальном удельном объеме смеси, имеющая место для всех расчетов и хорошо заметная на рис. 4.6. В настоящей работе для воды использовались данные [25, 26], для свойств олова — данные, приведенные в [29, 30]. Сведения об источниках данных по свойствам олова в [1, 10, 16, 18, 36] отсутствуют. Свойства воды изучены хорошо и, видимо, являются намного меньшим источником погрешностей при расчетах адиабат Гюгонио. Таким образом, можно сделать вывод, что, имея в виду неопределенности в использовавшихся свойствах олова, расчеты [23] разумно совпадают с [1, 10, 16, 18, 36].

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными

В работах [31, 32] экспериментально измерялись динамические характеристики взаимодействия объема воды, погруженного в бассейн расплава. Взаимодействие происходило в цилиндрическом сосуде внутренним диаметром 140 мм, вода подавалась под поверхность расплава в хрупкой стеклянной колбе, которая разбивалась о наконечник (разрушающий конус), расположенный на дне сосуда, тем самым объем воды оказывался внутри расплава. В качестве расплава использовался сплав $\text{Bi}(60\%)\text{--Sn}(20\%)\text{--In}(20\%)$ с плотностью 8500 кг/м^3 и температурой плавления 352 К , объем расплава составлял 2154 см^3 . В таблице 4.2 приведены условия, при которых выполнялись эксперименты, на рис. 4.7 представлен эскиз экспериментальной установки.

На основе показаний датчиков давления и напряжения-деформации определялись механическая работа W_{12} , совершаемая при расширении смеси, и коэффициент конверсии η_w , который представляет собой отношение механической работы и запасенной тепловой энергии. Этот коэффициент рассчитывался по формуле

$$\eta_w = \frac{w_w}{h_w(T_{m0}) - h_w(T_{w0})}. \quad (4.22)$$

При таком определении коэффициент конверсии характеризует отношение работы расширения смеси массой $(m_m + m_w)$ к тепловой энергии, которая требуется для нагрева массы воды m_w от начальной температуры T_{w0} до температуры расплава T_{m0} .

Эксперименты [31, 32] показали, что, когда температура расплава меньше минимальной температуры пленочного кипения и возможен прямой контакт воды и расплава, то изменение давления после начала взаимодействия может быть разделено на три стадии: начальная стадия медленного испарения (для некоторых экспериментов наблюдалось отсутствие изменения давления), стадия быстрого увеличения давления и стадия уменьшения давления. Исходя из этого, выделены три стадии: фаза (1) предварительного смешивания расплава и воды; фаза (2) быстрого испарения, приводящая к кратковременному повышению давления; и фаза (3) расширения продуктов детонации.

В работе [42] предполагается, что быстрое испарение воды происходит согласно модели термической детонации. В то же время прини-

Таблица 4.2. Условия экспериментов [31, 32]

№	T_{m0} , К	T_{w0} , К*	Режим кипения	Вода, см ³
1	472	331 (42)		5
2	569	331 (42)		5
3	570	331 (42)		10
4	574	331 (42)		15
5	573	331 (42)		20
6	573	331 (42)		40
7	574	331 (42)		60
8	574	331 (42)		80
9	573	331 (42)		96
10	619	332 (41)	Прямой контакт вода-расплав	5
11	618	332 (41)		10
12	618	331 (42)		15
13 (1)	680	331 (42)		5
14 (2)	671	331 (42)		10
15 (3)	675	330 (43)		20
16 (4)	669	330 (43)		40
17 (5)	674	331 (42)		60
18 (6)	675	331 (42)		80
19 (7)	673	331 (42)	96	
20	671	360 (13)		5
21	671	361 (12)		10
22	671	363 (10)		20
23	672	361 (12)		40
24	671	370 (3)		5
25	671	370 (3)		10
26	670	370 (3)		20
27	670	370 (3)	Пленочное кипение	40
28	671	372 (1)		96
29	815	336 (37)		5
30	815	331 (42)		10
31	813	331 (42)		20
32	810	333 (40)		40
33	814	331 (42)		60
34	813	331 (42)		80
35	818	332 (41)		96
36	571	331 (42)	Прямой контакт вода-расплав	40
37	669	330 (43)		40
38	813	333 (40)	Пленочное кипение	40

*В скобках указан недогрев до насыщения

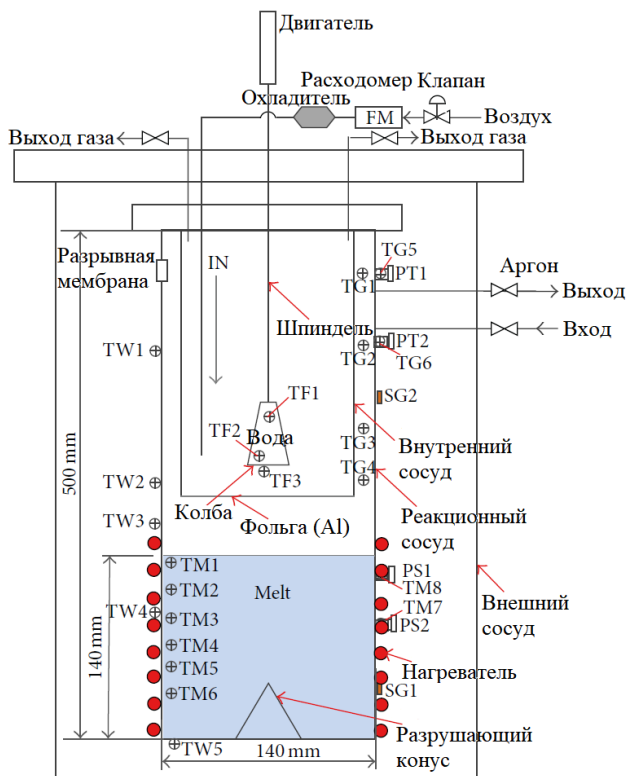


Рис. 4.7. Эскиз экспериментальной установки [32] (SG — тензодатчики, PS, PT — датчики давления, TM, TW — термопары).

мается консервативное предположение, что в результате фазы перемешивания капли воды равномерно распределяются по всему расплаву.

Следует напомнить, что в данном разделе рассматривается анализ взаимодействия расплава с водой методом адиабат Гюгоню и конкретные механизмы (фрагментация, переход от пленочного кипения к прямому контакту, межфазное взаимодействие) того, как исходная смесь холодной воды и горячего расплава переходит в равновесное состояние, не рассматриваются. Поэтому с этой точки зрения для данной модели нет разницы между анализом детонационной волны в системе капель воды, окруженной пленками пара в расплавленном свинце, и

взрывным испарением воды в расплаве. Таким образом, данные экспериментов [31, 32], в которых был осуществлен прямой контакт расплава с водой, дают ценную информацию для валидации модели. В экспериментах, где наблюдалось пленочное кипение (высокая температура расплава ~ 815 К), взрывного вскипания не происходит (генерируются достаточно малые давления), поэтому результаты расчетов этих экспериментов не приводятся (результаты модели являются консервативными).

Исследование влияния объема воды на энергетические характеристики взаимодействия показало, что для температуры расплава 673 К и температуры воды 330 К выделяющаяся механическая энергия сначала увеличивается (< 20 см³), а затем имеет тенденцию к насыщению (> 20 см³), что указывает на то, что в реальной ситуации может возникать ограниченное вскипание воды (не всего объема). При температуре расплава 573 К и температуре воды 330 К также наблюдается насыщение характеристик взрыва, но точка перегиба намного меньше (~ 5 см³). Как отмечают авторы в [31, 32], наиболее вероятная причина, приводящая к ограниченному повышению давления и выделению энергии, связана с эффектом изоляции паровых пузырьков, образующихся на границе раздела расплав–вода. Поэтому при больших объемах воды испаряется лишь некоторая ее часть, в соответствии с чем происходит последующее повышение давления и выделение механической энергии. Поскольку в модели адиабат Гюгонио предполагается, что весь объем воды взаимодействует с расплавом, то в работе [42] результаты расчетов для больших объемов не приводятся (модель дает консервативные результаты): для $V_w > 40$ см³ не приводятся результаты для температуры расплава 673 К и для $V_w > 15$ см³ не приводятся результаты при температуре расплава 573 К.

Главная цель анализа экспериментальных данных, выполненного в [42], — показать, что модель, основанная на адиабатах Гюгонио, позволяет получить реалистичные значения при выполнении предположений, положенных в ее основу. Одно из главных предположений — полное испарение воды при взаимодействии с расплавом. Таким образом, результаты расчетов для экспериментов с большим объемом воды, когда испарялась лишь ее малая часть, не приводятся — модель прогнозирует консервативные значения.

Для каждого эксперимента была построена адиабата Гюгонио и определены параметры в точке Чепмена–Жуге, что позволило вычислить работу расширения смеси. Использовалась формула из работы [11]:

$$W_{12} = m_m (e_{m1} - e_{m2}) + m_w (e_{w1} - e_{w2}) + 0.5 (m_m + m_w) (u_0 - u_1)^2, \quad (4.23)$$

$$w_w = W_{12}/m_w. \quad (4.24)$$

Здесь W_{12} — работа, совершаемая при расширении от параметров точки Чепмена–Жуге до конечного состояния (индекс «2»), m_m — масса расплава, m_w — масса воды, w_w — работа расширения на единицу массы воды.

Работа расширения рассчитывалась в предположении, что происходит изэнтропическое расширение охладителя, то есть полагается, что расплав не успевает передать свою тепловую энергию охладителю и только тепло, запасенное в охладителе, трансформируется в работу расширения. Если учитывать изэнтропическое расширение смеси «расплав-охладитель», когда между расплавом и охладителем будет сохраняться термодинамическое равновесие, то получаются слишком консервативные результаты — работа расширения и коэффициент конверсии при этом предположении увеличиваются примерно на порядок.

На рис. 4.8 показаны работа расширения (механическая энергия) и коэффициенты конверсии для различных значений объема воды для температуры расплава 673 К (*a*, *b*) и 573 К (*в*, *г*) и температуры воды 330 К, полученные в расчетах на основе модели [42] (помечены словом «Расчет»), в экспериментах [31, 32] и в расчетах, выполненных с помощью кода SIMMER-III [33].

Из рис. 4.8 следует, что при небольшом объеме воды (5–10 см³) модель дает значения механической энергии, близкие к экспериментальным. В этих случаях в экспериментах испаряется весь объем воды, что соответствует предположению метода адиабат Гюгонио. Для больших объемов воды расчетное значение энергии существенно превышает как величину энергии, оцененную в экспериментах, так и результаты, полученные в расчетах кодом SIMMER-III [33]. При дальнейшем увеличении объема воды это расхождение постоянно возрастает (метод адиабат Гюгонио дает в этой области консервативные оценки).

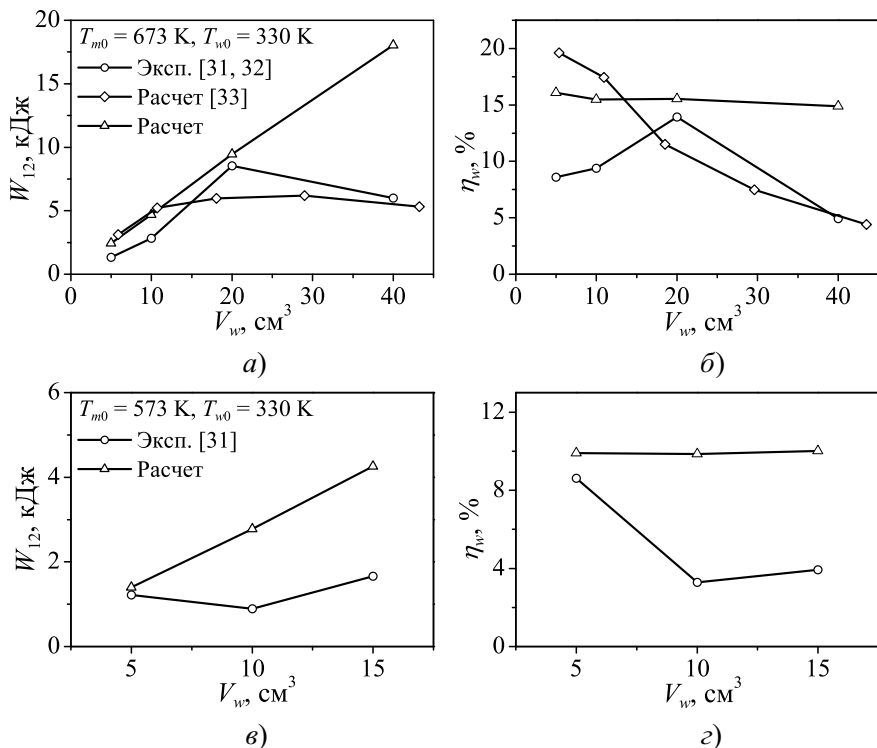


Рис. 4.8. Влияние объема воды: работа расширения и коэффициенты конверсии для $T_{m0} = 673 \text{ K}$ (а, б) и для $T_{m0} = 573 \text{ K}$ (в, г) для $T_{w0} = 330 \text{ K}$.

На рис. 4.9 представлена работа расширения (механическая энергия) и коэффициенты конверсии для различных температур расплава. Как видно, хорошее согласие наблюдается при низких температурах расплава (475–575 К). Для более высоких температур расплава (625–675 К) модель предсказывает консервативные результаты, так как здесь испаряется меньше воды из-за присутствия паровых пленок (температура расплава ближе к минимальной температуре пленочного кипения).

Таким образом, можно сделать вывод, что модель термической детонации, основанная на методе адиабат Гюгонио, дает консервативные оценки работы расширения и коэффициента конверсии при больших

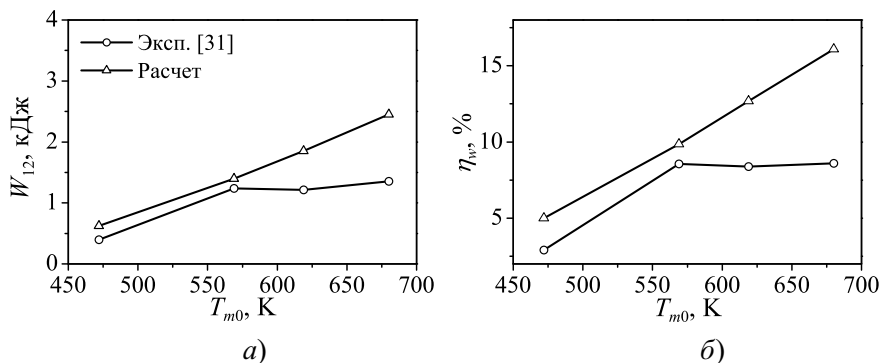


Рис. 4.9. Влияние температуры расплава на работу расширения (а) и коэффициент конверсии (б) для $T_{w0} = 330$ К и $V_w = 5$ см³.

объемах воды и высоких температурах расплава. Это объясняется как неучастием значительной массы воды в термическом взаимодействии в случае большого объема воды в экспериментах, так и снижением интенсивности этого взаимодействия вследствие пленочного кипения при высоких температурах расплава. При уменьшении роли этих факторов (малые объемы воды и низкие температуры расплава) оценки по методу адиабат Гюгонно соответствуют экспериментально определенным значениям работы расширения и коэффициента конверсии.

4.3.4. Параметрический анализ для смеси «свинец–пар–вода»

Оценка начальных параметров

В качестве начальных параметров используются характерные значения параметров реакторной установки [22]: начальное давление смеси принято равным $p_{m0} = 0.8$ МПа, температура свинца в парогенераторе варьировалась в диапазоне $T_{m0} = 700$ – 850 К. Начальное объемное паросодержание в пароводяных дисперсных включениях, образующихся после истечения из разрыва теплообменной трубки, в [33] оценивалось из изэнтропической модели, представленной на рис. 4.10 в виде (T, s)–диаграммы (двухфазная область ограничена сплошной линией, пунктирными линиями нанесены изобары). Считалось, что начальное

давление воды в теплообменных трубках парогенератора составляет $p_0 = 18$ МПа (температура насыщения 630 К), температура на входе в парогенератор равна $T_1 = 613$ К (недогретая вода, точка 1), на выходе — $T_2 = 778$ К (перегретый пар, точка 2). В предположении о том, что расширение до давления p_{m0} происходит равновесно и изэнтропически (вдоль линий 1–1' и 2–2'), массовая доля пара x и объемное паросодержание φ_i в конечном состоянии определяются соотношениями

$$x_i = \frac{s_i - s_l}{s_v - s_l}, \quad \varphi_i = \left[1 + \frac{1 - x_i}{x_i} \frac{\rho_v}{\rho_l} \right]^{-1},$$

где индексом $i = 1, 2$ обозначено начальное состояние, индексами l и v — насыщенная жидкость и пар в конечном состоянии (при давлении p_{m0}). В таблице 4.3 представлены результаты расчетов для указанных выше двух начальных температур, конечное состояние соответствовало давлению $p_{m0} = 0.8$ МПа (при этом температура насыщения составляет 443.6 К, $\rho_l = 897.0$ кг/м³, $\rho_v = 4.2$ кг/м³, $s_l = 2.046$ кДж/кг, $s_v = 6.662$ кДж/кг). В зависимости от начальной температуры объемное паросодержание может находиться в диапазоне $\varphi_0 = 0.99$ –1.0. Принимая во внимание значительные неопределенности при критическом истечении с образованием двухфазной пароводяной смеси в жидком свинце, в ходе которого возможно возникновение пространственных зон с различными содержаниями воды и пара, были проведены расчеты с начальным объемным паросодержанием в расширенном диапазоне $\varphi_0 = 0.70$ –1.0. Начальная объемная доля свинца варьировалась в диапазоне $\alpha_{m0} = 0.60$ –0.80, то есть свинец являлся несущей фазой, а пароводяная смесь присутствовала в виде дисперсных включений.

Таблица 4.3. Расчет изэнтропического расширения при истечении пароводяной смеси

Параметр	$T_1 = 613$ К	$T_2 = 778$ К
s_i кДж/кг	3.625	6.242
x_i	0.34	0.91
φ_i	0.9911	0.9995

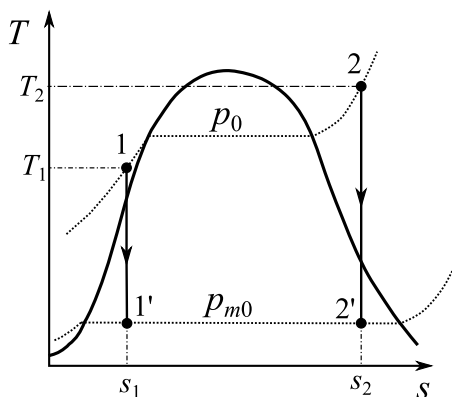


Рис. 4.10. Изэнтропическое расширение пароводяной смеси на (T, s) -диаграмме: 1–1' – недогретая жидкость, 2–2' – перегретый пар.

Варьирование начального объемного паросодержания

Для исследования влияния начального объемного паросодержания на параметры парового взрыва были выполнены расчеты при значениях $\varphi_0 = 0.70\text{--}1.0$, при этом объемная доля свинца равнялась $\alpha_{m0} = 0.70$. По результатам расчетов строились адиабаты Гюгонио и определялись параметры в точке Чепмена–Жуге. Для всех значений начального паросодержания адиабаты имеют качественно похожий вид (см. рис. 4.5*а*), на котором показаны адиабата, линия Рэля–Михельсона и точка Чепмена–Жуге для начальных параметров: $\varphi_0 = 0.95$, $T_{m0} = 800\text{ К}$).

На рис. 4.11 показаны изменения скорости детонации и давления в точке Чепмена–Жуге в зависимости от начального паросодержания при разных начальных температурах расплавленного свинца. Чем больше температура свинца, тем большее количество тепловой энергии передается воде и, соответственно, тем выше параметры волны детонации. Скорость детонации снижается при увеличении паросодержания для всех рассмотренных вариантов за исключением наименьшей температуры свинца 700 К, когда наибольшая скорость достигается при $\varphi_0 = 0.90$.

Поведение адиабат Гюгонио различно для низких и высоких начальных температур свинца. Адиабаты Гюгонио для низкой начальной

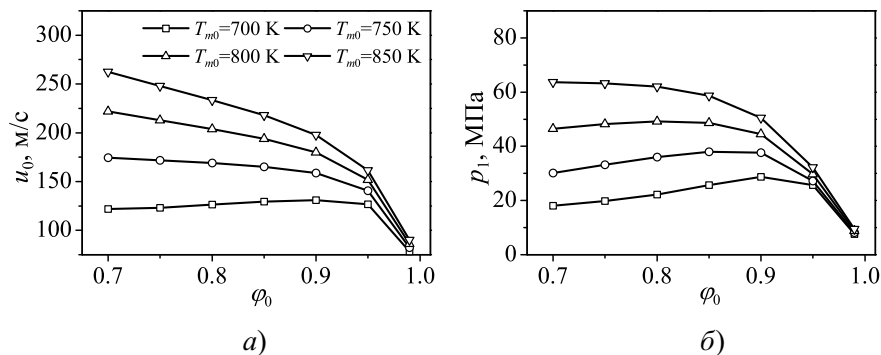


Рис. 4.11. Скорость детонации (а) и давление (б) в точке Чепмена–Жуге как функции начального объемного паросодержания для различных начальных температур свинца.

температуры свинца ($T_{m0} = 700$ К) имеют две различные области, разделенные резким изгибом: нижняя область (где вода находится в двухфазном состоянии) почти плоская; и верхняя область (где вода находится в однофазном состоянии) имеет близкий к вертикальному уклону (рис. 4.12а). Для таких адиабат увеличение начальной объемной доли пара приводит к увеличению наклона линии Рэлея–Михельсона и, следовательно, к увеличению скорости детонации (наклон линии Рэлея–Михельсона определяет скорость детонации).

При увеличении начальной температуры расплава ($T_{m0} = 800$ К) адиабаты Гюгоньо смещаются вверх на плоскости (p, v). Такие адиабаты не имеют резкого излома, так как они полностью расположены в однофазной области (рис. 4.12б). В этих случаях увеличение начальной доли пара вызывает уменьшение наклона линии Рэлея–Михельсона и, следовательно, уменьшение скорости детонации.

Давление в точке Чепмена–Жуге монотонно снижается с увеличением паросодержания лишь для самой высокой температуры свинца 850 К. Для температур свинца 700–800 К имеет место локальный максимум давления при значениях паросодержания 0.80–0.90. Это связано с особенностями поведения свойств воды в данной области параметров.

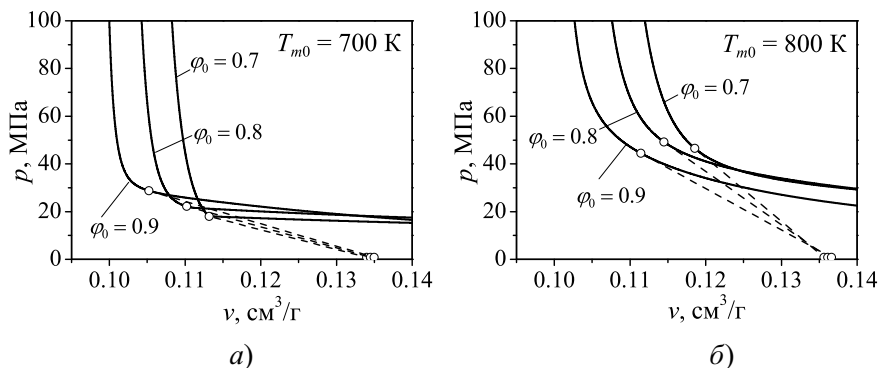


Рис. 4.12. Адиабаты Гюгоню: $T_{m0} = 700 \text{ K}$ (а) и 800 K (б).

Рассмотрим этот вопрос более подробно для температуры свинца 800 K . С увеличением начального паросодержания масса воды уменьшается, при этом равновесная температура в точке Чепмена–Жуге сначала уменьшается до $\varphi_0 = 0.30$, а затем увеличивается; удельный объем пароводяной смеси увеличивается во всей области (рис. 4.13).

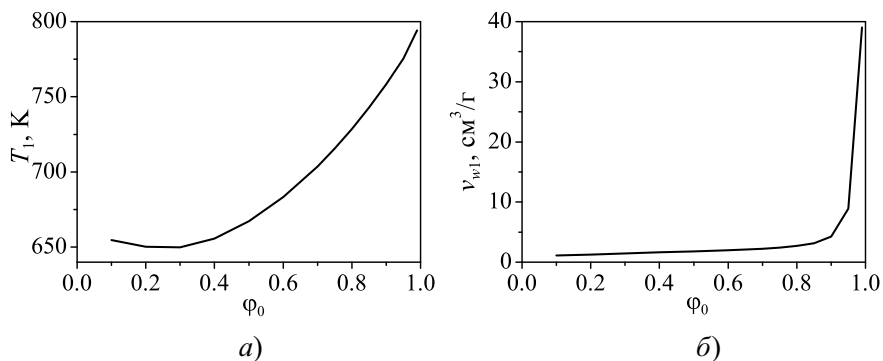


Рис. 4.13. Температура (а) и удельный объем (б) воды в точке Чепмена–Жуге как функции начального объемного паросодержания.

Так как давление можно рассматривать как функцию удельного объема и температуры $p = p(v, T)$, то имеет место следующее выражение

для его дифференциала:

$$dp = \frac{1}{(\partial v/\partial p)_T} dv + (\partial p/\partial T)_v dT. \quad (4.25)$$

Производные в (4.25) имеют противоположные знаки: $(\partial v/\partial p)_T < 0$, $(\partial p/\partial T)_v > 0$. На рис. 4.14а изображены изменения первого и второго слагаемых при увеличении начального объемного паросодержания.

На рис. 4.14б показана сумма первого и второго слагаемых (то есть величина dp) и давление в точке Чепмена–Жуге для различных значений начального объемного паросодержания. Хорошо видно, что в точках, где $dp = 0$, давление имеет локальные экстремумы: при $\varphi_0 = 0.50$ – минимум, а при $\varphi_0 = 0.80$ – максимум.

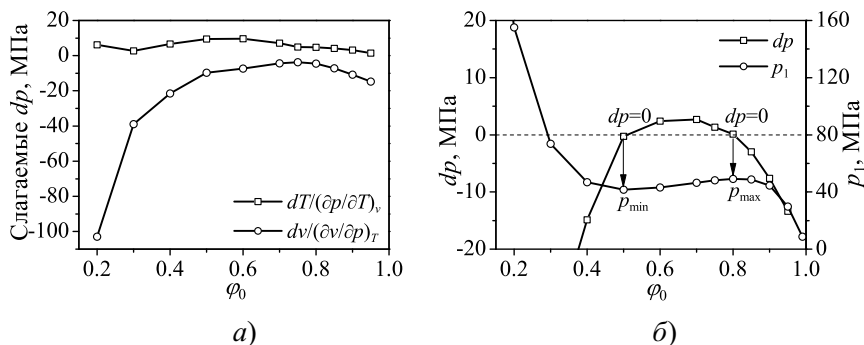


Рис. 4.14. Зависимости первого и второго слагаемых из формулы (4.25) от начального объемного паросодержания (а). Приращение давления dp и давление в точке Чепмена–Жуге в зависимости от начального объемного паросодержания (б).

Производная $(\partial p/\partial T)_v$ в (4.25) выражается через частные производные $(\partial v/\partial p)_p$ и $(\partial v/\partial p)_T$, характеризующие сжимаемость воды при изменении температуры и давления, следующим образом:

$$(\partial p/\partial T)_v = -\frac{(\partial v/\partial T)_p}{(\partial v/\partial p)_T} \quad (4.26)$$

и соотношение (4.25) можно записать следующим образом:

$$dp = \frac{dv}{(\partial v/\partial p)_T} - \frac{(\partial v/\partial T)_p}{(\partial v/\partial p)_T} dT. \quad (4.27)$$

Таким образом, поведение давления определяется соотношением коэффициентов, характеризующих объемное и температурное сжатие.

Наличие подобных экстремумов можно также заметить на зависимостях давления в точке Чепмена–Жуге от начального объемного паросодержания для смесей «олово–пар–вода» и «кориум–пар–вода» на графиках, представленных в работе [18].

На рис. 4.15 показаны удельная работа расширения смеси и коэффициент конверсии, соответственно, как функции начального объемного паросодержания при различных начальных температурах свинца. Для их расчета использовались формулы (4.25)–(4.27). Как видно из представленных графиков, наибольшего значения эти величины достигают при $\varphi_0 = 0.95$.

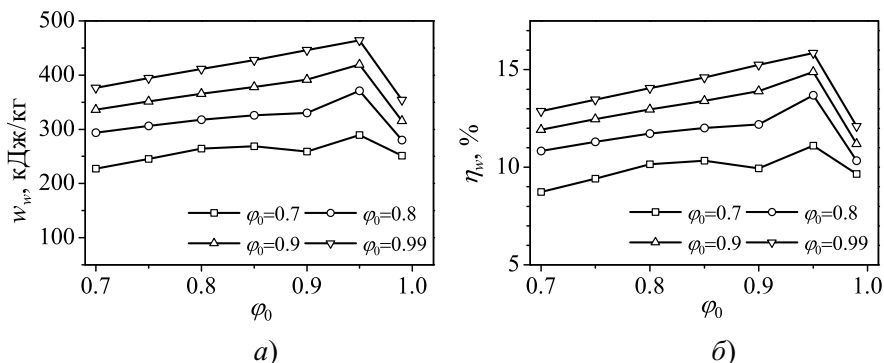


Рис. 4.15. Удельная работа расширения (а) и коэффициент конверсии (б) как функции начального объемного паросодержания при различных начальных температурах свинца.

Работа расширения W_{12} в основном определяется изменением внутренней энергии воды в изэнтропическом процессе расширения от точки Чепмена–Жуге (индекс 1) до конечного состояния (индекс 2, давление $p = 0.8$ МПа), см. уравнение (4.26).

Внутренняя энергия воды в точке Чепмена–Жуге e_{w1} увеличивается при увеличении начального паросодержания φ_0 (рис. 4.16а, $T_{m0} = 800$ К), поскольку все меньше энергии, передаваемой от расплава к воде, тратится на фазовый переход. Аналогично внутренняя энергия пароводяной смеси/пара в конечном состоянии e_{w2} также увеличивается

по мере увеличения начального паросодержания φ_0 (в конечном состоянии становится все меньше воды, имеющей малую внутреннюю энергию по сравнению с паром). На рис. 4.16а также показана разность внутренних энергий воды в точке Чепмена–Жуге и в конечном состоянии ($e_{w1} - e_{w2}$), которая (как и работа расширения) увеличивается с увеличением начального паросодержания до $\varphi_0 = 0.95$ (то есть e_{w1} растет быстрее по сравнению с e_{w2}), а затем при $\varphi_0 = 0.99$ эта величина снижается. Снижение обусловлено двумя факторами: 1) замедлением скорости увеличения e_{w1} и 2) ускорением роста e_{w2} . Замедление скорости увеличения e_{w1} объясняется тем, что при $\varphi_0 = 0.99$ воды очень мало и сжатие среды уменьшается — давление в точке Чепмена–Жуге p_1 при данных параметрах — докритическое (8.8 МПа), в отличие от меньших значений $\varphi_0 = 0.7-0.95$, где значения давления соответствуют сверхкритической области (29.7–49.2 МПа). Ускорение роста e_{w2} при $\varphi_0 = 0.99$ объясняется тем, что в конечном состоянии в этом случае находится перегретый пар, в отличие от меньших значений $\varphi_0 = 0.7-0.95$, где в конечном состоянии находится двухфазная пароводяная смесь (массовое паросодержание 0.51–0.82). Соответственно, при $\varphi_0 = 0.99$ не затрачивается весьма значительная энергия фазового перехода (даже при малых количествах воды). Вышесказанное иллюстрирует рис. 4.16б ($T_{m0} = 800$ К), на котором показано изэнтропическое изменение внутренней энергии при изменении давления от значения в точке Чепмена–Жуге до конечного значения при различных начальных паросодержаниях. Кривая e_{vs} соответствует внутренней энергии насыщенного пара и отделяет однофазную область перегретого пара (выше кривой) от двухфазной области.

Варьирование объемной доли расплава

Для исследования влияния объемной доли расплава на параметры взрыва были выполнены расчеты в диапазоне $\alpha_{m0} = 0.60-0.80$. На рис. 4.17 показаны скорость детонации и давление в точке Чепмена–Жуге в зависимости от объемной доли расплава для четырех значений начального паросодержания ($\varphi_0 = 0.70, 0.80, 0.90$ и 0.99). Увеличение количества расплава повышает количество переданной от расплава к воде тепловой энергии и, соответственно, возрастают скорость и давление в точке Чепмена–Жуге. На рис. 4.17б также видна немонотонность

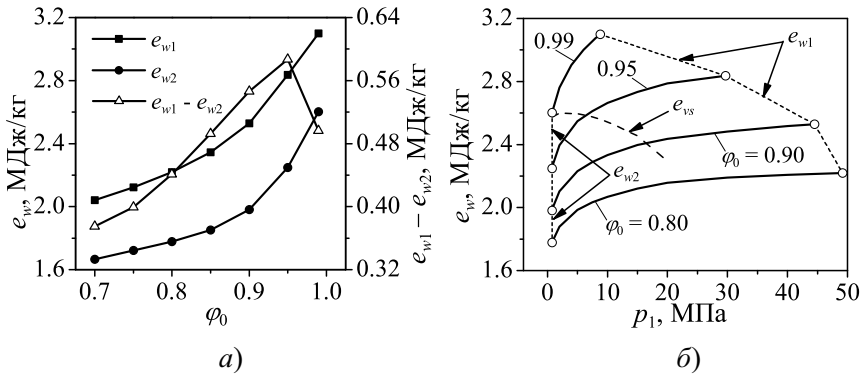


Рис. 4.16. Внутренняя энергия воды в точке Чепмена–Жуге (e_{w1}), в конечном состоянии (e_{w2}) и их разность ($e_{w1} - e_{w2}$) как функции начального объемного паросодержания (а). Изменение внутренней энергии воды в изэнтропическом процессе расширения от точки Чепмена–Жуге (e_{w1}) до конечного состояния (e_{w2}); e_{vs} — внутренняя энергия насыщенного пара (б).

поведения давления в зависимости от паросодержания, обсуждавшаяся выше. Так при $\alpha_{m0} = 0.60$ наибольшее давление получается при $\varphi_0 = 0.90$, при $\alpha_{m0} = 0.65, 0.70$ наибольшее давление получается при $\varphi_0 = 0.80$, и лишь при больших значениях объемной доли расплава давление монотонно меняется в зависимости от начального паросодержания.

На рис. 4.18 показаны удельная работа расширения смеси и коэффициент конверсии в зависимости от объемной доли расплава для различных начальных объемных паросодержаний. Объемная доля расплава практически не влияет на эти характеристики при больших объемных паросодержаниях ($\varphi_0 = 0.99$). В остальных случаях увеличение объемной доли расплава приводит к увеличению совершаемой работы и коэффициента конверсии.

Варьирование температуры расплава

Для исследования влияния температуры расплава на параметры взрыва были выполнены расчеты при четырех значениях $T_{m0} = 700, 750,$

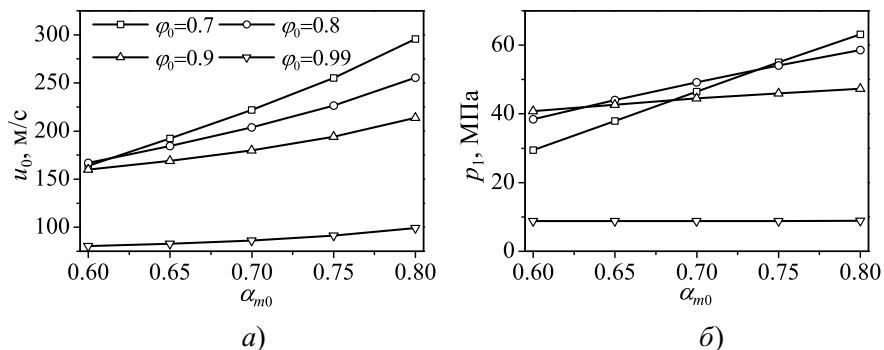


Рис. 4.17. Скорость детонации (а) и давление (б) в точке Чепмена–Жуге как функции объемной доли расплава для различных начальных объемных паросодержаний.

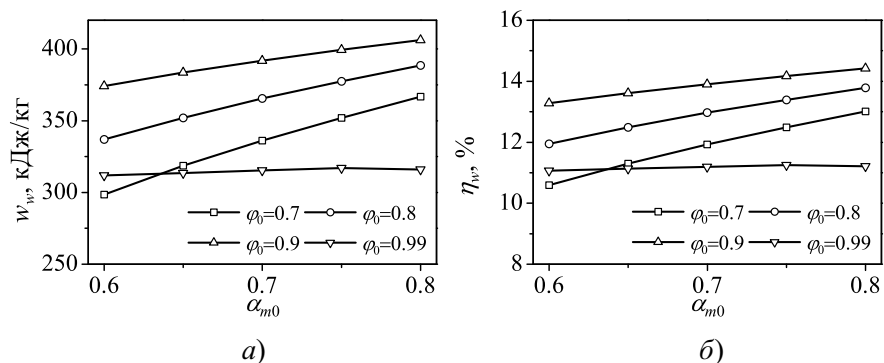


Рис. 4.18. Удельная работа расширения (а) и коэффициент конверсии (б) как функции объемной доли расплава при различных начальных объемных паросодержаниях.

800 и 850 К. На рис. 4.19а показаны скорость детонации и давление в точке Чепмена–Жуге в зависимости от температуры расплава для четырех значений начального паросодержания ($\varphi_0 = 0.70, 0.80, 0.90$ и 0.99). При самом высоком паросодержании $\varphi_0 = 0.99$ их скорость и давление практически не зависят от температуры расплава, характерные значения составляют 80–90 м/с и 7.5–9.5 МПа. При более низких паросодержаниях $\varphi_0 = 0.70, 0.80, 0.90$ как скорость детонации, так и

давление увеличиваются при возрастании температуры расплава. Наиболее заметный рост наблюдается для $\varphi_0 = 0.70$ — скорость возрастает со 120 м/с до 260 м/с, а давление — с 18 МПа до 64 МПа при увеличении температуры с 700 до 850 К.

На рис. 4.19б также видна немонотонность поведения давления в зависимости от паросодержания, обсуждавшаяся выше, так при $T_{m0} = 700, 750$ К наибольшее давление получается при $\varphi_0 = 0.90$, при $T_{m0} = 800$ К — при $\varphi_0 = 0.80$.

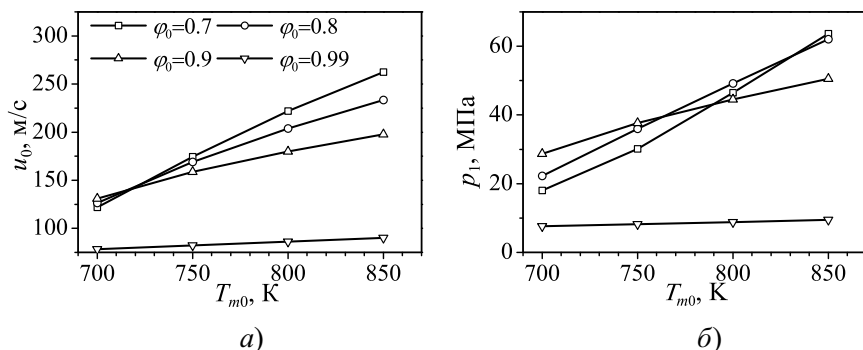


Рис. 4.19. Скорость детонации (а) и давление в точке Чепмена–Жуге (б) как функции температуры расплава для различных начальных объемных паросодержаний.

Наконец, на рис. 4.20 показаны удельная работа расширения смеси и коэффициент конверсии в зависимости от температуры расплава для различных начальных паросодержаний. Видно, что с ростом температуры значения этих величин увеличиваются.

4.3.5. Оценка работы расширения для условий парогенератора

Оценим работу расширения смеси при различных предположениях о размерах зоны перемешивания пароводяной смеси и свинца. Исходя из характерных размеров парогенератора и расположения теплообменных трубок [24], можно принять, что высота области перемешивания составляет 5 м. Имея ввиду шестигранное расположение теплообменных

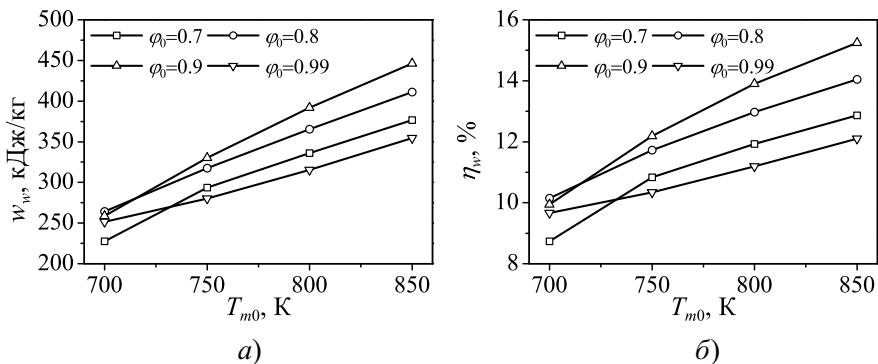


Рис. 4.20. Удельная работа расширения (а) и коэффициент конверсии (б) как функции температуры расплава при различных начальных объемных паросодержаниях.

трубок, рассмотрим три случая — перемешивание происходит в пределах 7, 19 и 37 теплообменных трубок от разорвавшейся (аварийной) трубки, рис. 4.21. Соответствующие площади проходных сечений S и объемы V этих областей перемешивания приведены в таблице 4.4.

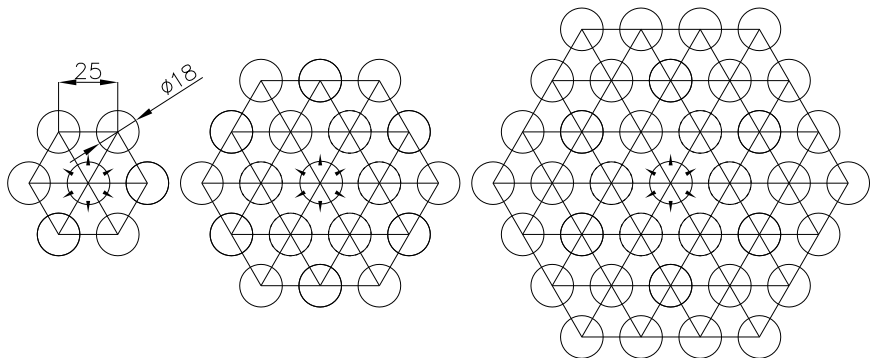


Рис. 4.21. Области перемешивания для 7, 19 и 37 теплообменных трубок (в центре показана аварийная разорвавшаяся теплообменная трубка).

Таблица 4.4. Параметры области перемешивания

Зона перемешивания	7 трубок	19 трубок	37 трубок
$S, \text{ м}^2$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$
$V, \text{ м}^3$	$4.3 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$

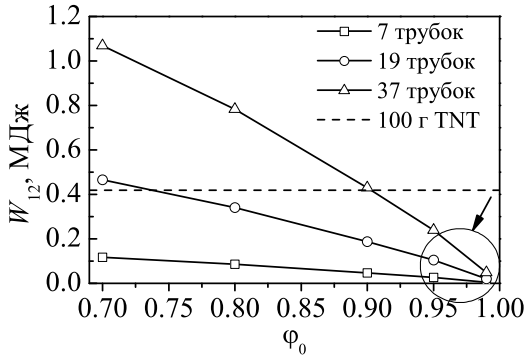


Рис. 4.22. Работа расширения при различных размерах области перемешивания.

Работа расширения была рассчитана для различных начальных паросодержаний $\phi_0 = 0.70, 0.80, 0.90, 0.95$ и 0.99 при $\alpha_{m0} = 0.70, T_{m0} = 850 \text{ К}$ (рис. 4.22).

С увеличением паросодержания работа расширения уменьшается. Наибольшие значения получены для самой большой области перемешивания, охватывающей 37 теплообменных трубок парогенератора. При паросодержании $\phi_0 = 0.70$ работа расширения продуктов взрыва немного превышает 1 МДж. Для примера отметим, что 1 МДж в тротиловом эквиваленте составляет 240 г (на рис. 4.22 представлена также энергия при взрыве 100 г TNT). Взрыв такой мощности может вызвать серьезные разрушения (разорвать железнодорожные рельсы, разнести на куски автомобиль и т. п.). Однако образование такой большой области перемешивания крайне маловероятно. Также маловероятно образование пароводяной смеси с таким низким паросодержанием $\phi_0 = 0.70$.

Для более реалистической ситуации — область перемешивания охватывает 7 теплообменных трубок парогенератора и $\varphi_0 = 0.90-0.99$ — работа расширения существенно меньше и составляет 0.005–0.05 МДж, что не должно представлять угрозы для целостности конструкций парогенератора. Например, для постулированной аварии с плавлением активной зоны легководного реактора для 1000 кг кориума энергетический потенциал оценивается в 1.5 ГДж [37].

4.3.6. Возможность применения метода «частичных» адиабат

Консервативность метода адиабат Гюгонио может быть уменьшена путем использования метода «частичных» адиабат, предложенного в работах [15, 16], учитывающего тот факт, что не весь расплав фрагментируется (участвует) при взаимодействии. Также в этом методе предложен параметр, учитывающий неполное «участие» охладителя во взрыве, что может полезно для анализа «бедных» смесей (в данном исследовании на рассматривается) и является аналогом модели микровзаимодействий.

Аналогично классической модели [1], в модели «частичных» адиабат выделяются две основные области — невозмущенная область перед ударной волной (1) и область за ударной волной (2). Существенным отличием является то, что в области (2) выделяется отдельная «зона взрыва», в которой находятся участвующие во взрыве расплав и охладитель. Другая часть охладителя (вне зоны взрыва) не участвует во взрыве (расплав не фрагментируется, охладитель не нагревается теплом расплава). Иллюстрация модели представлена на рис. 4.23 в системе координат, связанной с ударной волной.

Таким образом, выделяются следующие компоненты:

- фрагментирующийся расплав (для анализа аварийных процессов в парогенераторе может быть рассмотрен как расплав, участвующий во взаимодействии с охладителем);
- нефрагментирующийся расплав;
- охладитель, участвующий во взрыве (в жидком фазовом состоянии);

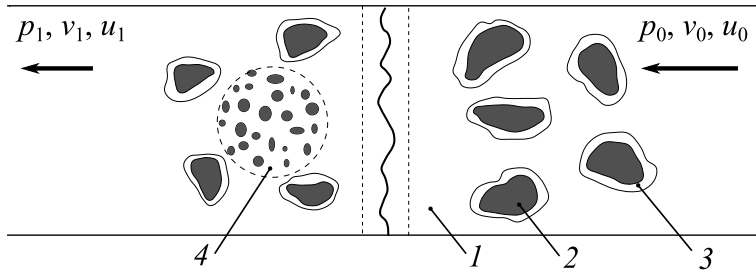


Рис. 4.23. Иллюстрация модели частичных адиабат: 1 — жидкий охладитель, 2 — капли расплава, 3 — пар охладителя, 4 — зона взрыва.

- охладитель, не участвующий во взрыве (в жидком состоянии);
- пар охладителя (описывается как трехатомный совершенный газ).

Вводятся два параметра — степень фрагментации (доля расплава, участвующая во взаимодействии)

$$y_m = \frac{\text{масса фрагментирующегося расплава}}{\text{масса расплава}}$$

и доля участвующего во взрыве охладителя

$$y_A = \frac{\text{масса охладителя в зоне взрыва}}{\text{масса охладителя}}.$$

Таким образом, уравнение адиабаты Гюгонио (4.16) остается неизменным, а уравнения состояния приводятся к виду

$$v_0 = x_m v_m(p_0, T_{m0}) + x_l v_l(p_0, T_{l0}) + x_v v_v(p_0, T_{v0}), \quad (4.28)$$

$$h_0 = x_m h_m(p_0, T_{m0}) + x_l h_l(p_0, T_{l0}) + x_v h_v(p_0, T_{v0}), \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned} v_1 = & y_m x_m v_m(p_1, T_1) + (1 - y_m) x_m v_m(p_1, T_{m0}) + \\ & + y_c (1 - x_m) v_l(p_1, T_1) + \\ & + (1 - y_c) (1 - x_m) [x_l v_l(p_1, T_{l0}) + x_v v_v(p_1, T_{v1})], \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned}
 h_1 = & y_m x_m h_m(p_1, T_1) + (1 - y_m) x_m h_m(p_1, T_{m0}) + \\
 & + y_c (1 - x_m) h_l(p_1, T_1) + \\
 & + (1 - y_c) (1 - x_m) [x_l h_l(p_1, T_{l0}) + x_v h_v(p_1, T_{v1})],
 \end{aligned}
 \tag{4.31}$$

где для описания свойств пара для простоты используется приближение совершенного газа

$$v_v(p, T) = RT/p, \tag{4.32}$$

$$h_v(T) = c_{pv}T, \tag{4.33}$$

$$T_{v1}(p) = T_{v0} (p/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma}, \tag{4.34}$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей пара при постоянном давлении и постоянном объеме.

Для иллюстрации возможностей модели проведем варьирование параметра y_m для случая, представленного на рис. 4.5а (смесь «жидкий свинец–пар–вода» с начальным давлением $p_0 = 0.8$ МПа, объемной долей расплава $\alpha_m = 0.70$, объемным паросодержанием $\varphi_0 = 0.90$ и температурой расплава $T_{m0} = 800$ К). Результаты выполненных расчетов представлены на рис. 4.24. Видно, что уменьшение доли расплава, участвующего во взрыве, приводит к уменьшению давления в точке Чепмена–Жуге и скорости детонации (наклон линии Рэлея–Михельсона уменьшается). Это, с одной стороны, позволяет снять излишнюю консервативность классической модели [1], но, с другой стороны, нет каких-либо предпосылок для выбора величины y_m , позволяющих определить однозначно какая из «частичных» адиабат может реализовываться на практике (в работе, где данная модель была предложена, проводилось сравнение с экспериментом).

4.4. Определение параметров стратифицированного парового взрыва методом адиабат Гюгонио

Сравнительно недавно в Королевском технологическом институте (Стокгольм, Швеция) были проведены экспериментальные исследования паровых взрывов при изначально стратифицированном расположении расплава и воды [38–40]. В этих экспериментах были зафиксированы неожиданно сильные паровые взрывы, что привлекло внимание

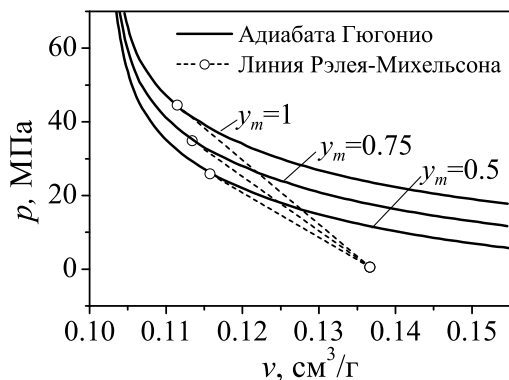


Рис. 4.24. Влияние доли расплава, участвующего во взрывном взаимодействии, на взрывное давление.

ряда исследователей к их изучению [41–43]. В этом разделе подробно изложим работу [42], в которой методом «частичных» адиабат Гюгонио были выявлены важные особенности экспериментов [38–40].

В работе [42] модель «частичных» адиабат в формулировке [21] была усовершенствована в части определения точки Чепмена–Жуге на адиабате Гюгонио. Это связано с тем, что скорость звука в многофазных средах не определяется однозначно [44]. Поэтому в отличие от случая детонации горючих смесей, для которого определение точки Чепмена–Жуге по касательной к адиабате или из равенства скорости продуктов детонации скорости звука приводит к одному и тому же результату, для термической детонации это не имеет места. В [21] точка Чепмена–Жуге определялась путем приравнивания скорости продуктов взрыва к скорости звука, в предположении, что многофазная смесь является равновесной и гомогенной. В работе [42] эта точка находится построением касательной линии от исходной точки к адиабате Гюгонио. Это связано с тем, что, как было показано в [10], найденная таким образом точка на адиабате Гюгонио соответствует минимуму энтропии, а касательная к адиабатической кривой совпадает с изэнтропой (линия постоянной энтропии), что означает, что скорость продуктов взрыва равна скорости звука, определяемой как угол наклона изэнтропы. (Как показали расчеты в [42], оба метода в исследованном диапазоне параметров смеси дают очень близкие результаты.)

Другим важным усовершенствованием, выполненным в [42], является то, что пар, находящийся в исходной смеси, может в зависимости от термодинамических параметров переходить на детонационной адиабате в двухфазное состояние (пар–вода), либо в однофазное (перегретый пар или недогретая вода). Изложение разработанной в [42] модели приводится ниже.

4.4.1. Модель «частичных» адиабат

Рассматривается смесь расплава с охладителем (водой), которая в исходном состоянии (индекс «0») состоит из следующих компонент или «фаз»:

1. Пар охладителя (массовая доля x_v , температура T_{v0});
2. Жидкий охладитель (массовая доля x_l , температура T_{l0});
3. Высокотемпературный расплав (массовая доля x_m , температура T_{m0}).

Смесь представляет собой дисперсные включения расплава и пара в жидком охладителе (крупные (~ 1 см) капли расплава и пузырьки пара различного размера в жидком охладителе). Из-за высокой температуры расплава, его капли окружены тонкой паровой пленкой, которая ограничивает величину коэффициента теплоотдачи значением порядка $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ [45], что поддерживает жидкое состояние расплава. Наличие гравитации вызывает движение капель расплава вниз, а движение пузырьков пара — вверх, см. рис. 4.25, то есть рассматриваемая смесь существует временно. Но поскольку термическая детонация — очень быстрый процесс (скорость распространения волны детонации составляет порядка сотни метров в секунду), на этом масштабе времени можно пренебречь движениями пузырьков пара и капель расплава, считая их неподвижными.

Когда фронт ударной волны входит в новую область, занимаемую исходной смесью, то происходит дестабилизация паровой пленки вокруг капель расплава, и начинается их фрагментация высокоскоростным потоком охладителя, пришедшим в эту область вместе с ударной волной. Поскольку плотность расплава на порядок больше плотности

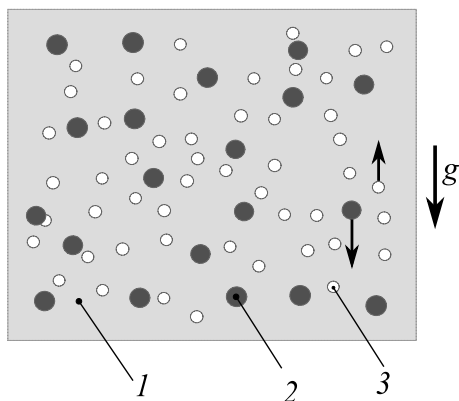


Рис. 4.25. Исходная многофазная смесь: 1 — охладитель, 2 — капли расплава, 3 — пар. Стрелками показано направление движения фаз в поле силы тяжести.

охладителя (воды), то требуется некоторое время, чтобы поток охладителя смог вовлечь в свое движение тяжелые капли расплава. В течении этого времени охладитель будет обтекать капли расплава, вызывая их фрагментацию путем «обдирки» мелких фрагментов (размером 50–100 мкм) с поверхностных слоев капель. Эти фрагменты, которые суммарно обладают большой поверхностью теплообмена, быстро передают свою тепловую энергию охладителю, контактирующему с ними, и приходят в тепловое равновесие с этим охладителем. В то же время в часть охладителя, которая находится относительно «далеко» от фрагментирующейся капли расплава, образующиеся фрагменты не попадают. Поэтому такой охладитель не получает от них тепла. Поскольку в методе адиабат Гюгонио не рассматриваются детальные механизмы межфазного взаимодействия при термической детонации, а анализируются только начальное состояние и некоторое состояние многофазной смеси за ударной волной, принимаемое за равновесное (о чем подробнее будет сказано ниже), то для учета такой важной детали процесса, как наличие двух разных по поведению частей охладителя (одна участвует в прямом контакте с фрагментами расплава, а другая не принимает участия), вводятся две различные фазы: фаза «ближнего» или «участвующего» охладителя и фаза «дального» или «не участвующего»

охладителя. Обозначим u_c отношение массы «ближнего» охладителя к массе всего охладителя. Тогда доля «дальнего» охладителя равна $1 - u_c$. Введенная доля «ближнего» охладителя является параметром модели.

Фрагментация капли расплава может быть неполной, что связано или с быстрым выравниванием скоростей капли и охладителя, или с достижением температуры замерзания расплава. В реальности в исходной смеси могут быть и очень крупные сгустки расплава, которые просто «не успеют» существенно фрагментироваться после прохождения ударной волны. Поэтому в модель вводится еще один параметр, u_m — доля массы фрагментированного расплава от массы всего расплава.

При построении адиабаты Гюгонио будем принимать за «равновесное» состояние многофазной смеси после прохождения ударной волны (индекс «1») такое, при котором скорости всех фаз выравниваются, но термодинамическое равновесие устанавливается только между фрагментами расплава и принявшим участие во взаимодействии «ближним» охладителем («ближний» жидкий охладитель и «ближний» пар охладителя), их температуры сравниваются. Теплообмен между оставшимися фазами происходит медленно по сравнению с теплообменом фрагментов расплава и «ближнего» охладителя, поэтому температуры этих фаз не успевают выровняться. Давление всех фаз одинаково.

Таким образом, в рассматриваемом «равновесном» состоянии, которое будем обозначать индексом «1», многофазная смесь состоит из следующих фаз:

1. Оставшийся нефрагментированный расплав,
2. «Дальний» жидкий охладитель,
3. «Дальний» пар охладителя,
4. Фрагментированный расплав,
5. «Ближний» жидкий охладитель,
6. «Ближний» пар охладителя.

Поскольку из всех точек, лежащих на адиабате Гюгонио, мы будем рассматриваться только точку Чепмена–Жуге, то в дальнейшем определенное выше «равновесное» состояние многофазной смеси будем называть состоянием смеси в точке Чепмена–Жуге.

На рис. 4.26 схематично показаны составы многофазной смеси в исходном состоянии и в точке Чепмена–Жуге, а также давление и удельный объем смеси до и после фронта детонационной волны. Зона фрагментации расплава и межфазного взаимодействия на рисунке не представлена.

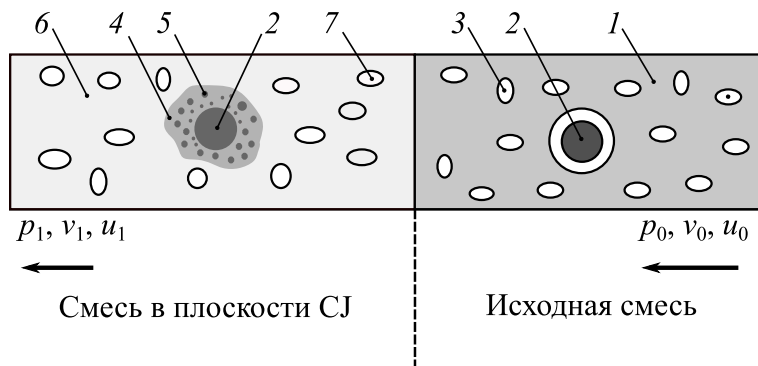


Рис. 4.26. Модель многофазной термической детонации. Исходная смесь: 1 — жидкий охладитель, 2 — капля расплава с паровой пленкой, 3 — пар охладителя. Смесь в плоскости Чепмена–Жуге (CJ): 4 — «ближний» охладитель (жидкость и пар), 5 — фрагменты расплава, 6 — «дальний» жидкий охладитель, 7 — «дальний» пар охладителя.

В таблице 4.5 приведены обозначения температур и массовых долей всех фаз, которые рассматриваются в настоящей модели термической детонации, для исходной смеси и для смеси в плоскости Чепмена–Жуге.

Следует отметить, что в плоскости Чепмена–Жуге «дальний» пар охладителя при определенных параметрах исходной смеси может перейти в двухфазное состояние. Тогда эта «фаза» будет описываться давлением p_1 и массовым паросодержанием f_{v1} . Точно также взаимодействующий «ближний» жидкий охладитель в плоскости Чепмена–Жуге может перейти в двухфазное состояние. Тогда эта «фаза» будет описываться давлением p_1 и массовым паросодержанием f_{ve1} .

С учетом обозначений, приведенных в таблице 4.5, удельные объемы смеси в исходном состоянии и в плоскости Чепмена–Жуге выражаются следующим образом:

Таблица 4.5. Параметры смеси в исходном состоянии и в плоскости Чепмена–Жуге

Фаза	T	x
Исходная неравновесная многофазная смесь		
Жидкий охладитель	T_{l0}	x_l
Пар охладителя	T_{v0}	x_v
Расплав	T_{m0}	x_m
Неравновесные фазы в плоскости Чепмена–Жуге		
«Дальний» жидкий охладитель	T_{l1}	$(1 - y_c)x_l$
«Дальний» пар охладителя	T_{v1}	$(1 - y_c)x_v$
Нефрагментированный расплав	T_{m1}	$(1 - y_m)x_m$
Равновесные фазы в плоскости Чепмена–Жуге		
«Ближний» жидкий охладитель	T_{e1}	$y_c x_l$
«Ближний» пар охладителя	T_{e1}	$y_c x_v$
Фрагментированный расплав	T_{e1}	$y_m x_m$

$$v_0 = x_m v_m(p_0, T_{m0}) + x_l v_l(p_0, T_{l0}) + x_v v_v(p_0, T_{v0}), \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned} v_1 = & (1 - y_m) x_m v_m(p_1, T_{m1}) + \\ & + (1 - y_c) [x_l v_l(p_1, T_{l1}) + x_v v_v(p_1, T_{v1})] + \\ & + y_m x_m v_m(p_1, T_{e1}) + y_c [x_l v_c(p_1, T_{e1}) + x_v v_c(p_1, T_{e1})]. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Если не участвующий во взаимодействии пар или участвующий во взаимодействии жидкий охладитель в плоскости Чепмена–Жуге находятся в равновесном двухфазном состоянии, то функции $v_v(p_1, T_{v1})$ и $v_c(p_1, T_{e1})$ в (4.36) заменяются на $v_c(p_1, f_{v1})$ и $v_c(p_1, f_{ve1})$, соответственно.

Вычислив таким образом удельный объем исходной смеси (4.35) и смеси в плоскости Чепмена–Жуге (4.36), приступим к формулировке модели.

Уравнения сохранения массы фаз

Поскольку в модели принято, что скорости фаз в плоскости Чепмена–Жуге равны, то равенства потоков масс фаз в исходном состоянии и в плоскости Чепмена–Жуге сводятся к равенствам массовых долей фаз.

«Дальний» жидкий охладитель:

$$((1 - y_c) x_1)_1 = ((1 - y_c) x_1)_0 = (1 - y_c) x_1. \quad (4.37)$$

«Дальний» пар охладителя:

$$((1 - y_c) x_v)_1 = ((1 - y_c) x_v)_0 = (1 - y_c) x_v. \quad (4.38)$$

Нефрагментированный расплав:

$$((1 - y_m) x_m)_1 = ((1 - y_m) x_m)_0 = (1 - y_m) x_m. \quad (4.39)$$

«Ближний» жидкий охладитель:

$$(y_c x_1)_1 = (y_c x_1)_0 = y_c x_1. \quad (4.40)$$

«Ближний» пар охладителя:

$$(y_c x_v)_1 = (y_c x_v)_0 = y_c x_v \quad (y_c x_v)_1 = (y_c x_v)_0 = y_c x_v. \quad (4.41)$$

Фрагментированный расплав:

$$(y_m x_m)_1 = (y_m x_m)_0 = y_m x_m. \quad (4.42)$$

Уравнение сохранения массы всей смеси имеет вид:

$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_0. \quad (4.43)$$

Уравнение сохранения импульса многофазной смеси

В зоне фрагментации расплава и межфазного взаимодействия происходят обмены импульсами фаз, что приводит к выравниванию скоростей фаз. Поэтому импульс каждой фазы меняется от исходного состояния до плоскости Чепмена–Жуге, но импульс всей смеси при этом сохраняется:

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2. \quad (4.44)$$

Уравнения сохранения энергии

Сформулируем уравнения сохранения энергии. Очевидно, что энергия всей смеси сохраняется при переходе от исходного состояния к состоянию в плоскости Чепмена–Жуге. Из этого следует уравнение (4.42), которое в нашем случае примет вид

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_0 + \frac{u_0^2}{2}. \quad (4.45)$$

Из уравнений (4.43), (4.44) и (4.45) следует уравнение адиабаты Гюгоньо, которое для рассматриваемого случая принимает вид

$$p_1 - p_0 - 2 \frac{h_1 - h_0}{v_1 + v_0} = 0. \quad (4.46)$$

Однако уравнений (4.45) и (4.46) недостаточно для замыкания всей системы и построения адиабаты Гюгоньо. Дополнительные уравнения получаются после принятия ряда допущений.

Из всей многофазной смеси в плоскости Чепмена–Жуге условно выделим в отдельную «равновесную» смесь «ближний» охладитель и фрагментированный расплав, которые имеют одинаковую температуру T_{e1} , то есть находятся в термическом равновесии. После этого выделим в исходной смеси ту часть охладителя (ее массовая доля $y_c(x_1 + x_v)$), которая в плоскости Чепмена–Жуге превратится в «ближний» охладитель, и ту часть расплава (ее массовая доля $y_m x_m$), которая будет фрагментирована. Будем полагать, что при переходе всей многофазной смеси из исходного состояния в состояние в плоскости Чепмена–Жуге энергия «равновесной» смеси сохраняется, что означает пренебрежение теплообменом с «дальним» охладителем и нефраgmentированным расплавом. В результате получается следующее уравнение сохранения

энергии для «равновесной» смеси:

$$\begin{aligned}
 & y_m x_m \left[h_m(p_1, T_{e1}) + \frac{u_1^2}{2} \right] + y_c x_l \left[h_c(p_1, T_{e1}) + \frac{u_1^2}{2} \right] + \\
 & + y_c x_v \left[h_c(p_1, T_{e1}) + \frac{u_1^2}{2} \right] = \\
 & = y_m x_m \left[h_m(p_0, T_{m0}) + \frac{u_0^2}{2} \right] + y_c x_l \left[h_l(p_0, T_{l0}) + \frac{u_0^2}{2} \right] + \\
 & + y_c x_v \left[h_v(p_0, T_{v0}) + \frac{u_0^2}{2} \right].
 \end{aligned} \tag{4.47}$$

Если участвующий во взаимодействии охладитель находится в двухфазном состоянии, то в (4.47) величину $h_c(p_1, T_{e1})$ следует заменить на $h_c(p_1, f_{ve1})$, где f_{ve1} – массовая доля пара в двухфазной парожидкостной смеси охладителя.

Преобразуем уравнение (4.47):

$$\begin{aligned}
 & y_m x_m h_m(p_1, T_{e1}) + y_c x_l h_c(p_1, T_{e1}) + y_c x_v h_c(p_1, T_{e1}) - \\
 & - y_m x_m h_m(p_0, T_{m0}) - y_c x_l h_l(p_0, T_{l0}) - \\
 & - y_c x_v h_v(p_0, T_{v0}) = (y_m x_m + y_c x_l + y_c x_v) \left[\frac{u_0^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \right].
 \end{aligned} \tag{4.48}$$

С учетом (4.45) и (4.46), уравнение (4.48) примет вид:

$$\begin{aligned}
 & y_m x_m h_m(p_1, T_{e1}) + y_c x_l h_c(p_1, T_{e1}) + y_c x_v h_c(p_1, T_{e1}) - \\
 & - y_m x_m h_m(p_0, T_{m0}) - y_c x_l h_l(p_0, T_{l0}) - \\
 & - y_c x_v h_v(p_0, T_{v0}) = (y_m x_m + y_c x_l + y_c x_v) \Delta h,
 \end{aligned} \tag{4.49}$$

где приращение энтальпии смеси определяется из уравнения адиабаты Гюгонно

$$\Delta h = \frac{1}{2} (p_1 - p_0) (v_0 + v_1). \tag{4.50}$$

Таким образом, уравнение (4.49) выражает сохранение энергии участвующих в термическом взаимодействии расплава и охладителя.

Теперь рассмотрим эволюцию энергии не участвующих в термическом взаимодействии фаз («дальний» охладитель и нефрагментированный расплав). Согласно принятому условию равенства скоростей фаз в плоскости Чепмена–Жуге они имеют одинаковые скорости в этом месте, что означает, что в зоне фрагментации вследствие межфазного трения скорости выравниваются, при этом происходит изменений энергии каждой фазы. Но такие изменения энергии фаз малы по сравнению с изменениями энергий вследствие теплообмена. Поскольку в настоящей модели учитывается только теплообмен между «ближним» охладителем и фрагментированным расплавом, а теплообменом между остальными фазами пренебрегается, то это позволяет пренебречь изменениями энергии фаз и вследствие межфазного трения. Поэтому будем полагать, что при переходе из начальной смеси в смесь в плоскости Чепмена–Жуге энергии «дальнего» охладителя и нефрагментированного расплава сохраняются.

Уравнения сохранения энергии для «дальнего» пара охладителя примут следующий вид:

для перегретого пара

$$h_v(p_1, T_{v1}) + \frac{u_1^2}{2} = h_v(p_0, T_{v0}) + \frac{u_0^2}{2}, \quad (4.51)$$

для насыщенной пароводяной смеси

$$h_v(p_1, f_{v1}) + \frac{u_1^2}{2} = h_v(p_0, T_{v0}) + \frac{u_0^2}{2}, \quad (4.52)$$

где f_{v1} — массовая доля пара в насыщенной двухфазной смеси.

С учетом (4.45) и (4.50) уравнения (4.51) и (4.52) примут вид:

для перегретого пара

$$h_v(p_1, T_{v1}) - h_v(p_0, T_{v0}) = \Delta h, \quad (4.53)$$

для насыщенной пароводяной смеси

$$h_v(p_1, f_{v1}) - h_v(p_0, T_{v0}) = \Delta h. \quad (4.54)$$

Аналогично получают уравнения энергии и для других фаз:

для «дальнего» жидкого охладителя

$$h_l(p_1, T_{l1}) - h_l(p_0, T_{l0}) = \Delta h, \quad (4.55)$$

для нефрагментированного расплава

$$h_m(p_1, T_{m1}) - h_m(p_0, T_{m0}) = \Delta h. \quad (4.56)$$

4.4.2. Метод решения

Для решения уравнений, сформулированных в предыдущем разделе, была разработана следующая процедура, с помощью которой определялись неизвестные параметры на адиабате Гюгонио:

1. Задается значение давления P_i для новой точки на адиабате Гюгонио;
2. По этому значению давления P_i и значениям температур фаз $T_{m1,i}^n$, $T_{l1,i}^n$, $T_{v1,i}^n$, $T_{e,i}^n$, полученным на предыдущей итерации, с помощью уравнения (4.36) определяется значение удельного объема смеси v_1 ;
3. Методом бисекции определяются новые значения температур фаз $T_{m1,i}^{n+1}$, $T_{l1,i}^{n+1}$, $T_{v1,i}^{n+1}$, $T_{e,i}^{n+1}$ по формулам (4.37)–(4.41);
4. Шаги 2 и 3 повторяются вплоть до сходимости значений температуры фаз с заданной точностью;
5. Переход к следующей точке по давлению на адиабате Гюгонио, p_{i+1} и выполнение шагов 2–4 для вычисления параметров этой точки.

Если «дальний» охладитель находится в двухфазном состоянии, то $T_{l1,i}^n = T_s(p_i)$ и вычисляется уже массовая доля пара $f_{v1,i}^n$. Точно так же, если «ближний» охладитель находится в двухфазном состоянии, то вычисляется величина $f_{ve1,i}^n$ из уравнения $T_{e,i}^n = T_s(p_i)$.

Данная процедура решения отличается от процедуры, разработанной в [21], и является более универсальной.

4.4.3. Свойства расплава и охладителя

Расчеты стратифицированных паровых взрывов на основе настоящей модели термической детонации были выполнены для условий эксперимента PULiMS E6 с эвтектической смесью $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--WO}_3$ и водой в качестве охладителя [40]. Следующие соотношения были использованы для свойств участвующих компонентов смеси (расплав, вода, пар).

Предполагалось, что расплав является несжимаемым, его энтальпия определялась с учетом скрытой теплоты плавления:

$$v_m(p, T) = \rho_m^{-1} = \text{const}, \quad (4.57)$$

$$h_m(p, T) = \begin{cases} \frac{p-p_0}{\rho_m} + \int_{T_0}^{T_{fm}} c_{pm} dT + \Delta h_{fm} + \int_{T_{fm}}^T c_{pm} dT, & T > T_{fm} \\ \frac{p-p_0}{\rho_m} + \int_{T_0}^T c_{pm} dT, & T < T_{fm} \end{cases} \quad (4.58)$$

Значения теплоемкости и скрытой теплоты плавления были взяты равными средним из диапазонов этих параметров, приведенных в работе [39]: $c_{pm} = 380$ Дж/(кг·К), $\Delta h_{mf} = 155$ кДж/кг. Плотность расплава была принята за $\rho_m = 7811$ кг/м³. Если точка на адиабате Гюгонио соответствовала двухфазному состоянию расплава, то его энтальпия и плотность вычислялись с учетом доля жидкого расплава в общей массе всего расплава. Для вычисления свойств пара и воды использовались формуляции [26].

4.4.4. Анализ стратифицированного парового взрыва методом «частичных» адиабат Гюгонио

Модель термической детонации была применена к анализу эксперимента PULiMS E6 [40]. Этот эксперимент был выбран потому, что в нем был зарегистрирован только один паровой взрыв, в остальных экспериментах происходило два последовательных взрыва, что усложняет анализ.

Свободными параметрами модели «частичных» адиабат Гюгонио являются массовая доля фрагментированного расплава y_m и массовая доля «ближнего» охладителя y_c . Кроме того, в области перемешанной смеси расплава с охладителем (которая рассматривается как исходная смесь) всегда существует некоторое количество пара φ_0 (определяемое здесь как отношение объема, занимаемого паром, к объему пароводяной смеси), поскольку сам взрыв происходит с некоторой задержкой после подачи расплава в бассейн с водой, что приводит к образованию некоторого количества пара вследствие вскипания воды при контакте с высокотемпературным расплавом. Поскольку эта величина довольно

неопределенная, то в первую очередь был выполнен параметрический анализ влияния этой величины.

На рис. 4.27 показаны адиабаты Гюгонио (сплошные линии) и линии Рэлея–Михельсона (штриховые линии) для условий эксперимента PULiMS E6; начальная объемное паросодержание варьировалась в диапазоне 5–25%. Точки касания линий Рэлея–Михельсона с адиабатами Гюгонио (показаны открытой точкой) определяют точки Чепмена–Жуге, что позволяет найти параметры термической детонации (парового взрыва).

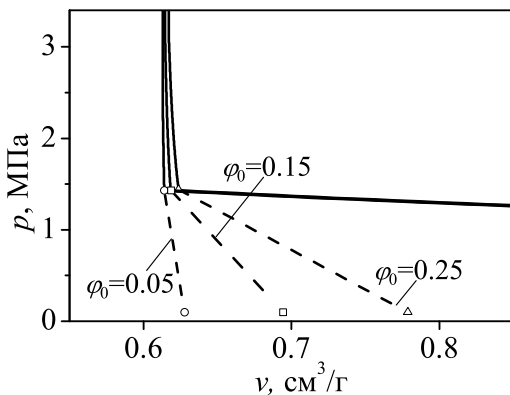


Рис. 4.27. Влияние начального объемного паросодержания φ_0 на параметры парового взрыва ($y_m = 0.2$, $y_c = 0.2$).

Из рис. 4.27 следует, что начальное объемное паросодержание влияет, прежде всего, на скорость термической детонации, которая определяется наклоном линии Рэлея–Михельсона, тогда как давление в точке CJ практически не зависит от начального объемного паросодержания. Небольшое влияние начального объемного паросодержания на величину давления парового взрыва для экспериментальных условий PULiMS E6 также отмечалось в [41]. Возможно, слабое влияние начального объемного паросодержания связано с малостью массы пара относительно массы жидкой воды. В плоскости Чепмена–Жуге пар конденсируется и из-за его малой массы, вклад этого конденсата в общие объем и энтальпию воды незначителен. В связи с этим далее влияние объемного паросодержания не изучалось.

На рис. 4.28 представлено влияние массовой доли «ближнего» охладителя на характеристики взрыва при параметрах $\varphi_0 = 0.15$ и $y_m = 0.2$. Можно видеть, что с увеличением доли «ближнего» охладителя давление взрыва в точке Чепмена–Жуге уменьшается, и скорость волны детонации (равная наклону линии Рэлея–Михельсона) также уменьшается.

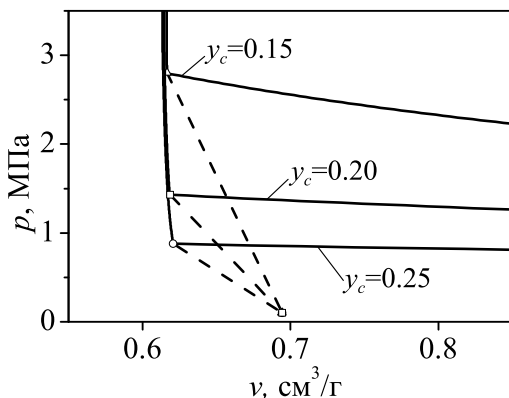


Рис. 4.28. Влияние доли «ближнего» охладителя ($y_m = 0.2$, $\varphi_0 = 0.15$).

На рис. 4.29 показаны аналогичные результаты при изменении массовой доли фрагментированного расплава. Получен довольно очевидный результат, что давление, развивающееся из-за взрыва пара, увеличивается с ростом величины y_m .

В таблице 4.6 приведены параметры эксперимента PULiMS E6 [40]. Величина массы воды, которую взрыв привел в движение, необходима для оценки кинетической энергии и коэффициента конверсии. Точная масса такой воды не измерялась в эксперименте; поэтому экспериментаторы представили результаты, полученные с двумя различными массами воды (21 кг и 47 кг). Это массы двух цилиндров воды, находящихся над расплавом с диаметрами 0.4 м и 0.6 м, соответственно. Первое значение (0.4 м) соответствует площади растекания расплава по дну бассейна, зарегистрированной термопарой. Это значение представляется наиболее вероятным, поэтому оно используется в дальнейшем. Тепловая энергия расплава определяется по свойствам, приведенным в разделе 4.4.3.

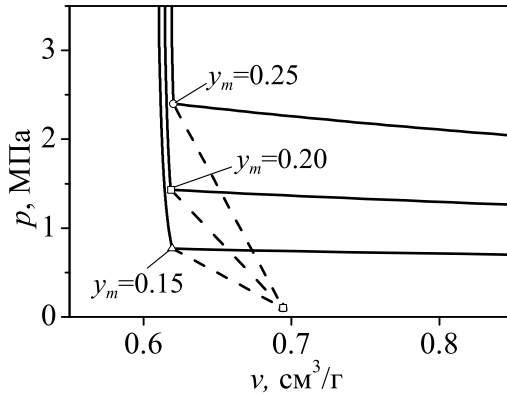


Рис. 4.29. Влияние доли участвующего расплава ($y_c = 0.2$, $\varphi_0 = 0.15$).

Определение параметров взрыва с помощью метода «частичных» адиабат Гюгонио позволило оценить коэффициент конверсии, который вычислялся из соотношений [11]:

$$\eta = \frac{W}{E_t}, \quad (4.59)$$

где работа расширения

$$W = m_m (e_{m1} - e_{m2}) + m_w (e_{w1} - e_{w2}) + (m_m + m_w) \frac{(u_0 - u_1)^2}{2} - W_c. \quad (4.60)$$

Здесь индекс «2» означает конечное состояние, которое наступает после изэнтропического расширения смеси из состояния в плоскости Чепмена–Жуге до исходного давления p_0 .

Работа сжатия на ударной волне W_c равна

$$W_c = (m_m + m_w) p_1 (v_0 - v_1). \quad (4.61)$$

Тепловая энергия расплава равна

$$E_t = m_m [c_p (T_{m1} - T_{w1}) + \Delta h_{mf}]. \quad (4.62)$$

Таблица 4.6. Параметры эксперимента PULiMS E6 [40]

Расплав		
Материал	-	$\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-WO}_3$
Масса	кг	78.1
Масса в момент взрыва	кг	19
Объем	л	10
Объем в момент взрыва	л	2.4
Температура	$^{\circ}\text{C}$	1049
Вода		
Масса	кг	400
Масса движущейся воды	кг	21
Объем	л	400
Объем движущейся воды	л	21
Температура	$^{\circ}\text{C}$	75
Смесь		
Давление	МПа	0.1
Объемная доля расплава в момент взрыва	—	0.101
Взрыв		
Пиковое давление	МПа	4.3
Тепловая энергия расплава	МДж	10.5
Кинетическая энергия	кДж	224
Коэффициент конверсии	%	2.1

Время расширения слишком мало, чтобы расплав передал свою тепловую энергию в этом процессе, поэтому $e_{m1} - e_{m2} = 0$.

Сначала эксперимент PULiMS E6 был рассчитан на основе классической модели адиабат Гюгонио для многофазной термической детонации [1]. Из-за принятого в этой модели допущения о полной фрагментации расплава было получено очень консервативное значение для коэффициента конверсии, 13%, что намного превышает значение, оцененное в эксперименте. При этом вычисленное в расчете пиковое давление (1.5 МПа) оказалось намного ниже экспериментального. Недав-

няя работа [42], в которой анализировались методом адиабат Гюгоньо эксперименты [31] также показала, что модель, основанная на таком допущении, дает консервативные значения коэффициента конверсии.

Дальнейшее моделирование проводилось по модели, изложенной в разделе 4.4.4, при этом варьировались свободные параметры модели y_c и y_m с целью изучения их влияния и возможностей приблизиться к экспериментальным результатам. Результаты выполненных параметрических расчетов представлены на рис. 4.30 и 4.31, где показано влияние каждого параметра на давление в плоскости Чепмена–Жуге и коэффициент конверсии. На каждом графике нанесено семейство из трех кривых, соответствующих минимальным, медианным и максимальным значениям соответствующих параметров модели. Кривые демонстрируют возможный разброс данных из-за неопределенности, связанной с этим параметром (для оставшегося параметра было принято среднее значение; его числовое значение приведено в подписи к рисункам). Экспериментальные значения показаны на каждом графике штриховыми горизонтальными линиями.

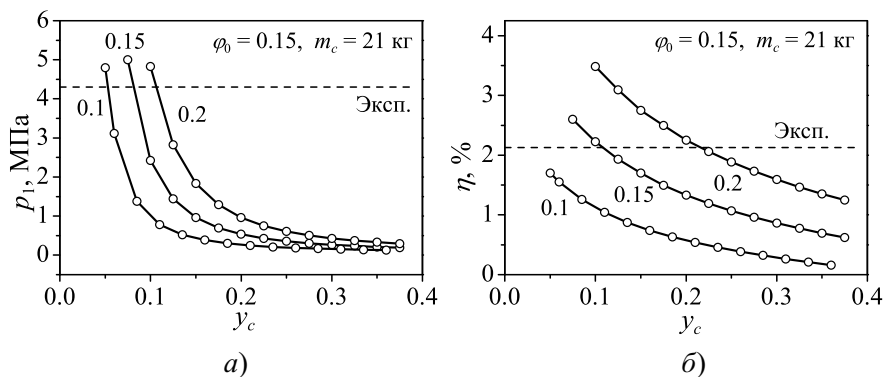


Рис. 4.30. Зависимость давления (а) и коэффициента конверсии (б) от массовой доли участвующего теплоносителя y_c , полученная при указанных значениях y_m (0.1, 0.15, 0.2) и фиксированном φ_0 для $m_c = 21$ кг.

Результаты, представленные на рис. 4.30, демонстрируют влияние массовой доли теплоносителя в зоне взрыва y_c при различных долях

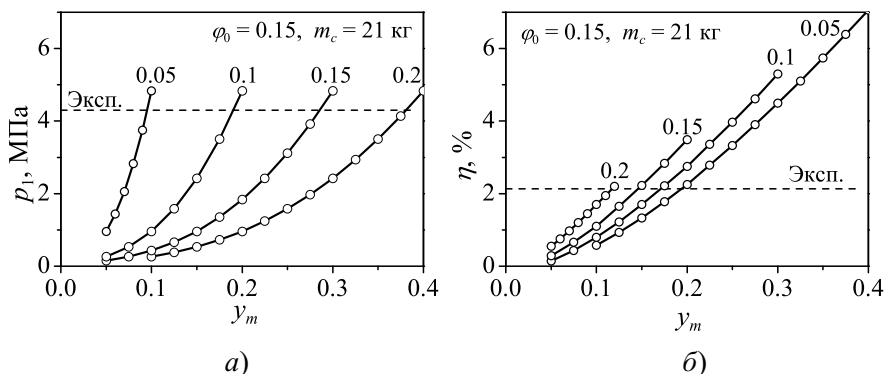


Рис. 4.31. Зависимости давления (а) и коэффициента конверсии (б) от массовой доли фрагментированного расплава y_m , полученные при указанных значениях u_c (0.05, 0.1, 0.15, 0.2) и фиксированном φ_0 для $m_c = 21$ кг.

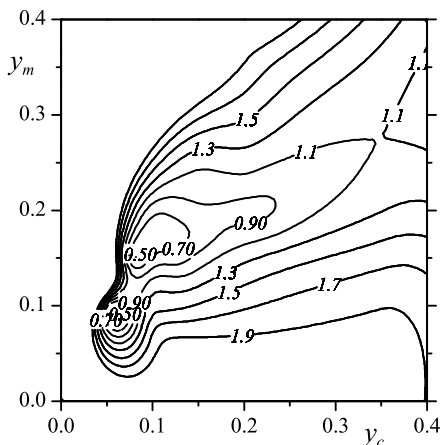
фрагментации расплава (указано для каждой кривой) и фиксированного значения начального объемного паросодержания $\varphi_0 = 0.15$ для $m_c = 21$ кг. В соответствии с результатами, показанными на рис. 4.28, давление взрыва увеличивается с уменьшением массы захваченного теплоносителя. Как и следует ожидать, более высокие значения доли фрагментации расплава дают более высокое давление взрыва и коэффициент конверсии.

На рис. 4.31 показано влияние параметра y_m при фиксированном объемном паросодержании для разных значений параметра u_c (указано для каждой кривой). Рисунок 4.31 демонстрирует увеличение интенсивности взрыва с увеличением доли фрагментированной массы.

Отклонение расчетных параметров от экспериментальных в зависимости от значений свободных параметров модели y_m и u_c представлено на рис. 4.32. Отклонение характеризуется следующей функцией:

$$F(u_c, y_m) = \frac{|p_{exp} - p_2(u_c, y_m)|}{p_{exp}} + \frac{|\eta_{exp} - \eta_2(u_c, y_m)|}{\eta_{exp}}. \quad (4.63)$$

На рис. 4.32 наблюдаются две области локального минимума: 1) $u_c = 0.05 - 0.07$; $y_m = 0.08 - 0.10$; 2) $u_c = 0.08$; $y_m = 0.15$. Эти

Рис. 4.32. Функция $F(y_c, y_m)$.

значения соответствуют массам расплава 1.52–1.9 кг для первой области и 2.85 кг для второй области и массе теплоносителя 1.05–1.47 кг для первой области и 1.68 кг для второй области.

В [41] на основе параметрического анализа эксперимента PULiMS E6 с использованием кода MC3D было определено, что 2.3 ± 0.5 кг расплава (начальный размер капли расплава 3 мм) участвуют во взрыве, то есть 1.8–2.8 кг расплава, что достаточно хорошо согласуется с результатами, полученными в излагаемой работе [42]. В работе [41] было получено, что для капель расплава с большим начальным диаметром 10 мм в перемешанной зоне должно быть 5 кг расплава. Однако необходимо отметить, что модель кода MC3D учитывает кинетику фрагментации и, по-видимому, крупные капли диаметром 10 мм, в отличие от капель размером 3 мм, не полностью превращаются в фрагменты, то есть в действительности меньше чем 5 кг расплава участвует во взрыве.

Количество воды, термически взаимодействующей с расплавом, в работе [41] не приводится. По данным, представленным в [41], невозможно оценить это значение, хотя там даны геометрические размеры предварительно перемешанных слоев смеси. Наши оценки воды в предварительно перемешанных слоях дают значения в диапазоне 1–9 кг. Однако в модели кода MC3D принимается во внимание, что тем-

пература охлаждающей жидкости в зоне взаимодействия может быть неоднородной, некоторая часть тепла от фрагментированного расплава расходуется на образование пара на границе раздела пар–жидкость в условиях термической неравновесности. Такой неравномерный нагрев охлаждающей жидкости можно интерпретировать как то, что только некоторая часть охлаждающей жидкости непосредственно участвует во взаимодействии. В работе [42] полученная оценка для теплоносителя в зоне взаимодействия, равная 1.05–1.68 кг, близка к нижней границе в 1 кг, что указывает на то, что в действительности только около 1 кг воды действительно взаимодействует с расплавом. Таким образом, можно сделать вывод, что величины участвующих во взрыве массы воды и массы расплава, вычисленные в [42], достаточно хорошо количественно согласуются с данными [41].

Как уже упоминалось при обсуждении рис. 4.27, начальное объемное паросодержание в основном влияет на скорость детонации, определяемую углом наклона линии, касательной к адиабате. Из характерной ширины показания силового датчика, $\Delta t = 5.0\text{--}5.7$ мс, приведенной в работе [40], можно оценить скорость детонации, наблюдавшуюся в эксперименте, $V = D/\Delta t$ (где $D = 0.4$ м — диаметр зоны растекания расплава) диапазоном 70–80 м/с. На рис. 4.33 представлена расчетная зависимость скорости детонации от объемного паросодержания, экспериментальный диапазон показан штриховыми линиями. Из рис. 4.33 следует, что модель «частичных» адиабат Гюгонио предсказывает величину объемного паросодержания в эксперименте около 0.5.

Также были выполнены расчеты других экспериментов PULiMS и SES [40] по разработанной в [42] модели, однако полученные результаты значительно отличались от экспериментальных данных. Данное расхождение скорее всего связано с тем, что в каждом из этих экспериментов наблюдались два последовательных паровых взрыва, происходящих с определенным интервалом времени. Очевидно, что начальные условия для второго взрыва отличались от условий для первого взрыва, что не может быть учтено в модели.

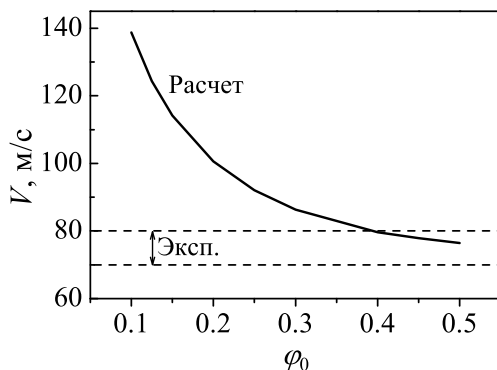


Рис. 4.33. Расчетная зависимость скорости детонации от объемного паросодержания (сплошная линия) и экспериментальный диапазон этой величины (штриховые линии).

Литература к главе 4

1. Board S.J., Hall R.W., Hall R.S. Detonation of fuel coolant explosions. *Nature*, 1975, V. 254, P. 319–321.
2. Зельдович Я.Б., Компанец А.С. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955, 268 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986, 736 с.
4. Scott E. F., Berthoud G. J. Multiphase thermal detonation. *Proceedings of Topics in Two-phase Heat Transfer and Flow ASME Conference*. 1978, New York, USA, P. 11–16.
5. Sharon A., Bankoff S.G. Propagation of shock waves through a fuel/coolant mixture. *Proceedings of Topics in Two-phase Heat Transfer and Flow ASME Conference*. 1978, New York, USA. P. 51–76.
6. Sharon A., Bankoff S.G. On the existence of steady supercritical plane thermal detonations. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1981, V. 24, P. 1561–1572.
7. Condiff D.W. Contributions concerning quasi-steady propagation of thermal detonations through dispersion of hot liquid fuel in cooler

- volatile liquid coolants. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1982, V. 25, P. 87–98.
8. Bürger M., Carachalios C., Kim D.S., Unger H. Theoretical investigations of the fragmentation of drops of melt with respect to the description of thermal detonations (vapor explosions) and their application in the code FRADEMO. Commission of the European Communities. Nuclear Science and Technology. Report No. EUR 10660 EN, 1986, 257 p.
 9. Гельфанд Б.Е., Бартенев А.М., Фролов С.М. Расчет взрывного взаимодействия в системе расплавленный металл-охладитель в модели термической детонации. *Физика горения и взрыва*, 1991, Т. 27, № 5, С. 122–130.
 10. Frost D.L., Lee J.H.S., Ciccarelli G. The use of Hugoniot analysis for the propagation of vapor explosion waves. *Shock Waves*, 1991, V. 1, P. 99–110.
 11. Bang K.H. Thermodynamic analysis of vapor explosion phenomena. *Journal of the Korean Nuclear Society*, 1993, V. 25(2), P. 265–275.
 12. Hicks E.P., Menzies D.C. Theoretical studies on the fast reactor maximum accidents. Argonne National Laboratory Report No. ANL-7120, 1965, P. 654–670.
 13. Hall A.N. Outline of a new thermodynamic model of energetic fuel-coolant interactions. *Nucl. Eng. Design*, 1988, V. 109, P. 407–415.
 14. Board S.J., Hall R.W. Propagation of thermal explosions. Part 2: A theoretical model. Central Electricity Generating Board Report RD/B/N3249, 1974.
 15. Shamoun B.I., Corradini M.L. Analysis of supercritical vapor explosions using thermal detonation wave theory. Proceedings of the 7th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-7), 1995, P. 1634–1652.
 16. Shamoun B.I., Corradini M.L. Analytical study of subcritical vapor explosions using thermal detonation wave theory. *Nuclear Technology*, 1996, V. 115(1), P. 35–45.
 17. Yoshizawa Y. Applicability of the ZND detonation model to vapor explosion. *J. Nuclear Science and Technology*, 1997, V. 34(12), P. 1121–1126.

18. Yuen W. W., Theofanous T. G. On the existence of multiphase thermal detonations. *Int. J. Multiphase Flow*, 1999, V. 25(6), P. 1505–1519.
19. Yuen, W. W., Chen X., Theofanous T.G. On the fundamental microinteractions that support the propagation of steam explosions. *Nucl. Eng. Design*, 1994, V. 146, P. 133–146.
20. Chen X., Yuen W.W., Theofanous T.G. On the constitutive description of the microinteractions concept in steam explosions. *Nucl. Eng. Design*, 1997, V. 177, P. 303–319.
21. Kolev N.I. *Multiphase flow dynamics. Vol. 1. Fundamentals.* Springer, 2015, 840 p.
22. Безносков А. В., Бокова Т. А. Оборудование энергетических контуров с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями в атомной энергетике. Н.Н.: Нижегород. гос. техн. ун-т им. П.Е. Алексеева, 2012, 536 с.
23. Iskhakov A. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Hugoniot analysis of energetic molten lead-water interaction. *Annals of Nuclear Energy*, 2019, V. 129, P. 437–449.
24. Безносков А. В., Пинаев С. С., Давыдов Д. В., Молодцов А. А., Бокова Т. А., Мартынов П. Н., Рачков В. И. Экспериментальные исследования характеристик контактного теплообмена свинцовый теплоноситель-рабочее тело. *Атомная энергия*, 2005, Т. 98, № 3, С. 182–187.
25. NIST Chemistry Webbook [Электронный ресурс]. URL: <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid>.
26. IAPWS. The International Association for the Properties of Water and Steam [Электронный ресурс]. URL: <http://www.iapws.org>.
27. Sobolev V. Database of thermophysical properties of liquid metal coolants for GEN-IV. Sodium, lead, lead-bismuth eutectic (and bismuth). 2010. Boeretang, Belgium. 175 p.
28. Handbook on lead-bismuth eutectic alloy and lead properties, materials compatibility, thermal-hydraulics and technologies. Nuclear Energy Agency OECD, 2015, 950 p.
29. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М.: Металлургия, 1989, 384 с.
30. Valencia J.J. Thermophysical properties. ASM Handbook. Vol. 15. Casting ASM Handbook Committee, 2008, P. 468–481.

31. Cheng S., Matsuba K., Isozaki M., Kamiyama K., Suzuki T., Tobita Y. An experimental study on local fuel-coolant interactions by delivering water into a simulated molten fuel pool. *Nucl. Eng. Design*, 2014, V. 275, P. 133–141.
32. Cheng S., Matsuba K., Isozaki M., Kamiyama K., Suzuki T., Tobita Y. The effect of coolant quantity on local fuel-coolant interactions in a molten pool. *Annals of Nuclear Energy*, 2015, V. 75, P. 20–25.
33. Cheng S. Matsuba K., Isozaki M., Kamiyama K., Suzuki T., Tobita Y. SIMMER-III analyses of local fuel-coolant interactions in a simulated molten fuel pool: effect of coolant quantity. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2015, Article ID 964327, 14 p.
34. Lipchitz A., Harvel G., Sunagawa T. Determination of specific heat of eutectic In-Bi-Tin liquid metal alloys as a test material for liquid metal-cooled applications. *Applied Mechanics and Materials*, 2013, V. 420, P. 185–193.
35. Morando C., Fornaro O., Garbellini O., Palacio H.A. Thermal properties of Sn-based solder alloys. *Journal of Materials Science Materials in Electronics*, 2014, V. 25(8), P. 3440–3447.
36. McCahan S., Shepherd J.E. Models of rapid evaporation in nonequilibrium mixture of tin and water. *Proceedings of 13th ICDERS Meeting*. July 18-August 2. 1991. Nagoya, Japan.
37. Dinh T.N. Multiphase flow phenomena of steam generator tube rupture in a lead-cooled reactor system: a scoping analysis. *Proceedings of ICAPP 2007*. May 13–18, 2007, Nice, France, Paper No. 7497.
38. Konovalenko A., Karbojian A., Kudinov P. Experimental results on pouring and underwater liquid melt spreading and energetic melt-coolant interaction. *Proceedings of The 9th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-9)*. Kaohsiung, Taiwan, September 9-13, 2012, Paper N9P0303.
39. Grishchenko D., Konovalenko A., Karbojian A., Kudinova V., Bechta S., Kudinov P. Insight into steam explosion in stratified melt-coolant configuration. *Proceedings of 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, NURETH-15*, May 12-17, Pisa, Italy, 2013, Paper 599.

40. Kudinov P., Grishchenko D., Konovalenko A., Karbojian A. Premixing and steam explosion phenomena in the tests with stratified melt-coolant configuration and binary oxidic melt simulants materials. *Nucl. Eng. Design*, 2017, V 314, P. 182–197.
41. Leskovaar M., Centrih V., Uršič M. Simulation of steam explosion in stratified melt coolant configuration. *Nucl. Eng. Design*, 2016, V. 296, P. 19–29.
42. Iskhakov A. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I., Yakush S. E., Le T. C. Hugoniot analysis of experimental data on steam explosion in stratified melt-coolant configuration. *Nucl. Eng. Design*, 2019, V. 347, P. 151–157.
43. Jo H., Wang J., Corradini M. Stratified steam explosion energetics. *Nuclear Engineering and Technology*, 2019, V. 51, P. 95–103.
44. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Часть I. М.: Наука, 1987, 464 с.
45. Fletcher D. F. An improved mathematical model of melt water detonations — I. Model formulation and example results. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1991, V. 34(10), P. 2435–2448.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая монография посвящена физическим основам парового взрыва, в ней были изложены основные представления о ключевых процессах, реализация которых создает условия и приводит к возникновению быстрой трансформации тепловой энергии расплава в механическую работу расширения продуктов взрыва. Многие явления, возникающие при паровом взрыве, удивительно красивы и неожиданны. В качестве примера можно вспомнить синхронный механизм перемешивания расплава с охладителем в их стратифицированной конфигурации. В этом случае волны давления из взрывной зоны проникают в исходную систему и «организуют» перемешивание компонент взрыва, подготавливая дальнейшее распространение взрывной волны.

Наличие высокотемпературного расплава рядом с водяным паром и водой приводит к образованию редко встречающегося объекта — пузырька перегретого пара в недогретой воде. Оказывается, что такой пузырек ведет себя как кавитационный — стремительно схлопывается, производя мощную струйку воды, «выстреливающую» в расплав, извергая из него брызги, как колесо автомобиля, проезжающего лужу. Эксперименты показывают, что небольшого отрезка времени, когда брызги расплава оказываются в воде, достаточно для реализации мощного парового взрыва.

Техника адиабат Гюгонио давно зарекомендовала себя эффективным методом оценок энергетических характеристик химических взрывов. Применение этого метода в теории парового взрыва позволило, не прибегая к исследованию сложных детальных механизмов фрагментации расплава и его теплообмена с охладителем, получить ясные представления о важных особенностях взрывного термического взаимодей-

ствия для системы «жидкий свинец–вода» и для случая стратифицированной конфигурации расплава с охладителем.

Пленочное кипение, то есть теплообмен нагретой поверхности с жидкостью через паровую пленку, прилегающую к этой поверхности, в теории парового взрыва играет исключительную роль не только как стабилизирующий фактор существования перемешанной смеси расплава с охладителем, ограничивающий скорость теплоотвода от расплава, но и механизм, влияющий на устойчивость системы «расплав–пар–жидкий охладитель», в частности — на фрагментацию струи расплава в охладителе.

Все эти вопросы были изложены в настоящей книге. Однако для практики недостаточно понимания закономерностей исследуемых процессов: конструкторам и проектировщикам промышленных установок, в первую очередь — АЭС, требуются расчетные инструменты, позволяющие точно оценить последствия парового взрыва в многообразных индустриальных ситуациях. Для этого разрабатываются специальные расчетные коды, реализующие численными методами математические модели термического взаимодействия расплавов и охладителей в конкретных промышленных условиях.

Такие расчетные коды стали создаваться на рубеже 80-х–90-х годов XX века в связи с необходимостью выполнения анализов безопасности АЭС при тяжелых авариях с плавлением активной зоны ядерного реактора. Для их создания использовался уже существовавший математический аппарат механики многофазных сред (многожидкостный подход). Наполнение этих кодов «физикой» многофазных процессов, реализующихся при термическом взаимодействии, то есть описанием межфазного взаимодействия (фрагментация струи расплава в охладителе, распад капель расплава в среде двухфазного охладителя на несколько капель меньшего размера или, наоборот, тонкая фрагментация капель расплава на множество мелких фрагментов, различные формы теплопередачи от расплава в охладитель, межфазное трение, режимы течения многофазной среды и т.п.) началось с момента их появления и продолжается до настоящего времени. При этом используются результаты многочисленных исследований двухфазных течений и специальных, как правило, международных научных экспериментальных программ, посвященных

изучению термического взаимодействия расплава с охладителем, таких как KROTOS, FARO, TROI.

Разработка подобных «многофазных» кодов потребовала решения ряда принципиальных вопросов, одним из которых явилась дилемма между эйлеровым и лагранжевым подходами к описанию рассматриваемых процессов. На начальных этапах разработки многофазных кодов расплав моделировался с помощью одной или более (в случае отдельного описания твердых частиц) эйлеровых фаз. При этом расплав может быть как сплошным, так и дисперсным, в зависимости от его локальной объемной доли.

Однако данный подход достаточно сложно применять для различных конфигураций, возникающих на стадии перемешивания расплава и охладителя, которые включают в себя следующие составляющие:

- непрерывная фаза (как правило, струя),
- крупные капли расплава (от 1 мм до нескольких см), наиболее важная часть расплава с точки зрения развития парового взрыва,
- мелкие частицы (затвердевшие, ~ 100 мкм), образующиеся при дроблении крупных капель, которые находятся в квазиравновесном состоянии с водой во время перемешивания,
- крупные затвердевшие частицы, они не участвуют во взрыве, но влияют на теплообмен,
- пористая структура, которая образуется после завершения взаимодействия расплава с водой.

Описание этих конфигураций представляет собой трудную задачу, и на сегодняшний день ни в одном коде они все вместе не моделируются.

Однако, увеличение количества фаз может быть не самым правильным решением для адекватного описания исследуемого процесса, поскольку оно существенно усложняет структуру кода. Многие разработчики идут по пути упрощения такого сложного подхода, применяя разные способы:

- лагранжево описание крупных частиц,
- введение отдельной сплошной фазы для струи и частично для пористой структуры,

- введение специальной фазы для мелких частиц расплава, находящихся в равновесии с водой,
- разделение расплавленного и затвердевшего топлива (для эйлера описания).

В ряде кодов для описания динамики струи не вводится специальная фаза, а используется карта режимов течения многофазной смеси, когда одна и та же фаза описывает в зависимости от режима течения, как капли расплава, так и струю расплава.

Для всех исследователей очевидна важность точного описания поведения расплава. Однако имеющее место существенное различие в подходах к этому описанию дает повод для дискуссии относительно того какие физические процессы требуют первоочередного детального описания, а какие допускают упрощенного моделирования, в частности, надо ли моделировать сплошную фазу расплава или нет.

Эти и многие другие важные вопросы создания расчетных кодов для моделирования паровых взрывов в промышленных объектах предполагалось осветить в настоящей монографии. Однако объем материала оказался слишком большим, поэтому авторы приняли решение написать отдельную книгу на эту тему, а настоящее заключение можно рассматривать как мостик к будущей монографии.

FLUID MECHANICS AND THERMAL PHYSICS OF STEAM EXPLOSIONS

by

V. I. Melikhov, O. I. Melikhov, S. E. Yakush

Abstract

In this book, the processes occurring during interaction of high-temperature melts with liquid coolant are considered. Rapid boil-up of the coolant with release of vapor can be the reason for explosion-type phenomena, presenting significant danger in nuclear power industry, smelting industry, engineering and nature events. The main stages of steam explosions during severe accidents on nuclear reactors with core meltdown are considered, including the premixing, initiation (triggering), and explosion stages. Fragmentation of melt jet in a deep coolant pool due to development of various instabilities is considered in detail. Experimental data on steam explosions are reviewed, including the stratified configuration with melt layer spreading over the bottom of a shallow pool. Mechanisms governing the premixing in the stratified case are studied, including a possible mechanism related to the capture of hot vapor bubbles and their collapse in the subcooled water with formation of cumulative jets impacting the melt surface to cause melt splashes. The thermal detonation theory based on the Hugoniot relations for the multiphase system is considered. Estimates for the fractions of melt and coolant participating in the explosion are obtained for the stratified melt-water system, as well as for the conditions of steam generator with lead coolant.

The book can be of interest to specialists in nuclear safety, mechanics of multiphase flows, fluid dynamics, thermal physics, as well as to master and post-graduate students.

Научное издание

МЕЛИХОВ Владимир Игорьевич
МЕЛИХОВ Олег Игорьевич
ЯКУШ Сергей Евгеньевич

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛОФИЗИКА ПАРОВЫХ ВЗРЫВОВ

Оригинал-макет: В.И. Мелихов, О.И. Мелихов, С.Е. Якуш

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН (ИПМех РАН)
119526 Россия, г. Москва, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1
<http://www.ipmnet.ru/>

Подписано в печать 01.12.2020.
Формат 60×84/16.
Times New Roman. Усл.печ.л. 16
Тираж 300 экз. Заказ № 1849
Отпечатано в типографии «AliceGroup»
105094, Россия, Москва,
Семеновская Набережная д.3/1 корпус 6,
подъезд 8, этаж 1, офис 1
Тел.: +7(999) 869-23-77
www.alicegroup.ru

Рассмотрены процессы, протекающие при взаимодействии высокотемпературных расплавов с жидкими охладителями. Приведен обзор основных стадий протекания паровых взрывов при тяжелых авариях на ядерных реакторах, включая предварительное перемешивание, инициирование (триггеринг) и собственно взрыв. Подробно освещена фрагментация струи расплава в глубоком бассейне за счет развития неустойчивости и срыва капель. Рассмотрены экспериментальные данные по паровым взрывам при растекании слоя расплава по дну мелкого бассейна с охладителем, изучены возможные механизмы возникновения области предварительного перемешивания. Рассмотрен возможный механизм взаимодействия за счет захвата пузырьков горячего пара недогретой жидкостью с возникновением кумулятивных струек, ударяющих по расплаву и вызывающих ответные всплески расплава. Рассмотрена теория термической детонации на основе адиабат Гюгоню для многофазной системы. Получены оценки долей участвующих во взрыве расплава и охладителя для стратифицированной конфигурации «расплав–вода» и определены параметры парового взрыва в условиях аварии на парогенераторе реактора со свинцовым теплоносителем.

Книга может представлять интерес для специалистов области безопасности атомной энергетики, механики многофазных сред, гидродинамики и теплофизики, студентов и аспирантов.



ISBN 978-5-91741-259-7



9 785917 412597