На правах рукописи

Ильмов Дмитрий Николаевич

РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СЖАТИИ СФЕРИЧЕСКИХ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ ВНЕШНИМ ДАВЛЕНИЕМ

Специальность: 01.04.14 - Теплофизика и теоретическая теплотехника

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Москва 2016

Работа выполнена в Государственном научном центре Российской Федерации – федеральном государственном унитарном предприятии «Исследовательский центр имени М.В. Келдыша».

Научный руководитель:	Черкасов Сергей Гелиевич доктор физико-математических наук, профессор
Официальные оппоненты:	Молчанов Александр Михайлович доктор технических наук, доцент ФГБОУ ВПО «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)»
	Федюшкин Алексей Иванович кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ФГБУН «Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук» (ИПМех РАН)
Ведущая организация:	ФГБОУ ВПО «Московский энергетический институт (национальный исследовательский университет)», 111250, Москва, Красноказарменная улица, дом 14

Защита состоится «17» февраля 2016 года в 16 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 212.141.08 при «Московском государственном техническом университете им. Н.Э. Баумана» по адресу 105005, г. Москва, Лефортовская набережная, д. 1, ф-т «Энергомашиностроение», ауд. 202э.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке Московского Государственного Технического Университета имени Н.Э. Баумана и на интернет-сайте www.bmstu.ru.

Ваш отзыв на автореферат в двух экземплярах, заверенный печатью организации, просим направлять по адресу: 105005, г. Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5, МГТУ им. Н. Э. Баумана, ученому секретарю диссертационного совета Д 212.141.08.

Автореферат разослан «_____» _____

Ученый секретарь диссертационного совета Д 212.141.08, кандидат технических наук, доцент _____ К.С. Егоров

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Теплофизические процессы, протекающие в паровом пузырьке и окружающей жидкости при повышении внешнего давления, представляют практический интерес для самых различных технических приложений. Важным приложением являются криогенные топливные баки двигательных установок космических аппаратов. Особенность некоторых типов космических аппаратов состоит в том, что периоды работы двигателя чередуются с паузами, когда на борту аппарата имеют место условия практической невесомости. Одним из малоизученных вопросов здесь является эволюция паровых пузырей в жидкой фазе топлива во время пауз в работе двигательной установки. Причины появления пузырей в жидкой фазе топлива могут быть различными, например, захват пара из «подушки» бака при плесканиях топлива или объемное вскипание жидкости при дренаже бака. Однако в любом случае наличие в жидкости паровых пузырей является нежелательным явлением. С другой стороны, из-за притоков тепла давление в баке медленно растет, что приводит к сжатию пузырей и конденсации пара, вплоть до их полного исчезновения. С практической точки зрения важно оценить эффективность этого механизма очищения жидкой фазы топлива, т.е. важным для практики параметром является время схлопывания пузыря. Существует и другая широкая область практического приложения рассматриваемых в диссертации явлений, где наиболее важным параметром является повышение температуры в пузырьке в процессе его сжатия при быстром повышении внешнего давления. Это – сонохимия. Для понимания всего многообразия процессов, протекающих при кавитации ансамбля пузырьков, задача о сжатии одиночного сферического пузырька имеет фундаментальное значение, что продемонстрировал еще Рэлей своим классическим решением задачи о коллапсе каверны. Это решение, позволило ясно выявить основную причину кавитационной эрозии гребных винтов кораблей – большое и резкое локальное повышение давления в жидкости. Поэтому и в дальнейшем процессы, сопровождающие сжатие одиночного пузырька были объектом многочисленных исследований. Здесь следует отметить, что прямые измерения в экспериментах параметров коллапсирующих пузырьков крайне затруднительны, и наиболее перспективным инструментом здесь являются расчетно-теоретические исследования. Еще одна особенность данного класса задач состоит в том, что различные практические приложения диктуют различную значимость искомых параметров. Ими может быть время схлопывания пузырька, повышение температуры в пузырьке, давление в окружающей жидкости и т.д.. Все это привело к появлению множества различных теоретических моделей. Сравнительно малоизученной областью к настоящему времени оказались теплофизические процессы, сопровождающие сжатие паровых пузырьков. Поэтому проведение расчетных исследований коллапса одиночного парового пузырька, когда тепломассообмен имеет определяющее значение, является на сегодняшний день актуальной задачей.

МГТУ
им. Н. Э. БАУМАНА
БИБЛИОТЕКА

Цель работы состоит в разработке и обосновании математических моделей, методов расчета и проведении численного моделирования сжатия парового пузырька при максимально полном и точном учете процессов переноса массы и тепла.

Изучаемый объект – пузырек, заполненный паром окружающей жидкости (не газовый, как в большинстве предыдущих работ).

Научная новизна.

1. Разработаны эффективные методы численного моделирования процессов в системе «паровой пузырек – окружающая жидкость» и получены результаты по сжатию пузырьков в воде, жидком октане и жидком водороде при скачкообразном и линейном росте давления.

2. Показано, что при сжатии парового пузырька типичным является режим, когда пар, в основном, не сжимается, а конденсируется на межфазной поверхности. В результате, температура внутри парового пузырька растет на 1-2 порядка медленнее, чем температура внутри газового пузырька.

3. Обнаружено, что максимум температуры может наблюдаться как в центре пузырька (при сжатии пузырька в воде), так и на межфазной поверхности (при сжатии пузырька в октане). Дано объяснение этому эффекту и получен критерий, определяющий локализацию области наибольшего нагрева.

4. На основе анализа результатов по сжатию пузырьков в жидком водороде в условиях медленного, растянутого во времени роста давления предложена упрощенная математическая модель процесса, и получена обобщающая безразмерная зависимость для времени схлопывания пузырька.

Достоверность результатов обеспечивается построением математических моделей на основе классических уравнений гидродинамики и тепломассообмена при минимальном количестве допущений; тщательностью вычислительной реализации предложенных моделей; проведением специальных методических расчетных исследований; сопоставлением результатов с известными экспериментальными данными и результатами расчетов других авторов.

Практическая значимость:

1. Получены результаты по времени схлопывания паровых включений в жидком водороде применительно к системам хранения криогенного топлива в баках космических аппаратов. Предложена универсальная формула, которая позволяет прогнозировать время жизни пузыря в произвольной среде при заданной скорости роста давления.

2. Показано, что в результате тепломассообменных процессов сжатие паровых кавитационных пузырьков не обязательно сопровождается значительным повышением температуры, что необходимо учитывать при прогнозировании перспектив сонохимических технологий.

Личное участие соискателя. Автор принимал участие в создании математических моделей, самостоятельно разработал научно-обоснованные методики, вычислительные алгоритмы и программы, выполнил анализ и обобщение результатов математического моделирования теплофизических

процессов, сопровождающих сжатие сферических паровых пузырьков внешним давлением.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на семинаре Института проблем механики РАН «Численное моделирование процессов тепло- и массообмена» (Москва, 2007 г.); на 14-й Международной конференции по теплообмену (Вашингтон, США, 2010 г.); на 5-й российской национальной конференции по теплообмену (Москва, 2010 г); на 6-й российской национальной конференции по теплообмену. (Москва, 2014 г.).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 11 работ, из них 9 статей в ведущих рецензируемых научных изданиях, рекомендуемых ВАК РФ общим объемом 2,4 п. л..

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 7-и глав, заключения и списка литературы. В работе содержится 56 рисунков и 112 библиографических ссылок. Общий объем работы составляет 140 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая глава является обзором литературы. Он позволяет проследить развитие представлений о гидродинамических и теплофизических эффектах, связанных со сжатием одиночного пузырька. Приведены современные экспериментальные данные, проведен анализ математических моделей.

Вторая глава посвящена теоретическим исследованиям эволюции пузырька на основе упрощенных моделей. Такие модели применяются, прежде всего, для объяснения основных закономерностей на качественном уровне.

В разделе 2.1 для качественного анализа эволюции парового пузырька при наличии фазовых переходов предложено использовать упрощенную политропную модель, в которой минимальное значение показателя политропы равно нулю, в отличие от случая газового пузырька, где минимальный показатель политропы равен единице. Показано, что при показателе политропы, меньшем единицы, в рамках данной модели возможны два режима эволюции пузырька при повышении внешнего давления: режим конечного сжатия, когда пузырек сжимается до минимального размера с последующей сменой сжатия на расширение, и режим коллапса, когда пузырек непрерывно сжимается до полного исчезновения.

В разделе 2.2 проведен теоретический анализ динамики жидкости вокруг пузырька в режиме конечного сжатия. Показано, что, время протекания данного режима состоит из четырех последовательных стадий. На первой стадии интегральный расход жидкости Q и ее интегральная кинетическая энергия K, а также скорость жидкости на границе пузырька по направлению к его центру W растут. В конце первой стадии достигается максимум расхода Q, в конце второй стадии – максимум кинетической энергии жидкости K, в конце третьей стадии – максимум скорости на границе пузырька W. На последней четвертой стадии Q, K, W убывают и

одновременно достигают нуля в момент прекращения сжатия. Показано также, что, после начала уменьшения расхода и до момента падения скорости распределение давления в жидкости имеет локальный максимум и жидкость в области между пузырьком и точкой максимума давления ускоряется, а остальная часть жидкости одновременно с этим тормозится.

В третьей главе представлены математические модели однородного и гомобарического пузырька для количественного решения задачи и их вычислительная реализация. Обе модели предполагают следующие физические допущения.

1. Задача рассматривается в предположении сферической симметрии.

2. Жидкость является несжимаемой, вязкой (ньютоновской) и теплопроводной.

3. Пар в пузырьке – невязкий, теплопроводный и подчиняется уравнению состояния идеального газа.

4. На поверхности раздела фаз температура пара равна температуре жидкости, а давление пара соответствует этой температуре по кривой насыщения.

5. Коэффициенты вязкости, теплопроводности и поверхностного натяжения переменные (зависят от температуры), а удельные теплоемкости жидкости и пара – постоянные.

Для расчета поля скорости вокруг пузырька используются уравнение неразрывности, и обобщенное уравнение Рэлея-Плессета:

$$\partial\left(r^2 u\right)/\partial r = 0 \tag{1}$$

$$\rho\left(R\frac{dU}{dt}+\frac{3}{2}U^2\right) = p_{VS} - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} - \Omega + jU, \text{ где } \Omega = 12UR^2\int_R^\infty \mu r^{-4}dr, \tag{2}$$

u - скорость жидкости, r - радиальная координата, ρ - плотность жидкости, t - время, R - радиус пузырька, p_{VS} и p_∞ - давление в пузырьке у межфазной поверхности и давление в жидкости на бесконечном удалении от пузырька, σ - коэффициент поверхностного натяжения, μ - динамическая вязкость жидкости, j - удельный поток массы конденсирующегося пара, $U = dR/dt + j/\rho$ - скорость жидкости на границе пузырька. Здесь и далее наличие или отсутствие индекса «V» означает, что данный параметр относится соответственно к пару или жидкости, индекс «S» - относится к межфазной поверхности, индекс «0» - к начальным условиям. Уравнение (2) получено интегрированием уравнения Навье-Стокса для сферически симметричного движения несжимаемой жидкости с учетом переменной вязкости.

Для расчета температуры вокруг пузырька привлекается полное дифференциальное уравнение энергии для несжимаемой жидкости.

$$\rho c\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}+u\frac{\partial\theta}{\partial r}\right) = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\lambda\frac{\partial\theta}{\partial r}\right)+\Phi, \quad \Phi = 12\mu U^2R^4r^{-6}. \tag{3}$$

Здесь $\theta = T - T_0$ - прирост температуры, c - удельная теплоемкость жидкости, λ - коэффициент теплопроводности, Φ - диссипативная функция. Начальные и граничные условия для уравнения (3):

$$\theta\big|_{t=0} = 0,\ \theta\big|_{r=\infty} = 0,\ \theta\big|_{r=R} = \theta_S(t) = T_S - T_0. \tag{4}$$

В обеих моделях учитываются скачки давления и теплового потока на границе пузырька при наличии фазовых переходов.

$$p_S = p_{VS} - \frac{4\mu U}{R} - \frac{2\sigma}{R} - jU, \tag{5}$$

$$q_S = q_{VS} + j\psi + \frac{j}{\rho}\frac{2\sigma}{R} - \frac{d\sigma}{dt} + \frac{1}{2}jU^2, \tag{6}$$

$$\psi = \psi_* + \left(T_S - T_*\right)(c_p - c) - (p_{VS} - p_*)/\rho, \tag{7}$$

где q_S - удельный тепловой поток от поверхности пузырька в жидкость, q_{VS} - удельный тепловой поток от пара к поверхности пузырька, c_V, c_p - удельные теплоемкости пара при постоянном объеме и постоянном давлении, ψ_* - термодинамическая теплота фазового перехода при некоторой опорной температуре T_* и давлении пара p_*. Динамическое (5) и «тепловое» (6) условия на границе раздела фаз выводятся из законов сохранения импульса и энергии с использованием предположения о том, что скорость пара пренебрежимо мала по сравнению со скоростью жидкости на поверхности раздела фаз.

Для описания процессов внутри пузырька исходными уравнениями являются уравнения состояния, энергии и неразрывности для невязкого совершенного газа. Вводится предположение об однородности давления внутри пузырька (гомобаричность). Пространственные неоднородности давления в газе малы по сравнению со средним давлением, когда его скорость существенно меньше скорости звука. С использованием предположения гомобаричности и уравнения состояния проведено совместное интегрирование уравнений неразрывности и энергии, что привело к обыкновенному дифференциальному уравнению для давления в пузырьке:

$$\frac{V}{\Gamma - 1}\frac{dp_V}{dt} + \frac{\Gamma}{\Gamma - 1}p_V\frac{dV}{dt} = -S\left(c_p jT_{VS} + q_{VS}\right), \tag{8}$$

где Γ - показатель адиабаты пара, V и S - объем и площадь поверхности пузырька. Уравнение (8) далее используется и в однородной, и в гомобарической моделях.

Однородная модель предполагает не только однородность давления, но и температуры, и плотности. В рамках этого допущения баланс массы пара можно записать в виде:

$$dm_V / dt = d(\rho_V V) / dt = -jS. \tag{9}$$

Уравнения (2, 3-9) вместе с уравнением состояния и кривой насыщения $p_V = f(T_S)$ в какой-либо форме образуют замкнутую систему однородной модели.

Более точная и информативная модель гомобарического пузырька допускает неоднородность температуры и плотности пара по объему. При использовании предположения гомобаричности не требуется привлечения уравнения движения, т.е., максимально, требуется два уравнения в частных производных. Далее предлагается преобразование уравнений неразрывности и энергии в одно уравнение в частных производных для плотности:

$$r^2 \frac{\partial \rho_V}{\partial t} = \frac{1}{c_p} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2 \lambda_V}{\rho_V} \frac{\partial \rho_V}{\partial r} \right) + \frac{1}{3\Gamma p_V} \frac{dp_V}{dt} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_V r^3). \tag{10}$$

Важной особенностью данного подхода является тот факт, что решение уравнения (10) автоматически обеспечивает точное выполнение интегрального баланса массы.

Вычислительная реализация однородной модели в простейшем случае может быть построена по последовательной схеме. С помощью метода Хойна (2-х шаговый метод предиктор – корректор) порядок точности алгоритма по времени повышен до второго. Алгоритм гомобарической модели итерационный. Отметим, что вычислительные алгоритмы в целом не обладают свойством консервативности, поэтому интегральный баланс энергии не выполняется точно. Методические исследования показали, что расчетная величина невязки интегрального баланса энергии является удобным дополнительным средством контроля вычислительных погрешностей, связанных, например, с выбором сеток по пространству и времени.

Для решения уравнения энергии в жидкости (3) осуществляется переход в подвижную систему координат, которая поступательно перемещается вместе с межфазной поверхностью: $\eta = r - R(t)$. В подвижной системе координат уравнение (3) принимает вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} ((R+\eta)^2 \theta) \right)_\eta + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\left(UR^2 - (R+\eta)^2 \frac{dR}{dt} \right) \theta \right) = \\ = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial \eta} \left((R+\eta)^2 \lambda \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) + \frac{12 \mu U^2 R^4}{\rho c (R+\eta)^4}. \tag{11}$$

Уравнение для плотности пара (10) решается также в подвижной системе координат, которая сжимается вместе с пузырьком: $z = r / R(t)$. Оно преобразуется к виду:

$$z^2 \frac{\partial (\rho_V R^3)}{\partial t} = \frac{R}{c_p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{z^2 \lambda_V}{\rho_V} \frac{\partial \rho_V}{\partial z} \right) + R^2 \left(\frac{R}{3\Gamma p_V} \frac{dp_V}{dt} + \frac{dR}{dt} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_V z^3 \right). \tag{12}$$

Уравнения (11) и (12) аппроксимируются неявными разностными схемами на неравномерных пространственных сетках со сгущением к межфазной границе и решаются методом прогонки. В ходе численного моделирования применяется также неравномерный шаг по времени, который уменьшается по мере сжатия пузырька пропорционально его радиусу $\Delta t \sim R / R_0$.

Для апробации методики расчета по однородной модели использовалась верификация с экспериментами Флоршутса и Чао. В этих экспериментах исследовалась динамика парового пузырька в воде при повышении внешнего давления от начального давления p_0 до атмосферного давления $p_{атм}$. Динамика изменения давления во времени в экспериментах регистрировалась, и эти данные закладывались в вычислительную программу. Кривая насыщения, коэффициенты теплопроводности пара и воды, вязкости и поверхностного натяжение воды интерполировались по справочным данным. Результаты сопоставления расчетов и экспериментов приведены на Рисунке 1.

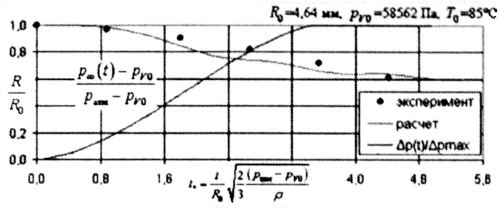

Рисунок 1 Расчет и эксперимент

<u>Четвертая глава</u> посвящена исследованиям сжатия паровых пузырьков в воде.

<u>В разделе 4.1</u> представлены результаты численного моделирования на основе однородной модели сжатия пузырьков при комнатной начальной температуре (T_0=293,15 К, p_{V0}=2337 Па). Давление в окружающей жидкости повышалось скачком. В расчетах варьировались начальный радиус пузырька и скачок давления в жидкости (Таблица 1). Моделирование проводилось до значительных степеней сжатия (в 30-100 раз по радиусу) и прекращалось, когда скорость жидкости на границе пузырька достигала скорости звука.

Основным результатом данного раздела является то, что был получен достаточно низкий нагрев паровых пузырьков, в большинстве случаев порядка 10 К. (Рисунок 2). Наибольший нагрев достиг величины около 50 К, при сжатии пузырька в 30 раз по радиусу, что примерно на 2 порядка меньше, чем при адиабатическом сжатии. Столь большое различие в приросте температуры указывает на определяющую роль процессов тепломассообмена в рассматриваемой задаче.

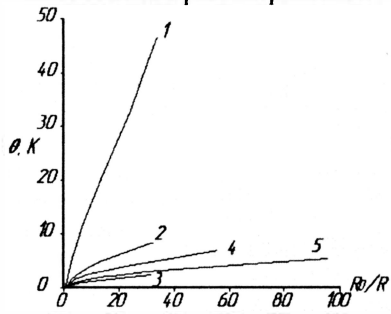

Рисунок 2. Температура парового пузырька по однородной модели для случаев 1-5

Таблица 1.

Условия расчетов

№	T_0,°C	R_0, мм	p_∞, бар
1	20	1	1
2	20	0,1	1
3	20	0,01	1
4	20	0,1	0,2
5	20	0,1	0,04

В разделе 4.2 эволюция паровых пузырьков в воде исследуется на основе более точной и информативной гомобарической модели. В отличие от других работ, в настоящей работе получены данные по сжатию паровых пузырьков в более широком диапазоне начальных условий (Таблица 2) и до больших степеней сжатия.

На Рисунке 3 показано изменение радиуса пузырьков во времени. Как видно, гомобарическая и однородная модели дают практически одинаковые результаты по динамике изменения размера. В варианте 3 сжатие пузырька сменяется расширением, тогда как в остальных расчетах наблюдалось только монотонное сжатие. Исходя из наблюдаемых результатов, случай 3 соответствует конечному сжатию, а остальные варианты – режиму коллапса.

На Рисунке 4 полученные значения безразмерной скорости границы пузырька $U^* = -dR/dt\sqrt{1{,}5\rho/(p_\infty - p_{V0})}$ сопоставляются со скоростью, рассчитанной по формуле Рэлея $U^* = \sqrt{x^3 - 1}$, предполагающей постоянство давления в пузырьке. Здесь $x = R_0/R$ - степень сжатия пузырька по радиусу. Как видно, при малом начальном размере и низкой начальной температуре динамика пузырька точно описывается формулой Рэлея даже при большой степени сжатия.

Таблица 2.

Условия расчетов

№	T_0,°C	R_0, мм	p_∞, бар
1	20	1	1
2	50	1	1
3	80	1	1
4	20	0,1	1
5	50	0,1	1
6	80	0,1	1

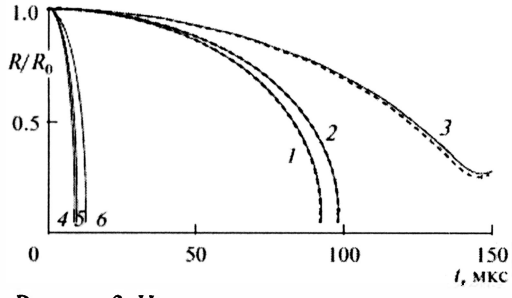

Рисунок 3. Изменение радиуса пузырьков во времени (сплошные линии). Штриховые кривые - расчеты по однородной модели для случаев 1-3

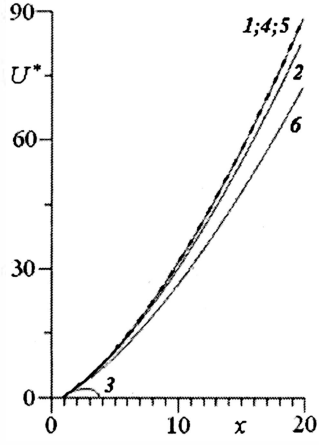

Рисунок 4. Безразмерная скорость границы пузырька U^* (сплошные кривые). Штриховая кривая – безразмерная скорость по формуле Рэлея $\sqrt{x^3 - 1}$

Рисунок 5 иллюстрирует динамику разогрева пара в пузырьках. Как видно, скорость разогрева пара по мере сжатия пузырька увеличивается с ростом начального радиуса и начальной температуры. При этом температура в центре пузырька растет значительно быстрее, чем на его поверхности. Отметим также, что температура пара, вычисляемая в рамках однородной модели, хорошо совпадает с минимальной температурой в пузырьке (на поверхности), но заметно ниже, чем максимальная температура (в центре). Если пренебрегать тепло- и массообменном между паром в пузырьке и окружающей жидкостью, то температуру в пузырьке можно оценить по уравнению адиабаты:

$$T_A = T_0 \cdot \left(R_0 / R\right)^{3(\Gamma-1)}. \qquad (13)$$

В действительности, из-за конденсации на поверхности раздела фаз, пар в пузырьке сжимается в существенно меньшей степени, чем сам пузырек (Рисунок 6). Поэтому, а также из-за интенсивного отвода тепла в жидкость, выражение (13) существенно завышает прирост температуры в пузырьке, что видно из результатов, приведенных на Рисунке 7, где приведено отношение температуры в центре пузырька T_{VC} к адиабатической температуре T_A. На Рисунке 8 представлены пространственные профили температуры (прироста температуры) в паре и жидкости для случая 4.

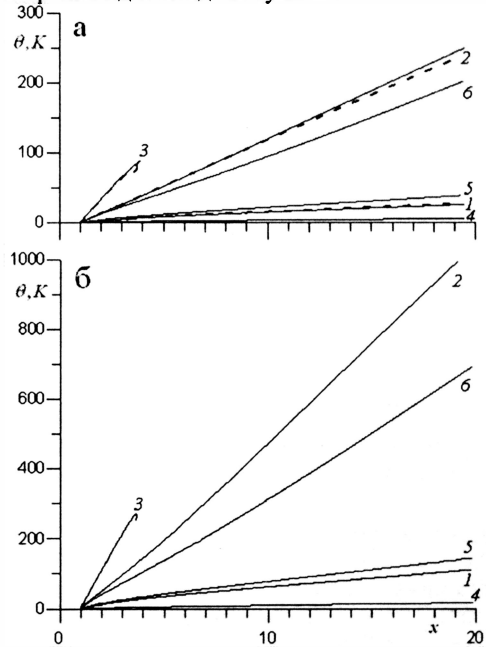

Рисунок 5. Прирост температуры пара на поверхности (а) и в центре (б) пузырьков (сплошные кривые). Штриховые кривые соответствуют температурам, рассчитанным по однородной модели для случаев 1-3

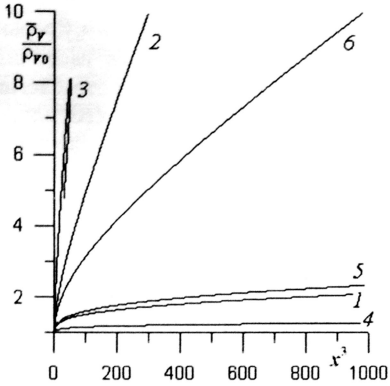

Рисунок 6. Среднемассовая плотности пара в пузырьках ($\overline{\rho}_V = m_V / V$)

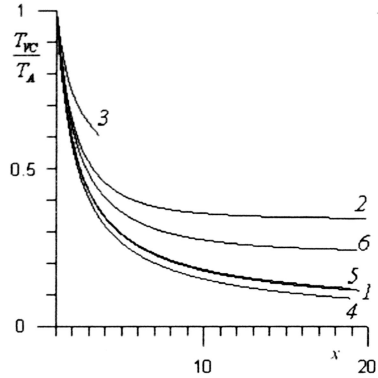

Рисунок 7. Отношение температуры в центре пузырька к адиабатической температуре

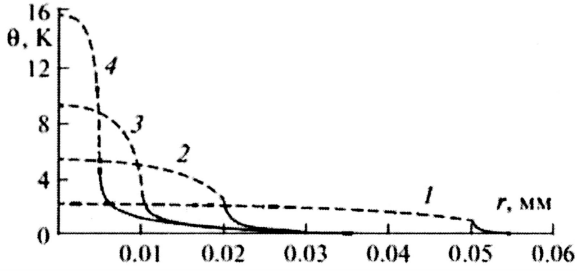

Рисунок 8. Профили температуры в паре (штриховые линии) и в жидкости (сплошные линии) для случая 4, где 1 - x=2; 2 - x=5; 3 - x=10; 4 - x=20

В разделе 4.3 подробно исследован случай, когда можно пренебречь влиянием повышения давления в пузырьке на его динамику и использовать для расчета поля скоростей в жидкости решение Рэлея. Предложена физико-математическая модель прогрева для такого случая, содержащая два критерия подобия. Один из этих критериев не зависит от начальной температуры и пропорционален произведению начального радиуса на квадратный корень из скачка давления, а второй, наоборот, зависит от начальной температуры и не зависит от скачка давления и начального радиуса.

В пятой главе рассматривается сжатие паровых пузырьков в жидком углеводороде – октане. Эти исследования актуальны с практической точки зрения, поскольку связаны с поиском новых способов обработки углеводородного сырья и интересны с теоретической точки зрения. Рассматривается задача о сжатии одиночного сферического парового пузырька в безграничной жидкости. Сжатие первоначально равновесного пузырька инициируется скачкообразным повышением давления на

Таблица 3.

Начальные условия расчетов

№	T_0,°C	ρ_{V0}, кг/м^3	Δp_0, бар	R_0, мм
1	60	0,437	1	1
2	60	0,437	10	1
3	60	0,437	0,1	1
4	60	0,437	1	0,5
5	60	0,437	1	0,1
6	30	0,112	1	1
7	90	1,28	1	1
8	30	0,112	1	0,1

бесконечном удалении. Пренебрегается вязкостью жидкости и поверхностным натяжением. Кривая насыщения, а также значения коэффициентов теплопроводности пара и жидкости интерполировались по справочным данным. Ниже представлены результаты расчетов на основе гомобарической модели в широком диапазоне начальных условий (Таблица 3).

Рисунок 9 показывает разогрев пара на границе пузырька. Во-первых, следует отметить, что сжатие пузырька не всегда вызывает сильный рост температуры. Данный факт иллюстрируется случаем 8, когда теплота от поверхности пузырька эффективно отводится в более глубокие слои жидкости. Во-вторых, существуют начальные условия, при которых может происходить значительный разогрев пузырька, по крайней мере, до критической температуры октана 296,2°C. Это все приведенные случаи, кроме случаев 3, 6, 8. После достижения критической температуры на межфазной поверхности исследования эволюции пузырька в рамках данной модели невозможны.

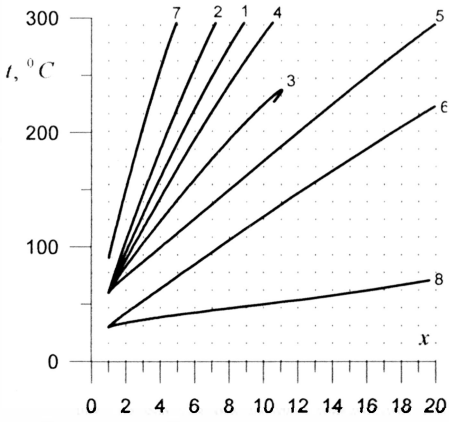

Рисунок 9. Температуры пара на поверхности пузырьков в зависимости от степени сжатия

Теперь обратимся к пространственной структуре распределения температуры. На Рисунке 10 изображены профили прироста температуры относительно начальной в паре и в жидкости для одного из случаев – случая 5. Профили температуры соответствуют сжатию пузырька в 2 и в 4 раза (x=2, x=4). По сравнению со сжатием паровых пузырьков в воде, при сжатии пузырьков в жидком октане обнаружен новый физический эффект. Он заключается в том, что наибольшая температура достигается в паре и в жидкости вблизи межфазной границы, тогда как в центральной области температура пара оказывается меньшей. Давление в паре соответствует давлению насыщения при температуре границы, в

результате чего, внутри пузырька пар находится в переохлажденном состоянии и существует потенциальная возможность для объемной конденсации. В результате анализа дано объяснение данному эффекту и получено условие, определяющее форму температурных профилей:

$$\Gamma < \frac{\psi}{\psi - R_V T_{VS}}. \qquad (14)$$

Если условие (14) выполняется, то температура при сжатии пузырька будет расти быстрее на поверхности, чем в центре. Согласно (14), аналогичный вид распределения температуры будет наблюдаться на ранних стадиях сжатия паровых пузырьков во многих жидких углеводородах и других веществах с относительно низким показателем адиабаты пара.

В заключение 5-й главы проведена оценка границ применимости основных предположений гомобарической модели. Показано, что заложенные предположения выполняются в начале коллапса пузырька и могут оставаться корректными до значительного сжатия пузырьков – в 10 и более раз.

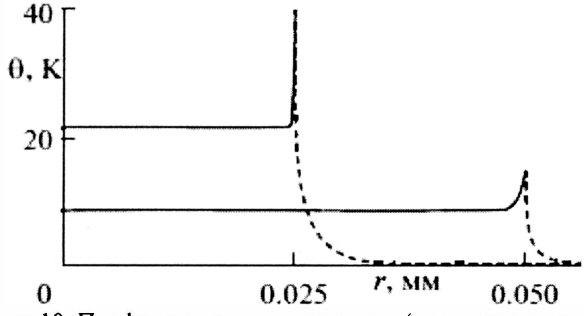

Рисунок 10. Профили температуры в паре (сплошная кривая) и в жидкости (штриховая кривая) для случая 5 при сжатии пузырька в 2 и в 4 раза

В шестой главе рассматривается сжатие паровых включений в жидком водороде, применительно к системам хранения криогенного топлива в баках космических аппаратов. Наличие пузырей в жидкой фазе топлива крайне не желательно. Необходимо определить их время существования в периоды пауз работы двигательной установки, когда на борту имеют место условия практической невесомости. Рассматривается бак, частично заполненный жидким водородом. Паровая фаза водорода состоит из двух частей: большая паровая «подушка» и маленький пузырек, далеко удаленный

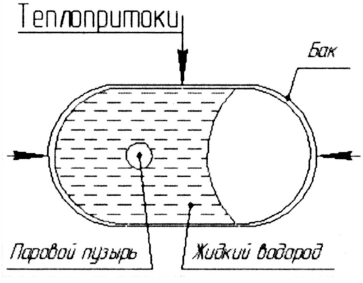

Рисунок 11. Схема задачи

от стенок и границ с «подушкой». Под действием внешних теплопритоков происходит нестационарный прогрев системы. Его характерная особенность – это температурное расслоение, когда жидкость нагревается быстрее всего на границе с «подушкой» и в тонком слое около стенки бака, а в глубине жидкой фазы температура растет гораздо медленнее. При этом давление в баке увеличивается, и соответствует по кривой насыщения температуре максимально прогретых слоев. Исходя из данной схемы процесса и малого размера пузырька по сравнению с размером бака, можно принять, что рассматриваемый паровой пузырек окружен безграничной жидкостью, в которой температура рана начальной. Согласно экспериментальным данным, давление в баке (на удалении от пузырька) повышается линейно по времени $p_\infty = p_0 + \Pi t$. В вычислительных экспериментах было рассмотрено сжатие пузырьков с начальными радиусами от 0,1 до 10 мм на фоне важной для практики скорости роста давления от 2,5 до 25 Па/с (Таблица 4). Задавалось начальное избыточное давление в баке 0,1 бар, (начальная температура 20,55 К). Для численного моделирования привлекалась однородная модель пузырька.

Таблица 4.

Начальные условия, время коллапса и значения критерия подобия

№	R_0, мм	Π, Па/с	τ_C, с	$\tilde{\tau}_C$	D
1	1	25	71,4	0,966	10,5
2	1	10	114,9	0,983	16,6
3	1	5	164,3	0,994	23,5
4	1	2,5	234,6	1,003	33,3
5	0,1	2,5	24,4	1,042	332,7
6	10	2,5	2136,2	0,913	3,33

Выявлено, что во всех рассмотренных случаях пузырьки сжимались в так называемом тепловом режиме, когда давление в них практически равнялось давлению в жидкости, а температура межфазной поверхности отслеживала это давление по кривой насыщения. Допущение о тепловом режиме позволило создать упрощенную безразмерную математическую модель процесса:

$$\left(\frac{\partial}{\partial\tilde{t}}((\tilde{R}+\tilde{\eta})^2\tilde{\theta})\right)_{\tilde{\eta}} - \frac{d\tilde{R}}{d\tilde{t}}\frac{\partial}{\partial\tilde{\eta}}\left(\tilde{\eta}(2\tilde{R}+\tilde{\eta})\tilde{\theta}\right) = D\cdot\frac{\partial}{\partial\tilde{\eta}}\left((\tilde{R}+\tilde{\eta})^2\frac{\partial\tilde{\theta}}{\partial\tilde{\eta}}\right); \quad (15)$$

$$\tilde{\theta}\Big|_{\tilde{\eta}=0} = \tilde{t},\ \tilde{\theta}\Big|_{\tilde{\eta}=\infty} = 0,\ \tilde{\theta}\Big|_{\tilde{t}=0} = 0; \quad (16)$$

$$\frac{d\tilde{R}}{d\tilde{t}} = \frac{\partial\tilde{\theta}}{\partial\tilde{\eta}}\Big|_{\tilde{\eta}=0}; \quad (17)$$

в которой пространственный масштаб R_0, масштаб времени $\mu_t = \psi_* \rho_{V0} R_0 / \sqrt{\lambda_0 T_0 \Pi}$, масштаб температуры $\mu_\theta = T_0 \Pi \mu_t / (\rho_{V0}\psi_*)$. Упрощенная модель содержит единственный критерий подобия:

$$D = \frac{\psi_* \rho_{V0} \sqrt{\lambda_0}}{\rho c \sqrt{T_0}} \cdot \frac{1}{R_0 \sqrt{\Pi}} \tag{18}$$

По результатам расчетов установлена зависимость безразмерного времени схлопывания пузырька от определяющего критерия подобия (Рисунок 12). Таким образом, получена универсальная формула для времени коллапса пузырька в произвольной среде при заданном темпе роста давления:

$$\tau_C = \frac{0{,}8512 \cdot \left(\psi_* \rho_{V0}\right)^{1{,}05}}{\left(\rho c\right)^{0{,}05} T_0^{0{,}525} \lambda_0^{0{,}475}} \cdot \frac{R_0^{0{,}95}}{\Pi^{0{,}525}}. \tag{19}$$

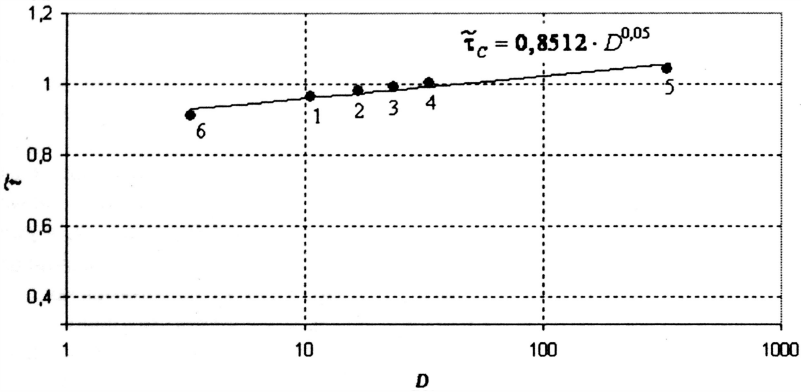

Рисунок 12. Зависимость безразмерного времени коллапса от определяющего критерия подобия D

В седьмой главе проведено расчетно-теоретическое исследование процессов применительно к проведенным ранее экспериментам по изучению природы люминесценции при двухфазном течении деионизованной воды в диэлектрическом профилированном канале. При этом полученные из расчета двухфазного течения данные по давлению в канале использовались в качестве условий в окружающей жидкости для численного моделирования эволюции одиночного пузырька, движущегося вместе с потоком. Далее, используя кривую Пашена и полученные в результате численного моделирования характеристики пузырька, определялась напряженность электрического поля, необходимая для электрического пробоя пузырька на различных участках канала. Полученные величины оказались близкими к экспериментально измеренным значениям электрического поля, что является дополнительным подтверждением гипотезы об электрической природе люминесценции в проведенных экспериментах.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Для качественного анализа предложено обобщение упрощенной политропной модели газового пузырька на случай парового пузырька. Показано, что для парового пузырька, в отличие от газового, при скачкообразном повышении давления в жидкости возможен не только режим конечного сжатия, но и режим сжатия по сценарию коллапса.

2. Показано, что в режиме сферически-симметричного конечного сжатия сначала достигается максимум расхода жидкости, затем – максимум ее кинетической энергии и после этого – максимум скорости на границе пузырька. В процессе перехода от разгона жидкости к ее торможению, имеется этап, на котором прилегающая к пузырьку жидкость еще разгоняется, а оставшаяся часть жидкости тормозится.

3. Разработаны эффективные подходы к численному моделированию эволюции парового пузырька при повышении давления в окружающей жидкости. При этом используются физико-математические модели однородного и гомобарического пузырьков. Обе модели обеспечивают выполнение энергетического баланса системы «паровой пузырек – окружающая жидкость», за исключением кинетической энергии пара, с хорошей точностью.

4. На основе численного моделирования в широком диапазоне исходных данных выявлена следующая типичная картина протекания процессов при сжатии парового пузырька в воде после скачкообразного повышения внешнего давления. При сжатии пузырька пар в нем в основном, не сжимается, а конденсируется на межфазной поверхности. Выделяющееся при этом тепло конденсации эффективно поглощается окружающей пузырек жидкостью. В результате, по мере сжатия пузырька, температура и плотность пара в нем растут медленно, и наблюдается сценарий коллапса.

5. Получены результаты численного моделирования процесса сжатия парового пузырька в жидком углеводороде – октане. Выявлен качественно новый эффект, состоящий в том, что максимум температуры внутри пузырька реализуется не в его центре, как в водяных пузырьках, а на межфазной поверхности. При этом пар находится в переохлажденном состоянии и возможна объемная конденсация. На основе теоретического анализа дано объяснение этому эффекту и получен критерий, определяющий локализацию области максимального прогрева внутри пузырька.

6. Получены результаты численного моделирования процесса сжатия парового пузырька в жидком водороде при плавном повышении внешнего давления. Предложена обобщающая формула, позволяющая оценить время жизни парового включения в различных средах при заданном темпе повышения давления в жидкости.

7. На основе расчетно-теоретического анализа теплофизических и гидродинамических процессов, протекающих в проведенных ранее экспериментах по изучению люминесценции скоростного потока воды в профилированном канале, получены результаты в пользу гипотезы об электрической природе люминесценции в данных экспериментах.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В НАУЧНЫХ РАБОТАХ

1. Десятов А.В., Ильмов Д.Н., Черкасов С.Г. Теоретическое исследование режимов сжатия сферического парового пузырька на основе упрощенной модели // Теплофизика высоких температур. 2007. Т.45, № 6. С. 917–924. (0,53 п.л./ 0,05 п.л.)

2. Десятов А.В., Ильмов Д.Н., Черкасов С.Г. Математическое моделирование эволюции одиночного сферического парового пузырька при его сжатии внешним давлением // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46, №1. С. 92–99. (0,6 п.л./ 0,18 п.л.)

3. Numerical simulation of compression of the single spherical vapor bubble on a basis of the uniform model / Hyunik Yang, Il'mov D.N. [et al] // Int. J. Heat Mass Transfer. 2008. Vol. 51, № 13-14. P. 3615–3622. (0,67 п.л./ 0,34 п.л.)

4. Десятов А.В., Ильмов Д.Н., Черкасов С.Г. Некоторые гидродинамические особенности эволюции одиночного сферического пузырька в режиме конечного сжатия // Изв. РАН. МЖГ. 2009. № 2. С. 92–101. (0,45 п.л./ 0,22 п.л.)

5. Mathematical Simulation of the Compression Process of a Vapor Bubble at a Pressure Increase in the Surrounding Liquid / Desyatov A.V., Il'mov D.N. [et al] // Journal of Engineering Thermophysics. 2008. Vol. 17, № 4. P. 300–310. (0,45 п.л./ 0,23 п.л.)

6. Десятов А.В., Ильмов Д.Н., Черкасов С.Г. Численное моделирование теплофизических и гидродинамических процессов при сжатии парового пузырька // Тепловые процессы в технике. 2010. Т. 2, № 11. С. 488–492. (0,32 п.л./ 0,16 п.л.)

7. Математическое моделирование эволюции одиночного сферического парового пузырька на основе гомобарической модели / Десятов А.В., Ильмов Д.Н. [и др.] // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 3, С. 436–443. (0,54 п.л./ 0,27 п.л.)

8. Ильмов Д.Н., Черкасов С.Г. Теплофизические процессы при сжатии парового пузырька в жидком углеводороде на основе гомобарической модели // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50, № 5, С. 676–684. (0,66 п.л./ 0,59 п.л.)

9. Ильмов Д.Н., Филатов Н.И., Черкасов С.Г. Сжатие паровых включений в жидком водороде // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 7, №8. С. 350–356. (0,53 п.л./ 0,37 п.л.)