

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

МЕХАНИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

УДК 532.529.5

Ивашнев Олег Евгеньевич

**Самоподдерживающиеся ударные волны
в неравновесно кипящей жидкости**

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Москва – 2009

Работа выполнена на кафедре газовой и волновой динамики механико-математического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
профессор Н.Н. Смирнов

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор А.Б. Ватажин
доктор физико-математических наук,
профессор А.Г. Петров
доктор физико-математических наук,
профессор О.А. Синкевич

Ведущая организация: Российский научный центр
«Курчатовский институт»

Защита состоится 23 октября 2009 года в 15 часов 00 мин. на заседании Диссертационного совета Д 501.001.89 при МГУ им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992 ГСП-2, Москва, Ленинские горы, Главное здание МГУ, механико--математический факультет, аудитория 16-24

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке механико-математического факультета МГУ.

Автореферат разослан “ _____ ” _____ 2009 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

А. Н. Осипцов

Общая характеристика работы

Объектом исследований являются скоростные потоки вскипающей жидкости, удельный массовый расход которых превышает $3000 \text{ кг}/(\text{с м}^2)$, т.н. «flashing flows». Скоростные потоки характеризуются мелкодисперсными включениями (пузырьками, каплями), равномерно занимающими весь объем, и, соответственно, большой интенсивностью обменных процессов между фазами (“flashing” – вспышка).

Актуальность темы. Эти течения обычно не используются на рабочих режимах работы технических устройств, но могут реализоваться при авариях энергоустановок. До настоящего времени механизм некоторых явлений, присущих этим потокам, оставался не выясненным.

Ряд экспериментов свидетельствует о том, что интенсивность кипения не зависит от площади стенок, делается вывод об объемном вскипании в скоростных потоках. Обработка экспериментов показывает, что число центров кипения колеблется от млн. до трлн. в кг жидкости. С другой стороны, теория гомогенного образования пузырьков из-за флуктуаций в метастабильной жидкости, подтвержденная экспериментами в «пузырьковых камерах» (В.П.Скрипов, 1972), предсказывает практически нулевую вероятность образования пузырьков в объеме при параметрах характерных для этих течений. Причина интенсивного (по сравнению с медленными течениями) кипения в «объеме» оставалась непонятной.

Эксперименты показывают, что после разгерметизации сосуда высокого давления, первоначально заполненного недогретой жидкостью, в нем устанавливается однородное давление, которое меньше давления насыщения, но выше атмосферного, т.е. жидкость в сосуде переходит в метастабильное состояние. Затем, по области постоянного давления со скоростью $\sim 10 \text{ м/с}$ движется волна разрежения, в которой выделяется до 90% пара, и смесь переходит в равновесное состояние. Эта медленная волна известна как «скачок вскипания» (Д.А. Лабунцов, А.А. Авдеев, 1981).

Для моделирования экспериментов по разгерметизации сосудов и экспериментов по истечениям вскипающей жидкости через сопла приходится задавать отличающиеся на порядки числа центров кипения (для одной и той же жидкости, с близкими начальными параметрами). Причины такого разброса оставались не выясненными. При моделировании разгерметизации контура энергоустановки число пузырьков задается в зависимости от того, проходит ли частица прямолинейный участок или сопло.

В работу вошли результаты, полученные в при выполнении проектов Российского Фонда Фундаментальных исследований (гранты №№ 99-03-32042, 02-03-32060, 05-01-00430, 05-03-32232, 08-08-00222).

Целью работы является построение модели вскипающей жидкости, объясняющей медленную волну кипения и позволяющей описывать течения в различных устройствах без «корректировки» свободных параметров. Предполагается объяснить происхождение большого количества центров кипения в скоростных потоках кипящей жидкости.

Идея работы состоит в том, что в потоках неравновесно кипящей жидкости, кроме известного механизма формирования межфазной поверхности – теплового роста пузырьков, существенную роль играет второй механизм – их дробление. Механика процессов такова, что дробление носит цепной характер. В результате количество пузырьков возрастает на порядки за доли миллисекунды. Вызванное многократным дроблением резкое увеличение межфазной поверхности и интенсификация кипения приводят к ускоренному переходу неравновесной смеси в равновесное состояние.

Задачи, решаемые в работе. Для достижения основной цели решались следующие задачи:

1. Рассчитывались двухфазные нестационарные течения, возникающие при разгерметизации сосудов высокого давления и переходные течения в соплах. Результаты расчетов сравнивались с данными экспериментов.
2. Решались задачи микроуровня, необходимые для замыкания системы уравнений парожидкостной смеси: задача о тепловом росте пузырька,

обтекаемого перегретой жидкостью, о развитии неустойчивости на межфазной поверхности.

Научная новизна работы заключается в том, что автором впервые:

1. Предложена модель, учитывающая возможность разрушения пузырьков за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающейся на межфазной поверхности при ее обтекании жидкостью.
2. Численно смоделировано явление движущихся скачков кипения, наблюдаемое в экспериментах по разгерметизации сосудов высокого давления. Показано, что скачки кипения являются самоподдерживающимися ударными волнами разрежения, в которых тепловая энергия перегретой жидкости превращается в кинетическую энергию потока равновесной двухфазной смеси.
3. Разработанная модель позволила, с одним и тем же набором свободных параметров модели, рассчитывать течения в прямолинейных каналах и соплах с относительной погрешностью в несколько %.
4. Предложена модель, учитывающая возможность разрушения пузырьков за счет неустойчивости, развивающейся под действием радиальных ускорений, возникающих при сжатии (расширении) пузырька. Механизм неустойчивости подтвержден сравнением с экспериментом.
5. Численными расчетами по разработанной модели предсказано существование самоподдерживающихся ударных волн сжатия. Они возникают в неравновесной двухфазной смеси, когда перегревы жидкости превышают предельную величину. Волна сжатия дробит пузырьки, увеличивая межфазную поверхность. Рост поверхности приводит к тому, что, несмотря на повышение давления, теплообмен интенсифицируется, поддерживая высокий уровень давлений за ударной волной и «толкая» ее дальше.
6. Объяснено явление объемного кипения жидкости в скоростных потоках. Образование самоподдерживающихся ударных волн сжатия приводит к тому, что количество пузырьков выходит на уровень млн.

пузырьков на кг смеси через доли мс после возникновения предельных перегревов. Тем самым, существование этих волн объясняет явление объемного кипения жидкости в скоростных потоках.

7. Найдено двукратное автомодельное решение задачи о тепловом росте парового пузырька, обтекаемого перегретой жидкостью. На его основе построена аппроксимационная зависимость безразмерного коэффициента теплообмена между пузырьком и жидкостью (числа Нуссельта) от чисел Якоба и Пекле.

Достоверность результатов подтверждается тем, что:

1. Разработанная модель кипящей жидкости, учитывающая дробление, индуцированное разностью скоростей фаз, позволила воспроизвести «медленную волну кипения» в численном эксперименте.
2. Эта же модель со свободными параметрами, определенными по экспериментам по разгерметизации цилиндрических сосудов, позволила описать сопловое течение с относительной погрешностью ~ нескольких %.
3. Модель, учитывающая дробление, индуцированное радиальными ускорениями, продемонстрировала механизм увеличения числа пузырьков с любого уровня до 1 млн/кг, характерного для скоростных потоков кипящей жидкости.

Научная и практическая ценность работы заключается в том, что:

1. Предложенная модель позволяет рассчитывать течения в прямолинейных каналах и соплах без изменения свободных параметров. Это открывает возможность описания течений кипящей жидкости во всем контуре без перенастройки модели.
2. Показана аналогия между процессами горения и процессами вскипания в скоростных потоках: в обоих случаях основные фазовые переходы происходят в самоподдерживающихся ударных волнах разрежения и сжатия. Это позволяет с единых позиций объяснить динамические особенности потоков вскипающей жидкости и реагирующих смесей.

На работы, опубликованные по материалу диссертации, имеется ряд ссылок, которые приведены в конце автореферата.

На защиту выносятся:

1. Две модели вскипающей жидкости, учитывающие возможность дробления пузырьков. Первая – за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающейся при обтекании пузырька жидкостью. Вторая – за счет неустойчивости, развивающейся на поверхности пузырька под действием радиальных ускорений.
2. Объяснение явления «движущихся скачков кипения».
3. Предсказание возможности возникновения в потоках неравновесно кипящей жидкости самоподдерживающихся ударных волн сжатия.
4. Объяснение объемного кипения в скоростных потоках.
5. Двукратное автомодельное решение задачи о тепловом росте парового пузырька обтекаемого перегретой жидкостью.

Публикации и апробация диссертации. По теме диссертации опубликовано 30 работ. Из них 18 работ -- в рецензируемых изданиях; 11 – в ведущих изданиях, входящих в перечень ВАК.

Результаты работы докладывались на VII Всесоюзной конференции "Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах" (Ленинград 1985), 3rd International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98 (Lyon, France 1998), International Colloquium "Advances in Experimentation & Computation of Detonations" (St. Petersburg 1998), 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007 (Leipzig, Germany, 2007), 11th International Conference on Multiphase Flow in Industrial Plants (Palermo, Italy, 2008), на Ломоносовских чтениях в Московском Государственном Университете с 1984 по 2008 год, на научных семинарах под руководством: профессоров Карликова В.П., Бармина А.А. и академика Куликовского А.Г. (институт механики МГУ), академика Нигматулина Р.И. (институт механики МГУ, ИПОС СО АН СССР, институт океанологии РАН), профессора Смирнова Н.Н. (мех.-мат. факультет

МГУ), академика Черного Г.Г. (институт механики МГУ), академика Шемякина Е.И. (мех.-мат. факультет МГУ).

Структура и объем. Диссертация состоит из введения, шести глав и выводов. В начале диссертации даны основные обозначения. Списки использованной литературы даны в конце каждой главы. Работа изложена на 250 страницах, содержит 95 рисунков.

Примечание о личном вкладе автора. Первая модель, учитывающая возможность дробления пузырьков за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца разрабатывалась в сотрудничестве с д.т.н. Сопленковым К.И. под руководством академика Р.И. Нигматулина (на это имеется ссылка во 2-м томе его монографии 1987 г.). Модель опубликована в книге академика Р.И. Нигматулина, вышедшей на английском языке в 1991г.

Вывод о существовании в неравновесно кипящей жидкости самоподдерживающихся ударных волн разрежения, сделанный на основе расчетов по модели, был сделан в сотрудничестве с проф. Смирновым Н.Н. Под его руководством была разработана вторая модель, учитывающая возможность разрушения пузырьков за счет неустойчивости, развивающейся под действием радиальных ускорений.

Содержание работы.

Во введении дана характеристика предмета исследований – скоростных потоков кипящей жидкости. Приведены результаты визуализации медленных и скоростных потоков. Показана актуальность темы, сформулирована цель работы, выделены положения, выносящиеся на защиту, и дан порядок изложения материала в работе.

В главе I основные задачи были решены в рамках равновесной и неравновесной по температурам модели кипения на постоянном числе центров (Б.И. Нигматулина, К.И. Сопленкова, 1980).

1-й является задача о разгерметизации сосуда высокого давления. В трубе, закрытой с одного конца наглухо, со второго – стеклянным диском,

находится недогретая до параметров насыщения вода под давлением P_0 , с температурой T_0 (A.R. Edwards & T.P. O'Brien, 1970). Начальное давление в два раза выше давления насыщения $P_s(T_0)$. В момент времени $t=0$ стеклянный диск разбивают, давление в выходном сечении падает до атмосферного и начинается процесс истечения, сопровождаемый кипением. При разгерметизации возникает волна разрежения, которая переводит жидкость в сосуде в перегретое состояние (рис.1.1). На крупномасштабных осциллограммах (рис.1.2,*a*; 1.3,*a*) первая волна разрежения видна как отвесное падение давления в момент $t=0$. После прохождения быстрой волны в сосуде устанавливалось практически однородное давление, которое на 1 МПа ниже давления насыщения и значительно выше атмосферного. Давление держится на этом уровне в течение десятых долей секунды, а затем резко падает: сначала в 1-м, самом близком к выходу сечении, затем в 3-м, 4-м и 5-м (рис.1.2,*a*).

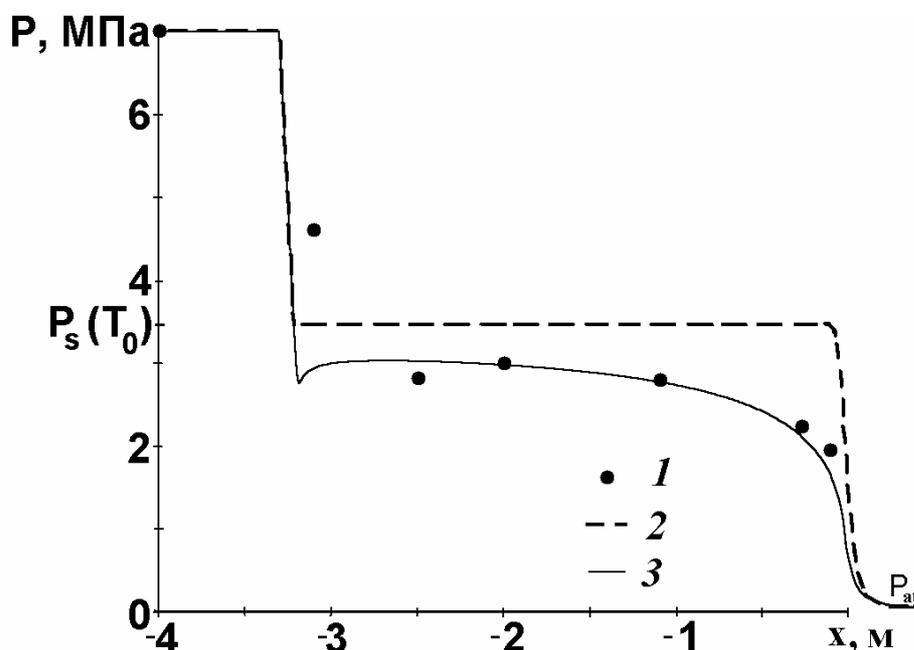


Рис.1.1. Профиль давления по длине канала в момент времени 3 мс: 1 -- экспериментальный A.R.Edwards & T.P.O'Brien (1970); 2 -- рассчитанный по равновесной модели; 3 -- по неравновесной модели кипения на постоянном числе пузырьков. $P_0=7$ МПа, $T_0=515$ К.

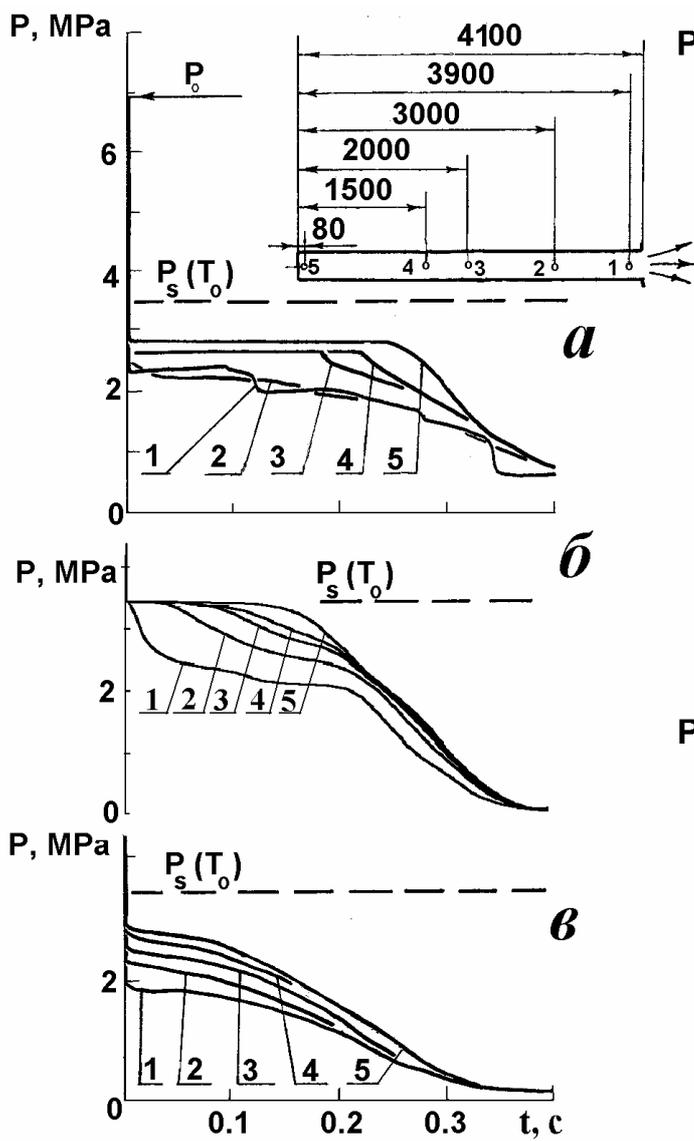


Рис.1.2

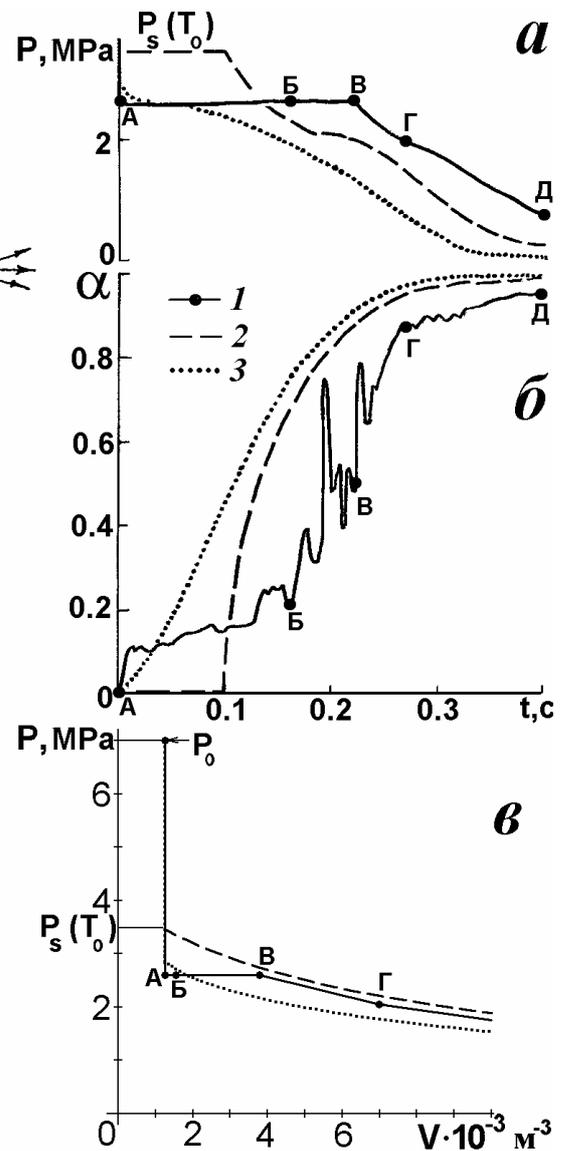


Рис.1.3

Рис.1.2. Осциллограммы давления в сечениях, удаленных от закрытого конца трубы на расстояние: 3.9; 3; 2; 1.5 м и 8 см (кривые 1 -- 5): *а* -- эксперимент А.Р.Едвардс & Т.Р.О'Бриен (1970); *б* -- расчеты по равновесной модели; *в* -- по неравновесной модели кипения на постоянном числе пузырьков (Б.И.Нигматулин, К.И.Сопленков, 1980).

Рис.1.3. Осциллограммы давления (*а*), объемного паросодержания (*б*) в сечении, удаленном на 1.5 м от закрытого конца трубы и построенные по ним зависимости давления от удельного объема смеси (*в*): 1 -- эксперимент А.Р.Едвардс & Т.Р.О'Бриен (1970); 2 -- расчеты по равновесной модели; 3 -- по неравновесной модели кипения на постоянном числе пузырьков

Таким образом, в экспериментах видна 2-я, медленная волна разрежения. Падение давления сопровождается резким увеличением объемного содержания пара от $\alpha=0.2$ до 0.9 (рис.1.3,б). В диссертации представлены данные еще нескольких экспериментов, в которых отчетливо видна медленная волна кипения.

Равновесная модель кипящей жидкости основана на предположении, что жидкость и ее пар всегда остаются в равновесии. Считается, что давления и температуры фаз равны друг другу и соответствуют параметрам на линии насыщения, скорости фаз также полагаются равными

$$P_l = P_g = P, \quad T_l = T_g = T, \quad u_l = u_g = u \quad (1.1)$$

Адиабатическое движение равновесной смеси описывается теми же уравнениями, что и движение обычного однокомпонентного газа: законами сохранения массы, импульса и энтропии. Уравнение состояния равновесной смеси – состоящая из двух частей кусочно-непрерывная зависимость между давлением, плотностью и энтропией смеси (пунктир на рис.1.3,в)

$$\rho = \begin{cases} \rho_l(P, S=S_l), & P \geq P_s(S_l), \\ \left(\frac{1}{\rho_l} + \varphi(P)(S-S_l) \right)^{-1}, & P < P_s(S_l), \end{cases} \quad \varphi(P) = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S \quad (1.2)$$

где $\varphi(P)$ -- производная от температуры по давлению, взятая вдоль линии насыщения.

В месте начала кипения производная от плотности по давлению терпит разрыв, а скорость звука скачком меняется от скорости звука в жидкости $a_l \sim 1000$ м/с до скорости звука в равновесной смеси $a_e \sim 10-100$ м/с $\ll a_l$. Скачкообразное изменение скорости звука приводит к тому, что волна разрежения в равновесной двухфазной смеси распадается на две, между которыми находится область постоянного давления $P_s(T_0)$ (линия 2 на

рис.1.1). Первая часть волны разрежения движется со скоростью звука в жидкости a_l , передний фронт второй -- со скоростью $a_e - u_s$, где u_s -- скорость потока за первой частью волны разрежения.

Расчеты по равновесной модели (рис. 1.3) существенно отличаются от экспериментальных кривых. Сравнение экспериментальной кривой процесса АБВГ с равновесной адиабатой (пунктир на рис.1.3,в) показывает, что на начальной стадии истечения процесс существенно неравновесен, а равновесная модель не допускает пребывания жидкости в перегретом состоянии.

Неравновесная по температурам модель Б.И.Нигматулина, К.И.Сопленкова (1980) учитывает конечную скорость обмена теплом между фазами. Предполагается, что жидкость кипит на находящихся в ней примесных частицах. Число центров кипения -- свободный параметр модели. Постулируется, что число пузырьков в смеси не меняется в процессе течения. Принимаются предположения о равенстве скоростей и давлений в паре и жидкости и предположение об однородности параметров в паровом пузырьке.

Система уравнений состоит из законов сохранения массы, импульса и энергии смеси, массы пара и уравнения для числа пузырьков

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + P)}{\partial x} = -\xi \frac{\rho |u| u}{2D}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(i - \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \left(i + \frac{u^2}{2} \right) \right) = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g \alpha u)}{\partial x} = j n, \quad c = const \quad (1.6)$$

$$\rho = (1 - \alpha) \rho_l + \alpha \rho_g, \quad i = (1 - \chi) i_l + \chi i_g, \quad \chi = \frac{\rho_g \alpha}{\rho}$$

α , χ объемное и массовое содержания пара; ρ , i - плотность и энтальпия двухфазной смеси, i_l , i_g -- энтальпии жидкости и пара, C -- число пузырьков в единице массы смеси, $n=C\rho$ -- число пузырьков в единице объема смеси, ξ - коэффициент трения между потоком и стенками канала.

Интенсивность испарения жидкости в пузырек j определяется из автомодельного решения задачи о тепловом росте парового пузырька (L.E.Scriven, 1959). Используется аппроксимация решения (Д.А.Лабунцовым и др., 1964)

$$\text{Nu}=2+\left(\frac{6\text{Ja}}{\pi}\right)^{2/3}+\frac{12\text{Ja}}{\pi}, \quad \text{Ja}=\frac{c_l\rho_l(T_l-T_s)}{\rho_g h} \quad (1.7)$$

$$j=2\pi D_l a \rho_l \text{Ja Nu} \quad (1.8)$$

где Ja - числа Якоба, T_l , $T_s(P)$ - температуры жидкости на удалении от пузырька и на его поверхности.

Кроме соотношений (1.7), (1.8), система уравнений (1.4) -- (1.6) замыкается уравнениями состояния фаз и калорическим уравнением для жидкости.

Расчеты по неравновесной модели Б.И.Нигматулина, К.И.Сопленкова (1980) с числом пузырьков $C=10^6 \text{ кг}^{-1}$ показаны на рис.1.1 сплошными линиями 3. Видно, что на волновой стадии процесса достигается хорошее соответствие экспериментального и теоретического профилей давления.

В момент времени $t \approx 3.6$ мс волна разрежения достигает заглушенного конца сосуда и отражается. Давление за отраженной волной разрежения опускается до 1 МПа и жидкость интенсивно вскипает. Кипение вызывает подъем давления у стенки и быстрое затухание волны. В результате к времени 5 мс по всему каналу, кроме выходного сечения, устанавливается однородное давление.

На основной стадии давление в сосуде монотонно понижается, а паросодержание -- увеличивается. Скачка кипения, заметного в экспериментах, в расчетах -- не наблюдается (рис.1.2,*а,в*). Аналогичный вывод может быть сделан из сопоставления расчетных и экспериментальных осциллограмм, снятых в одном сечении (рис.1.3, *а*).

Сравнение экспериментальной зависимости давления от удельного объема смеси с зависимостью, полученной по модели кипения на постоянном числе центров (линии 1, 3 на рис.1.3,*в*) показывает, что модель Б.И.Нигматулина, К.И.Сопленкова (1980) описывает неравновесное состояние двухфазной смеси (точки А, Б), но не объясняет ее быстрый переход в равновесие в «скачках кипения». Это указывает на существование не учтенного моделью механизма перехода неравновесной смеси в равновесное состояние.

В диссертации, в рамках известных моделей решается задача о течении вскипающей жидкости через сопла Лавалья. Для расчетов выбраны эксперименты, в которых характерные размеры сопел и начальные параметры воды были близки к параметрам экспериментов А.Р.Едвардс & Т.Р.О'Бриен (1970). Чтобы иметь основания описывать сопловые потоки в квазиодномерном приближении, выбраны эксперименты с малым отношением диаметра к длине сопла (J.Y.Voivin, 1979).

Расчеты с числом пузырьков $C=10^6 \text{ кг}^{-1}$, при котором достигается наилучшее соответствие расчетов с экспериментами по течениям в трубах, дают двукратное расхождение теоретического и экспериментального профилей давления. Теоретический расход через сопло -- в 1.5 раза выше реального. Оказалось, что экспериментам на соплах лучше моделируются равновесной моделью, что свидетельствует о наличии механизма, обеспечивающего быстрый переход кипящей смеси в равновесие.

Таким образом, равновесная модель исключает возможность неравновесного кипения, а неравновесная модель кипения на постоянном числе центров -- быстрый переход двухфазной смеси в равновесие.

В главе II высказывается гипотеза о том, что в скоростных потоках помимо механизма формирования межфазной поверхности за счет теплового роста пузырьков, существует второй – их дробление. Увеличивая межфазную поверхность, дробление приводит к росту интенсивности испарения и ускоренному переходу смеси в равновесное состояние.

Построена модель течений вскипающей жидкости, учитывающая возможность разрушения пузырьков за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающейся при их обтекании жидкостью. Как и в модели Б.И.Нигматулина, К.И.Сопленкова (1980) принимаются предположение о равенстве давлений в паре и жидкости, об однородности параметров в паровом пузырьке и о малости плотности пара в сравнении с плотностью жидкости. Разность скоростей фаз считается малой в сравнении со скоростью потока. Система уравнений включает те же уравнения (1.4 -- 1.8). Единственное различие моделей состоит в том, что вместо условия сохранения числа пузырьков (1.6) вводится уравнение их баланса. Проскальзывание фаз определяется из уравнения равновесия действующих на пузырек сил (инерцией самого пузырька пренебрегается)

$$\frac{dc}{dt} = \psi, \quad \psi = \frac{c^* - c}{\tau}, \quad f_A + f_m + f_\mu = 0 \quad (2.1)$$

$$f_A = \rho_l \frac{4}{3} \pi a^3 \frac{du}{dt}, \quad f_\mu = -\rho_l \frac{c_\mu}{2} \pi a^3 |u_g - u| (u_g - u) \quad (2.2)$$

$$f_m = -\rho_l \frac{2}{3} \pi a^3 \left(\frac{d_g u_g}{dt} - \frac{du}{dt} \right) - \frac{\rho_l}{2} (u_g - u) \frac{d_g}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi a^3 \right) \quad (2.3)$$

$$c_\mu = c_\mu(\text{Re}), \quad \text{Re} = 2a \rho_l \frac{|u_g - u|}{\mu}$$

где Ψ -- интенсивность дробления пузырьков, c^* -- число пузырьков, которое образовалось бы в случае мгновенного дробления, τ^* -- характерное время разрушения пузырька, f_A, f_m, f_μ -- силы Архимеда, присоединенных масс и Стоксова сила вязкого трения между пузырьком и жидкостью, $u \approx u_l, u_g$ -- скорости смеси (жидкости) и пара, c_μ -- коэффициент вязкого сопротивления, μ -- коэффициент динамической вязкости жидкости.

Параметры c^* и τ^* определяются из решения задачи о росте малых возмущений на плоской межфазной поверхности, обтекаемой жидкостью (Г. Ламб, 1947). Предполагается, что пузырек дробится волнами, темп роста амплитуды которой максимален. Из условия, что длина волны не должна превышать диаметр пузырька: $\lambda^{**} \leq 2a$, следует критерий устойчивости поверхности пузырька, обтекаемого жидкостью -- число Вебера и оценка его критической величины

$$We = \frac{2a \rho_g (u_g - u_l)^2}{\sigma}, \quad We^* = 3\pi \quad (2.4)$$

Число осколков дробления (c^*/c) оценивается как отношение диаметра пузырька к длине волны возмущения, дробящего пузырьки, а характерное время дробления -- как время роста возмущений длины λ^{**} в e раз ($e=2.7\dots$)

$$\frac{c^*}{c} = \frac{2a}{\lambda^{**}} = \frac{We}{We^*}, \quad \tau^* \sim \frac{1}{h(\lambda^{**})} = \sqrt{\frac{\rho_l a^3}{\sigma} \left(\frac{We}{We^*} \right)^3} \quad (2.5)$$

Модель имеет два свободных параметра: число центров кипения и критическое значение числа Вебера. Наилучшее соответствие эксперименту A.R.Edwards & T.P.O'Brien (1970) достигается с $c_0 = 0.4 \cdot 10^6 \text{ кг}^{-1}$ и $We^* = 1$.

Расчеты начальной стадии разгерметизации сосуда по предлагаемой в данной главе модели не отличаются от расчетов по модели на постоянном числе центров: в сосуд уходит волна разрежения, которая отражается от глухого конца сосуда и быстро затухает. В результате по всей длине сосуда устанавливается однородное давление, меньшее давления насыщения.

В канале быстро устанавливается режим запираания потока, когда скорости потока и звука в выходном сечении равны, $u = a_f$. Запирание приводит к тому, что на выходе устанавливается большой градиент давлений, который вызывает большие ускорения потока и значительные проскальзывания фаз. Радиус пузырьков также максимален на выходе. Поэтому на выходе число Вебера достигает критического значения и именно там начинается дробление пузырьков. Постепенно область дробления смещается в глубь канала.

На рис.2.1,б, где на одном графике сопоставлены крупномасштабные расчетные осциллограммы давления, отчетливо видна медленная волна. На рис.2.2, где сопоставлены экспериментальные 1 и теоретические 2 -- 4 осциллограммы давления и объемного содержания пара ($x=1.5 \text{ м}$), в расчетах по предлагаемой модели (линии 4) отчетливо виден скачок кипения – тонкая область, в которой объемное паросодержание меняется от 0.4 до 0.8 (рис.2.2,б).

Из представленных на рис.2.1,в зависимостей давления от удельного объема в трех сечениях видно, что дробление обеспечивает переход неравновесной смеси в равновесное состояние в пределах канала.

На рис.2.3 показано распределение параметров по длине канала через 0.1, 0.2 и 0.3 с. после разгерметизации. В течении отчетливо выделяются три зоны (рис.2.3,а). Зона индукции, расположена между закрытым концом трубы и фронтом медленной волны. В этой зоне жидкость кипит только на начальных центрах (рис.2.3,б), температуры жидкости и пара в ней различны (рис.2.3,з).

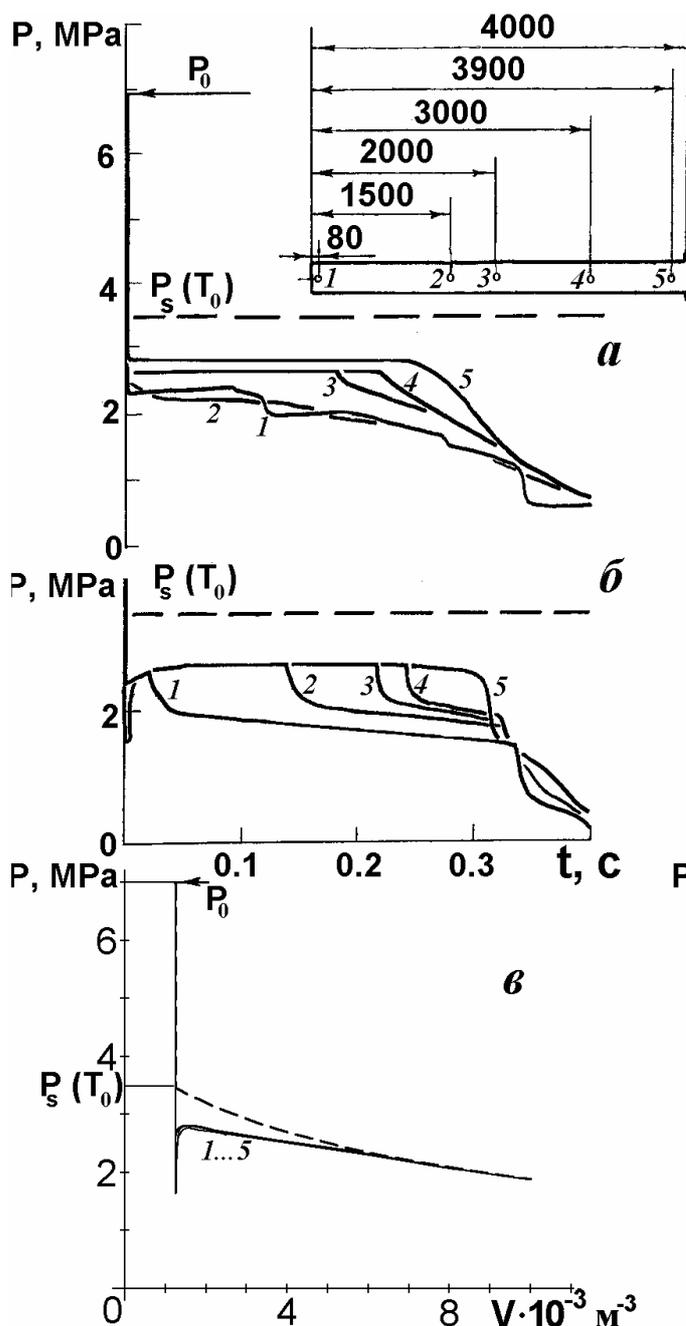


Рис.2.1

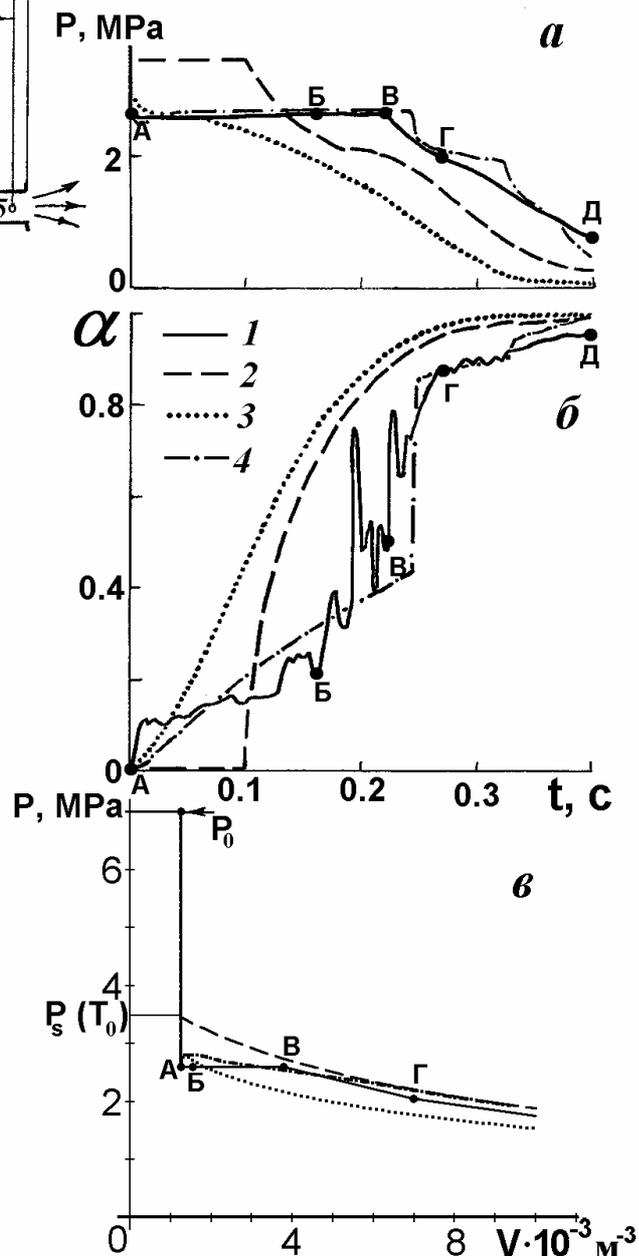


Рис.2.2

Рис.2.1. Осциллограммы давления в сечениях, удаленных от закрытого конца трубы на расстояние: 3.9; 3; 2; 1.5 м и 8 см (кривые 1 – 5 на рис. а, б): а -- эксперимент A.R.Edwards & T.P.O'Brien (1970); б -- расчеты по модели, предлагаемой в данной главе; в – расчетные зависимости давления от удельного объема смеси в тех же сечениях

Рис.2.2. Осциллограммы давления (а), объемного паросодержания (б) и построенные по ним зависимости давления от удельного объема смеси (в): в сечении, удаленном на 1.5 м от закрытого конца трубы: 1 - эксперимент A.R.Edwards & T.P.O'Brien (1970), 2 -- расчеты по равновесной модели; 3 -- по неравновесной модели кипения на постоянном числе пузырьков (Б.И.Нигматулин, К.И.Сопленков, 1980), 4 -- по модели, предлагаемой в данной главе

Движение смеси вызвано неравновесным кипением: поскольку жидкость перегрета -- непрерывно выделяется пар расширяя смесь. Последняя отталкивает себя от закрытого конца трубы. Скорость смеси возрастает по длине зоны от 0 до 10 м/с (рис. 2.3,д). Ускорение в этой зоне ~ 100 м/с². Для создания такого ускорения необходим перепад давлений всего ~ 0.1 МПа. При уровне давлений ~ 3 МПа такое изменение на графиках не заметно (рис. 2.3,а). На правой границе зоны число Вебера достигает критического значения.

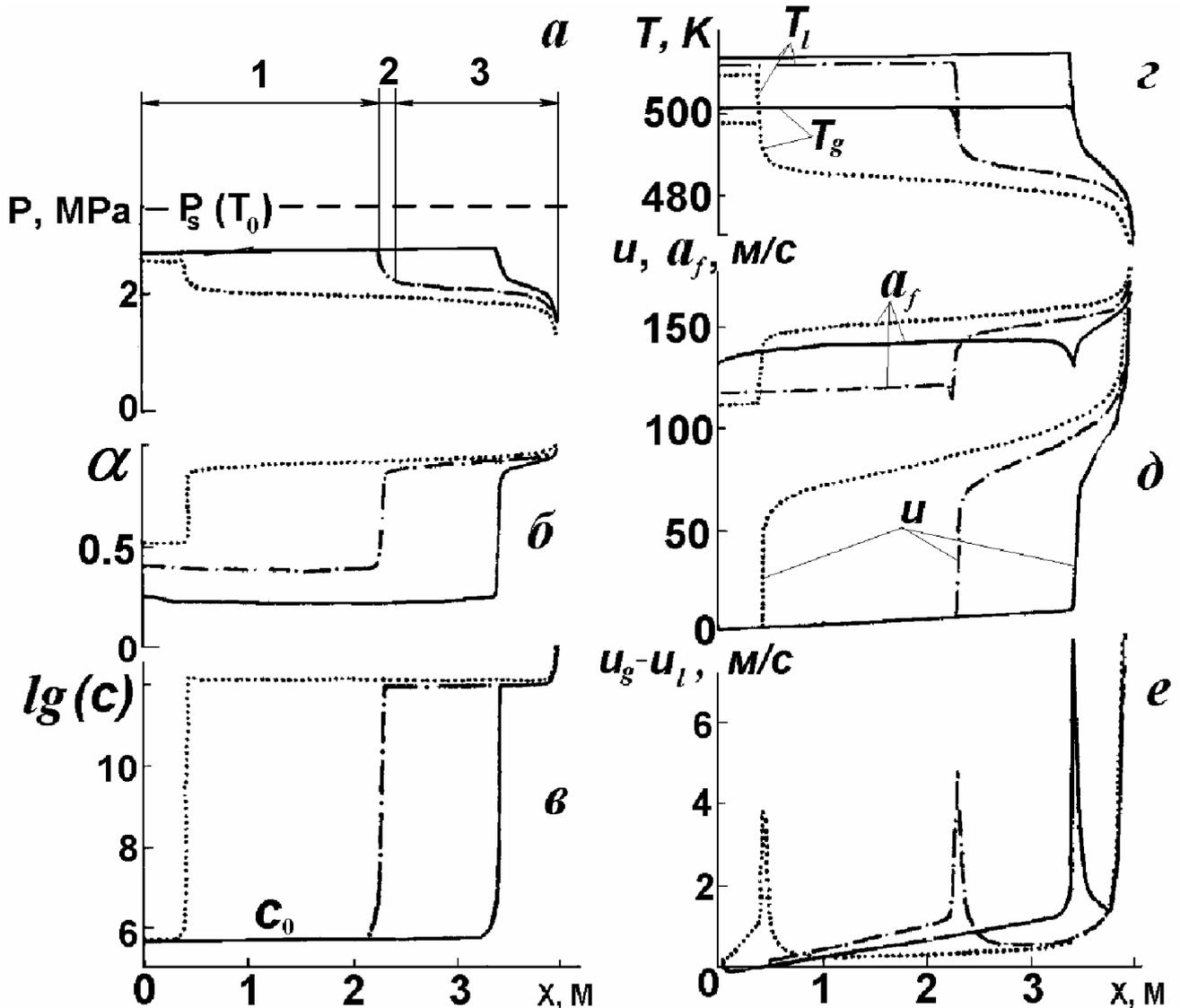


Рис.2.3. Распределение по длине канала давления (а), объемного содержания пара (б), числа пузырьков в единице массы смеси (в), температур жидкости и пара (г), скорости потока и замороженной скорости звука (д), разности скоростей фаз (е) через 0.1, 0.2, 0.3 с после разгерметизации (сплошная линия, штрихпунктирная и пунктирная линии, соответственно)

2-я зона, медленная волна разрежения - движущаяся область, где происходят резкие изменения параметров. Хотя она в 100 раз уже длины канала именно в ней выделяется основное количество пара. Его объемное содержание возрастает с $\alpha \approx 0.2$ до 0.8 (рис. 2.3,б). Такая интенсификация кипения возможна благодаря большому увеличению межфазной поверхности, вызванному дроблением пузырьков. Количество пузырьков в этой зоне возрастает на 6 порядков (рис. 2.3,в). Смесь в этой зоне переходит в равновесное состояние: температуры жидкости и пара становятся равными (рис. 2.3,г).

3-я -- зона равновесного кипения. Это – центрированная волна разрежения, движущаяся по равновесной смеси.

Медленная волна кипения -- область шириной ~ 1 см в которой интенсивно меняются параметры (рис.2.3). В системе координат, связанной с волной, члены, содержащие частные производные по времени – малы. Поэтому, несмотря на переменность параметров перед медленной волной, ее структура может быть описана стационарными уравнениями. Исключая производные по времени и члены, характеризующие трение о стенки канала, получаем стационарный аналог модели (1.4) – (1.6), (2.1)

$$G = \rho v = \text{const}, \quad R = Gv + P = \text{const}, \quad I = i + \frac{v^2}{2} = \text{const} \quad (2.6)$$

$$\frac{dv}{dy} = \frac{j c \rho (1/\rho_g - 1/\rho_l)}{1 - v^2/a_f^2}, \quad a_f = \left[\frac{\rho(1-\alpha)}{\rho_l a_l^2} + \frac{\rho \alpha}{P} \right]^{-1/2}, \quad \frac{dc}{dy} = \frac{\psi}{v} \quad (2.7)$$

$$\frac{d}{dy} \left[\frac{\Delta v}{\rho_g} \right] = \frac{2}{\rho_g} \frac{dv}{dy} - \left\{ \frac{3c \mu |\Delta v|}{4a} + \frac{3j}{4\pi a^3} \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) \right\} \frac{\Delta v}{\rho_g v} \quad (2.8)$$

где y - расстояние от места начала дробления, v - скорость потока в подвижной системе координат, $\Delta v = u_g - u$ - разность скоростей фаз, a_f - замороженная

скорость звука в неравновесной по температурам модели.

Поскольку за медленной волной следует центрированная волна разрежения, движущаяся по равновесной смеси, то для сращивания решений параметры в хвостовой точке медленной волны должны быть в состоянии равновесия. Кроме того, обе волны должны двигаться с одинаковой скоростью. Таким образом, за волной должны выполняться условия

$$y \rightarrow \infty: \quad T_l = T_g, \quad v = a_e \quad (2.9)$$

где a_e -- равновесная скорость звука $a_e < a_f$.

Все параметры в передней точке волны "о" ($y=0$), исключая скорость v , берутся из численного эксперимента (рис.2.3): $P=2.7$ МПа, $\alpha=0.2$, $T=513\text{К}$, $We=We^*$. Меняя скорость набегающего потока V_0 , получаем возможные решения (рис.2.4).

Режимы типа оС, соответствующие большой скорости набегающего

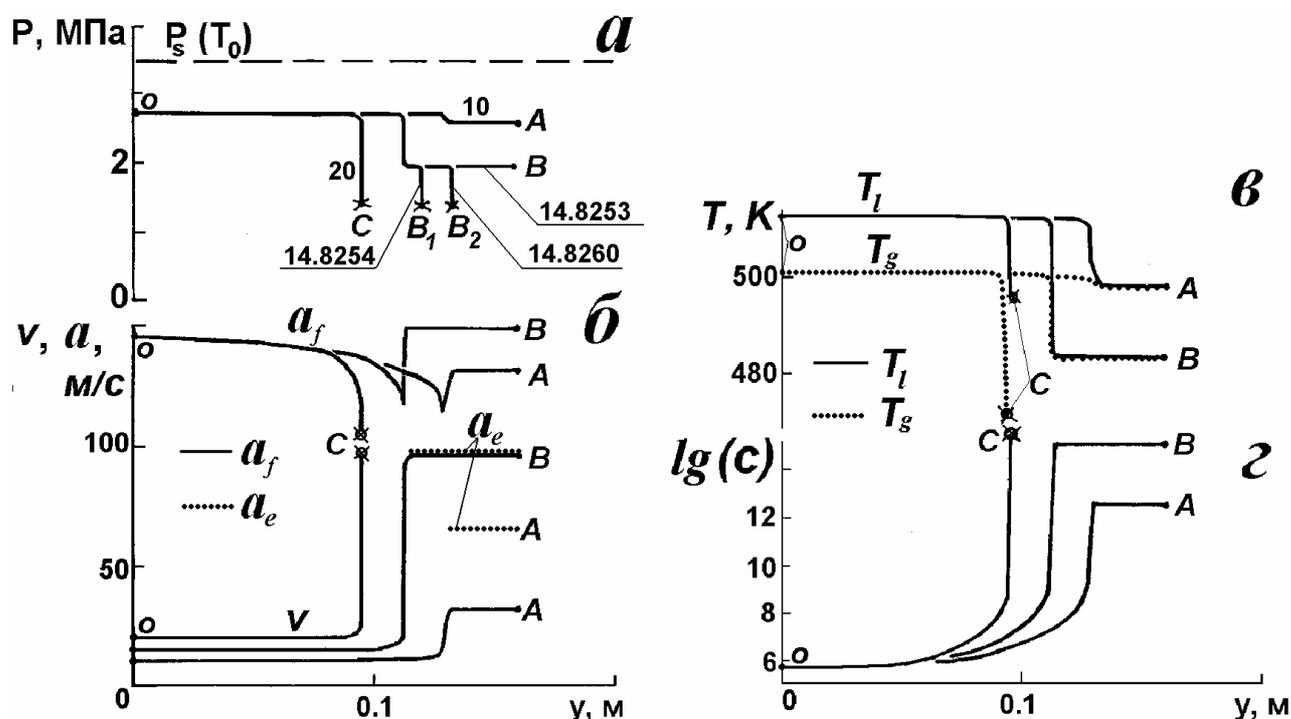


Рис.2.4. Стационарная структура "медленной волны". Представлены распределения давления (а), скорости потока и скоростей звука (б), температур жидкости и пара (в), числа пузырьков (г) во фронте волны при различных значениях скорости набегающего потока, значения которой в м/с даны цифрами на рис. а.

потока, не реализуются, поскольку на них скорость потока достигает замороженной скорости звука $V = a_f$ еще до перехода смеси в равновесие и решение «обрывается» (см. первое из уравнений (2.7)).

Среди интегральных кривых есть решения типа «волны»: **oA** и **oB**. В них смесь за волной переходит в равновесное состояние (рис.2.4,*в*). Однако только на режиме **oB** скорость потока за волной равна равновесной скорости звука (пунктир на рис.2.4,*б*). Таким образом, только режим **oB**, характеризующийся определенным расходом через волну, отвечает условиям (2.9).

Стационарные уравнения позволяют установить механизм формирования медленной волны. В первой точке волны пузырьки начинают дробиться. Из-за дробления межфазная поверхность возрастает, интенсивность массообмена в $(c j \rho)$ увеличивается и градиент скоростей растет (т.к. $c j \rho$ в числителе первого из уравнений (2.7)). Из (2.8) следует, что увеличение градиента скорости приводит к увеличению разности скоростей фаз. Увеличение ΔV приводит к тому, что число Вебера не уменьшается при дроблении, несмотря на уменьшение радиуса пузырька, и дробление повторяется. Реализуется «цепное дробление», когда один акт создает условия для следующего. Это приводит к большому увеличению числа пузырьков за короткое время (рис.2.4,*г*). Дробление прекратится, когда жидкость перейдет в равновесное состояние. Тогда интенсивность испарения $j \rightarrow 0$, а вместе с ней и градиент скорости (см. рис.2.4).

Наличие у медленной волны кипения стационарной структуры означает, что она является ударной, а равенство скорости потока за волной скорости звука $V = a_e$, -- что волна является самоподдерживающейся.

В диссертации предложена «энергетическая» картина процессов в «медленной волне». Из-за цепного дробления пузырьков, кипение заметно интенсифицируется и тепловая энергия метастабильной жидкости

$c_l(T_l - T_s(P))$ переходит в кинетическую энергию потока равновесной двухфазной смеси.

Представленная в данной главе модель была использована для моделирования течений в длинных соплах (J.Y.Voivin, 1979). Течение рассчитывались в квазиодномерном приближении. В систему уравнений (1.4) – (1.8), (2.1) были введены члены, учитывающие изменение площади поперечного сечения канала. Свободные параметры модели были выбраны теми же, что и при описании течений в прямолинейном канале: $c_0 = 4 \cdot 10^5 \text{ кг}^{-1}$, $We^* = 1$.

Решалась задача о "запуске" сопла. До момента $t=0$ на выходе поддерживалось высокое давление, при котором жидкость текла через сопло, не вскипая. В нулевой момент времени давление на срезе сопла понижается до 1.5 МПа и начинается процесс перехода на новый режим. Параметры жидкости на входе поддерживаются постоянными: $P_0 = 6.12 \text{ МПа}$, $T_0 = 545 \text{ К}$.

Расчеты без учета дробления пузырьков даны на рис.2.5. Расчетный расход в 1.5 раза выше экспериментального. Расчетный и экспериментальный профили давления существенно отличаются. Профили температур (рис. 2.5,д) показывают, что смесь покидает сопло в неравновесном состоянии. Как следует из распределения чисел Вебера по длине канала (рис.2.5,з), в дозвуковой части потока созданы условия для фрагментации пузырьков, однако, в расчете не предусмотрена возможность дробления.

Расчеты по модели с учетом дробления (рис.2.6) дают хорошее соответствие профилю давления и расхода в численном и физическом экспериментах (рис.2.6,б,в). Расчет показывает формирование около горла сопла (сечение $x=2 \text{ м}$) медленной волны кипения, которая переводит двухфазную смесь в равновесие и уменьшает расхода через сопло до значений, рассчитанных по равновесной модели $G_e \approx 18.8 \text{ кг/с}$ (рис.2.6, в).

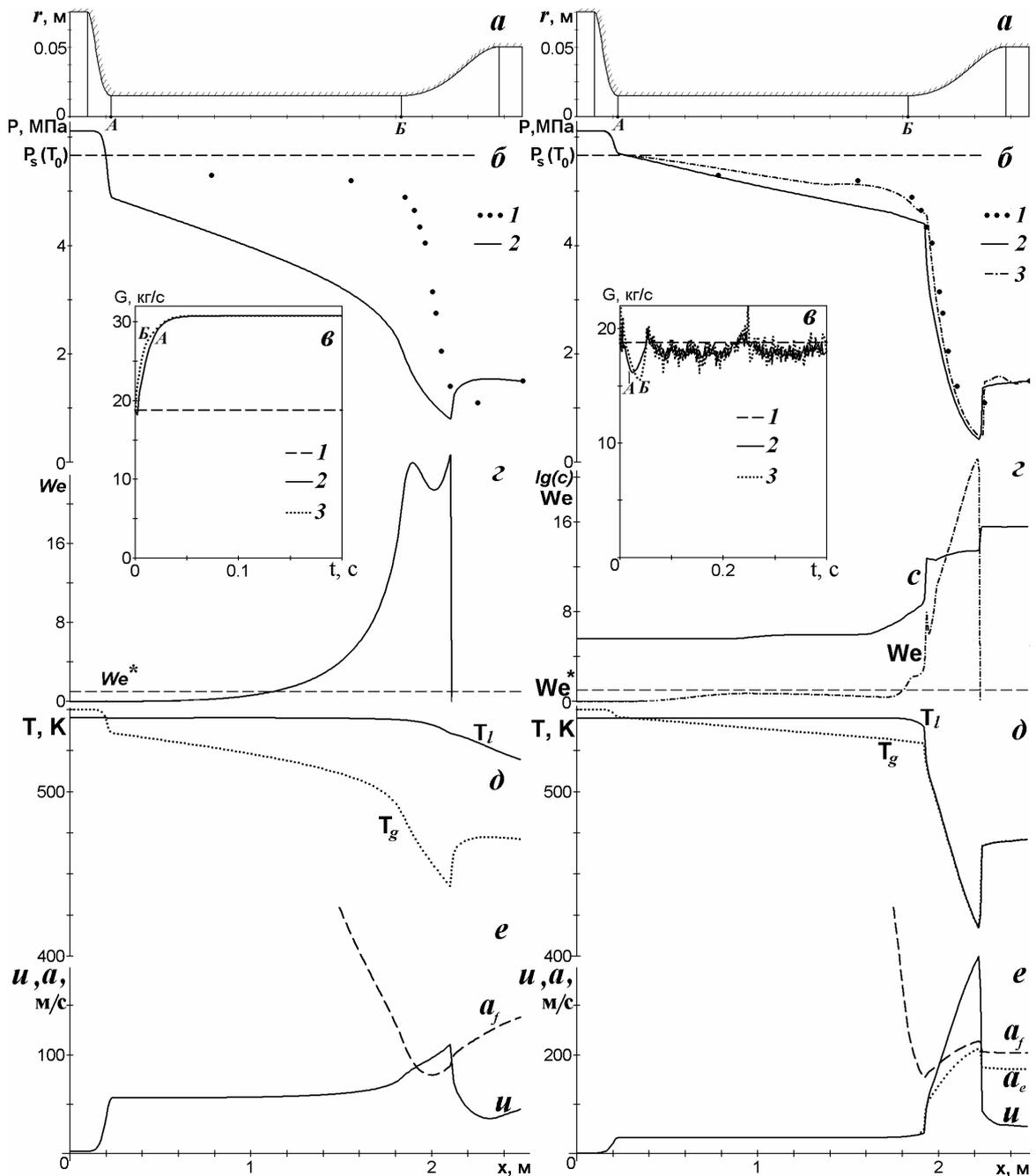


Рис.2.5

Рис.2.6

Рис.2.5. Сравнение с экспериментом J.Y. Voivin (1979) расчетов истечения вскипающей воды через сопло Лавалья (а) по модели кипения на постоянном числе центров $c_0 = 4 \cdot 10^5 \text{ кг}^{-1}$. На стационарном режиме истечение ($t=0.2$ с) даны: б -- сравнение экспериментального профиля давлений (1) с расчетным (2); в -- расход в эксперименте (1) и изменение расходов через сечения А и Б (рис. а) в расчетах; г--е -- для момента $t=0.2$ с представлены: профили числа Вебера (з), температуры жидкости и пара (д), скорости и замороженной скорости звука (е)

Рис.2.6. Сравнение с экспериментом J.Y. Voivin (1979) расчетов истечения вскипающей воды через сопло Лавалья (а) по модели, учитывающей

дробление $c_0 = 4 \cdot 10^5 \text{ кг}^{-1}$, $We^* = 1$ Даны: б -- сравнение экспериментального профиля давлений (1) с расчетными (2) для моментов времени $t = 0.2 \text{ с}$ (2) и $t = 0.4 \text{ с}$ (3); в -- расход в эксперименте (1) и изменение расходов через сечения А и Б (рис. а) в расчетах; з--е -- для момента $t = 0.2 \text{ с}$ даны: профили чисел пузырьков и чисел Вебера (з), температур жидкости и пара (д), скорости, замороженной и равновесной скоростей звука (е)

Расчеты по модели, учитывающей дробление, показывают, что течение в сопле выходит на автоколебательный режим (рис.2.6,б,в). Для установления причин автоколебаний было проанализировано стационарное течение в простом сопле, состоящем из конфузора и удлиненного прямолинейного участка. Оказалось, что условия для дробления создаются при длинах прямолинейного участка, значительно превышающих длину такого участка в исследуемом сопле (рис. 2.6,а).

Таким образом, с одной стороны, в критическом сопловом потоке волна кипения должна быть расположена в горле сопла (т.к. скорость потока за ней не может превысить звуковую), а с другой – в горле отсутствуют условия для дробления. Противоречие разрешается созданием условий для дробления за счет перехода на колебательный режим. На этом режиме волна кипения возникает в горле, но существует в неустойчивом состоянии.

Для проверки предложенной гипотезы было "сконструировано" сопло, в котором волна кипения может существовать в стационарном состоянии. Начальные параметры жидкости, атмосферное давление, свободные параметры модели были оставлены неизменными, а горло сопла, показанного на рис 2.6,а, было удлинено на 6.4 м. Расчеты показали, что течение в удлиненном сопле выходит на стационарный режим.

Таким образом, причиной обнаруженных автоколебаний является невозможность соблюдения дополнительного условия эволюционности волны кипения: создание условия для дробления ($We = We^*$) в горле сопла.

С помощью разработанной модели кипящей жидкости, учитывающей дробление пузырьков из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, получены следующие результаты:

1. В расчетах получены "медленные волны кипения", обнаруженные ранее экспериментально. Анализ структуры волн кипения позволил установить механизм их формирования. Показано, что резкая интенсификация кипения вызвана цепным дроблением пузырьков.
2. Показано, что медленные волны кипения могут быть отнесены к классу самоподдерживающаяся волн разрежения, в которых тепловая энергия метастабильной жидкости переходит в кинетическую энергию потока..
3. Показано, что предложенная модель описывает течения в трубах и соплах с одним набором свободных параметров.
4. Предсказана возможность существования волн кипения в соплах Лавалья. Показана возможность автоколебательных режимов течения кипящей жидкости через сопла. Показано, что механизм автоколебаний связан с невозможностью обеспечения дополнительного условия эволюционности волны ($We = We^*$).

В главе III высказывается гипотеза о том, что число начальных пузырьков не влияет на динамику скоростных потоков кипящей жидкости. Небольшое количество начальных пузырьков образуется на стенках, однако механика скоростных потоков такова, что число пузырьков увеличивается на порядки и система «забывает» их начальное количество через миллисекунды после перехода жидкости в перегретое состояние. Причиной резкого увеличения числа пузырьков в перегретой жидкости является их дробление.

Тестирование известных моделей дробления пузырьков (за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающегося на боковых поверхностях пузырька, обтекаемого жидкостью; и неустойчивости Рэлея-Тейлора, возникающего в головной и хвостовой точках пузырька, находящегося в ускоряющемся потоке) показало, что они исключают возможность дробления пузырьков с радиусом $\sim 0.01 \div 0.1$ мм, до которых

успевают вырасти пузырек за миллисекунду при перегревах в $10 \div 20$ К. Числа Вебера и Бонда, при таких условиях, остаются меньше их критических значений.

Высказано предположение о том, что дробление микронных пузырьков происходит из—за радиальных ускорений, возникающих в окружающей пузырек жидкости при их сжатии (расширении). Если пузырек, попав в поле переменного давления, растет с ускорением $\ddot{a} > 0$, то в окружающей его жидкости возникает отрицательный градиент давлений: чем дальше от центра пузырька, тем давление меньше (рис.3.1,*а*). Ситуация качественно сходна с той, когда более тяжелая жидкость находится сверху легкой (рис.3.1,*б*) с той лишь разницей, что в данном случае роль сил тяжести играет инерция.

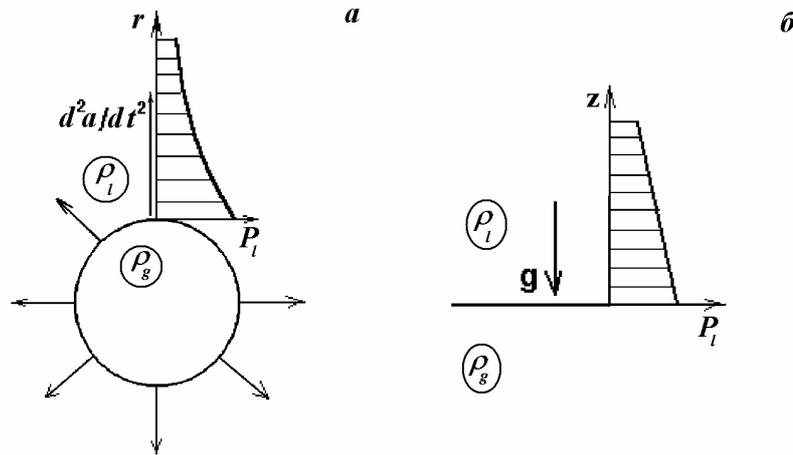


Рис.3.1. Схема развития неустойчивости межфазной поверхности из-за центробежных ускорений: *а* -- распределение давлений в окружающей пузырек жидкости; *б* - в жидкости находящейся над плоской межфазной поверхностью

Такая неустойчивость может быть охарактеризована числом Бонда, в котором ускорение свободного падения заменено центробежным ускорением поверхности пузырька

$$\text{Bo} = \frac{4a^2 \rho_l \dot{\omega}_a}{\sigma}, \quad \dot{\omega}_a = \frac{d\omega_a}{dt} \quad (3.1)$$

где ω_a -- физическая скорость межфазной поверхности.

Обработка экспериментальной работы J.E. Shepherd & B. Sturtevant (1982), в которой даны фотографии колеблющегося пузырька, подтвердила, что при положительных ускорениях пузырька $\ddot{a} > 0$ его поверхность теряет устойчивость.

В данной главе строится модель, учитывающая предложенный механизм разрушение пузырьков. Как и ранее принимаются предположения о равенстве давлений и скоростей фаз, об однородности параметров в паровом пузырьке и о малости плотности пара в сравнении с плотностью жидкости. Система уравнений и схема межфазного массообмена остаются теми же: (1.4) -- (1.8),

(2.1). Параметры c^* и τ^* определяются из решения задачи о росте малых возмущений на плоской границе раздела жидкостей, находящихся под действием массовой силы $\dot{\omega}_a$ (Ламб, 1947). Определяется длина волны λ^* с

максимальным темпом роста амплитуды. Из условия, что длина волны не должна превышать диаметр пузырька $\lambda^* \leq 2a$, получается критерий устойчивости поверхности пузырька, обтекаемого жидкостью -- число Бонда

(3.1) и оценка его критической величины $Bo^* = 12\pi^2$.

Число осколков дробления (c^*/c) оценивается как отношение диаметра пузырька к длине волны возмущения, дробящего пузырьки, а характерное время дробления -- как время роста возмущений длины λ^* в e раз ($e=2.7...$)

$$\frac{c^*}{c} = \frac{2a}{\lambda^*} = \sqrt{\frac{Bo}{Bo^*}}, \quad \tau^* \sim \frac{1}{h(\lambda)} = \sqrt{\frac{\rho_l a^3}{\sigma} \left(\frac{Bo}{Bo^*} \right)^{3/2}} \quad (3.2)$$

В рамках гомобарической модели, ускорение поверхности пузырька определяется через зависимость давления от времени $P(t)$. Дифференцируя уравнение баланса массы пузырька $\left(d/dt (4\pi\rho_g a^3/3) = j \right)$ имеем

$$\dot{\omega}_a = \frac{D_l}{2a} \left(\text{Nu} + \text{Ja} \frac{d \text{Nu}}{d \text{Ja}} \right) \frac{d \text{Ja}}{d t} - \frac{1}{a^3} \left(\frac{D_l}{2} \text{Ja Nu} \right)^2 + a \left(\frac{2 \dot{P}}{3P} \right)^2 - \frac{a \dot{P}}{3P}$$

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt}, \quad \ddot{P} = \frac{d^2 P}{dt^2}, \quad \frac{d \text{Ja}}{d t} = F \left(\frac{dP}{dt}, \frac{dT_l}{dt} \right)$$

Производные \dot{P} и \ddot{P} , с помощью законов сохранения (1.4) – (1.6), выражаются через производные от удельного объема и скорости по координате и находятся на каждом временном слое по распределению этих параметров.

Построенная модель имеет два свободных параметра: число центров кипения C_0 и критическое значение числа Бонда Bo^* .

С ее помощью моделируется процесс разгерметизации сосуда заполненного горячей водой при условиях 1-го эксперимента A.R.Edwards & T.P.O'Brien (1970): $P_0 = 7$ МПа, $T_0 = 515$ К. Для исключения из решения волн, образующихся при отражении от закрытого конца, длина сосуда увеличена до 20 м. Критическое число Бонда выбрано равным 300. Исследуется влияние начального числа центров кипения C_0 и времени открытия сосуда τ . Расчетные осциллограммы давления и числа пузырьков в сечении, удаленном на расстояние 1.1 м от открытого конца сосуда, представлены на рис.3.2.

Первой в сосуд уходит волна разрежения, формирующаяся при открытии сосуда. Она переводит жидкость в перегретое состояние. Давление в ней падает почти до атмосферного. Жидкость пребывает перегретой на 100 градусов доли миллисекунды. Вслед за волной разрежения приходит волна сжатия, в которой происходит интенсивное дробление пузырьков, и перегревы жидкости уменьшаются до десятков градусов.

Чем больше начальное число пузырьков (или время открытия сосуда, рис. 3.2,б), тем амплитуда волны сжатия меньше, дробление в ней менее интенсивно и перегревы жидкости больше (линии 2 на рис. а, б). В этом случае, за первой волной сжатия следует еще серия таких волн до тех пор, пока давление и число

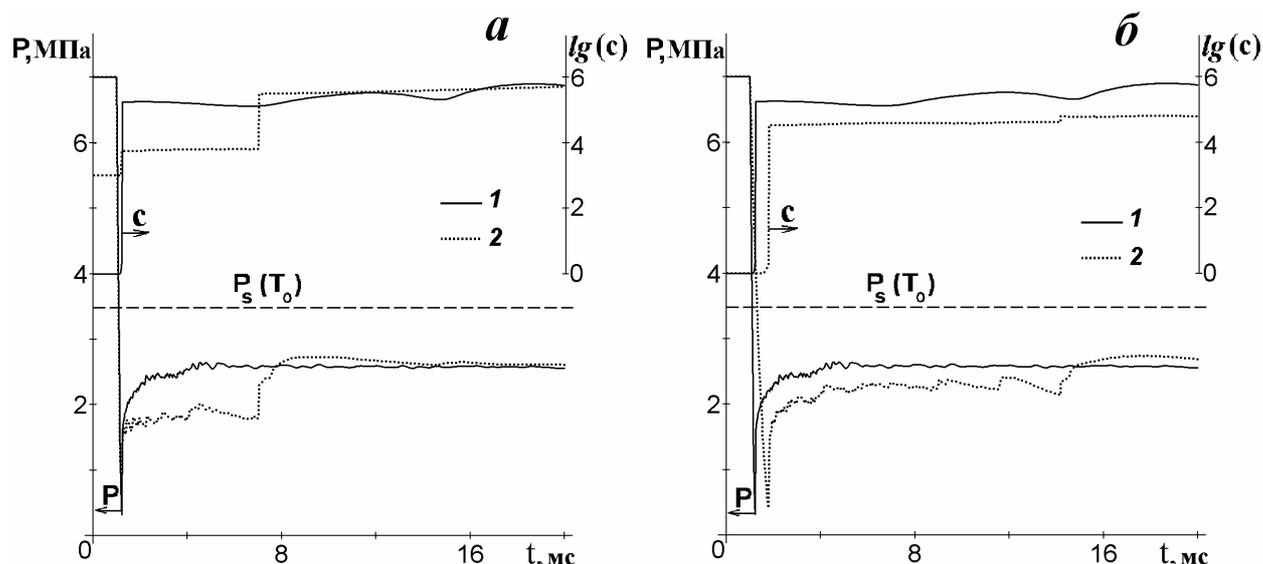


Рис.3.2. Осциллограммы давления и числа пузырьков в сечении $x=-1.1$ м, полученные при моделировании истечения из 20 м сосуда: **а** -- при времени разгерметизации $\tau=0.256$ мс и числе центров кипения: $c_0=1$ и 10^3 кг $^{-1}$ (1, 2); **б** – при $c_0=1$ кг $^{-1}$ и временах разгерметизации $\tau=0.256$ и 1 мс (1, 2). $Bo^*=300$

пузырьков не выйдут на те же уровни $P^*=2.7$ МПа, $c^*=10^6$ кг $^{-1}$. Уровень P^* определяется критическим числом Бонда. В представленных расчетах число Бонда взято равным 300, чтобы уровень P^* соответствовал уровню давления в эксперименте A.R. Edvards & T.P. O'Brien (1970).

Таким образом, расчеты показали, что дробление происходит только в волнах сжатия. Поскольку в этих волнах происходит формирование центров кипения, они названы «волнами нуклеации». Показано, что существует квазиустойчивое состояние неравновесно кипящей жидкости, характеризуемое P^* и c^* , в котором такие волны не возникают.

Предполагается существование стационарной структуры волн нуклеации в связанной с ними системе координат. Для ее исследования в исходную модель вносятся ряд изменений. В области волны объемное содержание пара

мало $\alpha \leq 10^{-3}$. Для образования такого ничтожного количества пара требуется потеря тепловой энергии жидкости в десятые -- сотые доли градуса. При ее перегревах в десятки градусов, таким изменением температуры можно пренебречь. Поэтому, при исследовании структуры волн, уравнение сохранения энергии смеси было заменено уравнением постоянства температуры жидкости.

Уравнения (3.1), (3.2) не содержат вторых производных по координате. Однако численная схема привносит схемную вязкость в модель. Используемая схема построена таким образом, чтобы гарантировать положительную вязкость равную, по порядку величин, вязкости воды.

В стационарный аналог системы (3.1), (3.2) были добавлены «вязкие члены» и отброшено уравнение сохранения энергии

$$G = \rho v = \text{const}, \quad v = -D + u, \quad T_l = T_0 = \text{const} \quad (3.3)$$

$$G \frac{dv}{dy} + \frac{dP}{dy} = \frac{4\mu^*}{3} \frac{d^2v}{dy^2}, \quad \frac{d\chi}{dy} = \frac{jn}{v}, \quad \frac{dc}{dy} = \frac{\psi}{v} \quad (3.4)$$

где y -- координата подвижной системы координат $0y$, связанной с фронтом ударной волны; v -- скорость потока в подвижной системе координат; $D < 0$ -- скорость движения волны; μ^* -- коэффициент псевдовязкости, свободный параметр модели (3.3), (3.4).

Параметры перед фронтом ударной волны берутся из численного расчета по полной модели: $P = 0.3$ МПа, $c = 2.5$ кг⁻¹, $a = 0.4$ мм. Скорость движения волны полагается равной скорости звука в чистой жидкости $D = a_{l0}$ (чтобы волна разрежения и волна нуклеации образовывали устойчивую структуру). Скорость набегающего потока рассчитывается по формуле: $v_0 = D + u = 1103.5$ м/с. Параметр μ^* подбирается таким, чтобы совпадали рассчитанные по полной модели и ее стационарному аналогу (3.3), (3.4) давление и число пузырьков за фронтом волны. В результате такой тарировки имеем: $\mu^* = 8 \cdot 10^{-4}$

Поскольку возмущения со стороны потока ниже по течению не могут двигаться со скоростью большей скорости звука и догнать волну детонации, она является самоподдерживающейся.

В работе предложена «энергетическая схема» самоподдерживающейся волны сжатия. Волна сжатия дробит пузырьки, увеличивая их число на порядки (рис.3.3). Вследствие дробления межфазная поверхность резко растет. Это создает условия для интенсивного кипения в зоне релаксации (см. кривую массового содержания пара χ на рис.3.3). Скорость потока достигает звуковой отметки и волновая структура «запирается». Таким образом, зона релаксации, в которой происходит интенсивное кипение при повышенном давлении, служит своеобразным «поршнем», поддерживающим волну сжатия. Источником существования волны является тепловая энергия метастабильной жидкости, которая в волне переходит во внутреннюю энергию сжатой двухфазной смеси.

В диссертации приведены расчеты по стационарным уравнениям (3.3), (3.4), показывающие, что самоподдерживающиеся ударные волны сжатия не могут распространяться по «квазиустойчивой» неравновесной среде с параметрами P^* , c^* . Если параметры перед волной берутся соответствующими этому состоянию, то дробление в волне сжатия невелико и в зоне релаксации поток не может достичь скорости звука.

Проведено исследование разгерметизации сосуда такой же длины 4.1 м, как в эксперименте A.R.Edwards & T.P.O'Brien (1970). Исследована роль начального числа центров кипения на процесс. Мелко- и крупномасштабные осциллограммы в сечении, удаленном на 3 м от заглушенного конца сосуда, полученные при $Bo^* = 300$ и различном числе центров кипения даны на рис.3.4. Видно, что крупномасштабные расчетные осциллограммы с числом центров $c_0 = 1, 10^3, 10^6 \text{ кг}^{-1}$ близки (рис.3.4,б). Это показывает, что число центров кипения не влияет на процесс истечения (если оно меньше 10^6 кг^{-1}). Расчеты показали, что выход числа пузырьков на уровень 10^6 кг^{-1} происходит за время, не превышающее нескольких мс после прихода первой волны разрежения,

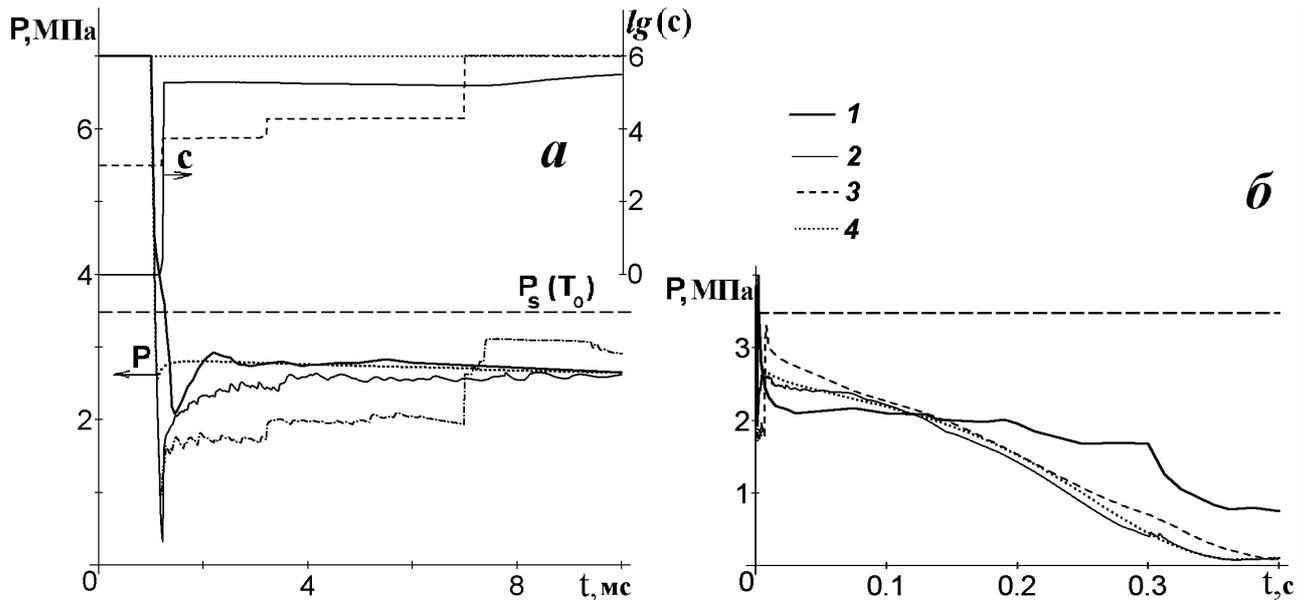


Рис.3.4. Истечение из сосуда длиной 4.1 м. Даны осциллограммы давления и числа пузырьков в сечении удаленном на 3 м от заглушенного конца сосуда: *1* -- данные эксперимента (A.R.Edwards & T.P.O'Brien, 1970); *2, 3, 4* -- результаты расчетов при $Bo^* = 300$ и $c_0 = 1, 10^3, 10^6 \text{ кг}^{-1}$

в одной или нескольких волнах нуклеации.

Таким образом, быстрое увеличение числа центров кипения до миллиона на кг смеси определяет объемный характер кипения. Начальные центры кипения могут образоваться каким угодно образом и в любом количестве, но число пузырьков практически мгновенно вырастает до одного и того же уровня.

Несоответствие эксперименту расчетных крупномасштабных осциллограмм давления (рис.3.4,б) показывает, что предлагаемая в данной главе модель не описывает медленную волну кипения.

Из результатов, полученных во второй и третьей главах, следует вывод, что в скоростных потоках дробление протекает в две стадии. На первой, в волнах сжатия, число пузырьков увеличивается до $c \sim 10^6 \text{ кг}^{-1}$, а перегревы жидкости уменьшаются до $10 \div 20 \text{ К}$. На второй, в медленных волнах кипения, поток переходит в равновесное состояние.

Таким образом, с помощью модели кипящей жидкости, учитывающей дробление пузырьков из-за неустойчивости, вызванной радиальными ускорениями, получены следующие результаты:

1. Показано, что начальное число центров кипения не влияет на динамику скоростных потоков вскипающей жидкости. Начальное число пузырьков может быть сколь угодно малым, однако, за счет многократного дробления система «забывает» начальное число и кипение становится объемным.
2. Дробление происходит в особых структурах - самоподдерживающихся ударных волнах сжатия. Они состоят из двух зон: ударной волны и зоны релаксации. Ударная волна, дробя пузырьки, увеличивает межфазную поверхность. В зоне релаксации происходит интенсивное кипение при повышенном давлении, которое возможно из-за выросшей межфазной поверхности. Рост давления поддерживает ударную волну. В результате, тепловая энергия метастабильной жидкости превращается во внутреннюю энергию сжатой двухфазной смеси. Самоподдерживающиеся ударные волн сжатия образуются в неравновесно кипящей жидкости, перегревы которой превышают некоторый предел $T_l - T_s(P^*)$.
4. Самоподдерживающиеся ударные волны сжатия обеспечивают увеличение числа пузырьков до уровня $C \sim 10^6 \text{ кг}^{-1}$ и уменьшение перегревов жидкости до $10 \div 20 \text{ К}$. Дальнейшее увеличение пузырьков и переход в равновесное состояние происходят в самоподдерживающихся волнах разрежения, описанных в предыдущей главе.

В главе IV для численного моделирования течений кипящей жидкости с дроблением пузырьков предложен метод "двойного треугольника". Разработка специального численного метода была продиктована необходимостью полного исключения высокочастотных численных осцилляций, возникающих при расчете волн. Разработанный метод оттестирован путем сравнения расчетов с известными аналитическими решениями о движении волн в линейной жидкости, газе и в двухфазных средах. **В главе V** дано обосновывание

основные предположения моделей: о равенстве давлений в жидкости и паре и малости разности скоростей фаз. При характерных параметрах анализируемых течений, решены задачи о колебаниях паровых пузырьков в перегретой жидкости при резком сбросе давления на удалении от пузырька. На основе полученных решений, оценены времена выравнивания давлений и скоростей фаз. **В главе VI** рассмотрены задачи "микроуровня": о тепловом росте пузырька, обтекаемого перегретой жидкостью и о развитии неустойчивости на межфазной поверхности. **В приложении** из общих уравнений механики многофазных сред, получены уравнения двухскоростного движения при малой разности скоростей фаз.

Каждая глава включает заключение, в котором выделяются основные результаты данного раздела. Работа заканчивается **Основными результатами и выводами** и списком литературы.

Основные результаты работы и выводы

1. Показано, что в скоростных пузырьковых потоках, кроме известного механизма формирования межфазной поверхности - теплового роста пузырьков, существует второй механизм -- их дробление.
2. Предложена модель, учитывающая дробление пузырьков, индуцированное разностью скоростей фаз. В численных расчетах получены "медленные волны кипения", обнаруженные экспериментально. Показано, что они являются самоподдерживающимися ударными волнами разрежения.
3. С помощью этой модели были описаны течения в трубах и длинных соплах без изменения ее свободных параметров. Показано, что в случае, когда конструкция сопла такова, что медленная волна не может существовать в его "горле", течение выходит на автоколебательный режим.
4. Предложена модель, учитывающая фрагментацию пузырьков, индуцированную неустойчивостью, развивающейся на поверхности пузырька под действием радиальных ускорений в окружающей пузырек жидкости. Механизм подтвержден данными эксперимента.

5. Расчетами по модели, учитывающей дробление за счет радиального ускорения пузырьков, предсказано существование в неравновесно кипящей жидкости самоподдерживающихся ударных волн сжатия. Эти волны "поддерживаются" переходом тепловой энергии перегретой жидкости во внутреннюю энергию сжатой смеси и поэтому возникают в неравновесно кипящей жидкости, перегревы которой превышают некоторый предел.
6. Самоподдерживающиеся ударные волны сжатия формируют межфазную поверхность в скоростных потоках. Начальное число пузырьков может быть сколь угодно мало. Волны формируются и дробят пузырьки до тех пор, пока перегревы жидкости не уменьшатся до некоторой предельной величины, которая соответствует "предельному" числу центров кипения и не зависит от начального числа пузырьков. В результате система "забывает" число начальных пузырьков и кипение становится "объемным".
7. На основе полученного двукратного автомодельного решения задачи о тепловом росте движущегося в перегретой жидкости парового пузырька, построена зависимость для расчета межфазного теплообмена.

**Основное содержание работы опубликовано в следующих
периодических изданиях, входящих в перечень ВАК**

1. Ивашнев О.Е., Сопленков К.И. Природа «медленных» волн разрежения, возникающих при истечении вскипающей жидкости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1991. №3. С. 61-66.
2. Ивашнев О.Е. Пульсации, возникающие в потоках вскипающей жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1992. №2. С. 85-90.
3. Ivashnirov O.E., Soplencov K.I. A model involving break-up to explain peculiarities of the boiling liquid efflux process // Int. J. Multiphase Flow. 1992. V.18. No.5. pp.727-738.
4. Ивашнев О.Е., Ивашнева М.Н., Смирнов Н.Н. Ударные волны разрежения в потоках неравновесно кипящей жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2000. №4. С. 20-33.

5. Ivashnyov O.E., Ivashneva M.N., Smirnov N.N. Slow waves of boiling under hot water depressurization // J. Fluid Mechanics. 2000. V. 413. pp. 148-180.
6. Ивашнев О.Е., Смирнов Н.Н. Автомодельное решение задачи о тепловом росте парового пузырька, движущегося в перегретой жидкости // Вест. Моск. Ун-та, сер.2. 2002. №2. С. 41-50.
7. Ивашнев О.Е., Смирнов Н.Н. Тепловой рост парового пузырька, движущегося в перегретой жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2004. №3. С. 69-84.
8. Ivashnyov O.E., Smirnov N.N. Thermal growth of a vapor bubble moving in superheated liquid // Physics of Fluids. 2004. V.16. No.3. pp.809-823.
9. Ивашнев О.Е., Смирнов Н.Н. Возникновение ударных волн нуклеации во вскипающей жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2005. №3. С. 103-117.
10. Ивашнев О.Е. Об особенностях моделирования течений кипящей жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2008. №3. С. 64-76.
11. Ивашнев О.Е. Скачки кипения в соплах // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2009.

Публикации в реферируемых сборниках и докладах конференций

1. Ивашнев О.Е., Сопленков К.И. Истечение неравновесно вскипающей жидкости из сосудов // В сб. Математические методы анализа динамических систем. /Под ред. Проценко В.С. Харьков: ХАИ. 1983. вып. 7. С. 101-103.
2. Сопленков К.И., Ивашнев О.Е. Исследование нестационарных процессов при течении неравновесно вскипающей жидкости через трубы и сопла // Тезисы докладов VII Всесоюзной конференции «двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах». Ленинград. 1985. секция II. С. 300-301.
3. Ивашнев О.Е., Сопленков К.И. Структура нестационарной волны разрежения во вскипающей жидкости // В сб. Численное моделирование

нестационарных газодинамических и МГД-течений / Под ред. Мнацаканяна А.Х.: ИВТАН. 1989. С.65-73.

4. Ivashnyov O.E., Ivashneva M.N., Smirnov N.N. Slow waves of boiling under hot water depressurization // Proceedings of ICMF'98 3rd International Conference on Multiphase Flow. LYON. France. 1998. P.120-125.
5. Ivashnyov O.E., Ivashneva M.N., Smirnov N.N. Boiling waves of detonation and deflagration type arising under abrupt depressurization of heat exchanging contours // Advances in Experimentation & Computation of Detonations. Book of abstracts. International Colloquium September 14-17. St. Petersburg. Russia. 1998. P.79-80.
6. Ivashneva M.N., Ivashnyov O.E. Bubble Fragmentation as the mechanism of heat transfer intensification under the flashing // Proceeding of ICMF 2007 6th International Conference on Multiphase Flow. Leipzig. Germany. / Editor Martin Sommerfeld. 2007. P. 543-551.
7. Ivashneva M.N., Ivashnyov O.E. Detonation waves in flashing flows // Proceeding of 11th Int. Conf. on Multiphase Flow in Industrial Plants. Palermo. Italy. 2008. P. 23 –30.

**Работы, в которых имеются ссылки на статьи,
опубликованные по материалу диссертации**

1. Pinhasi G.A., Ullmann A., Dayan A. Modelling of two-phase flow // Reviews in Chemical Engineering 21 (3 - 4). 2005. P. 133 – 164.
2. De Georgi M.G., Ficarella A., Laforgia D. Modeling of nucleation phenomena in cavitation flow // Collection of Technical Papers – 18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference 2. 2005. P. 1711—1726.
3. Pinhasi G.A., Dayan A., Ullmann A. Numerical model for bubbles break-up during blowdown // 43rd AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit. 2005. Meeting Papers. P. 12425-12439.

4. De Luca L., Mongiello L. Flash evaporation phenomena in actively cooled wing leading edge of re-entry. A collection of Technical Papers – AIAA Space Conference 2. 2007. P. 1722 – 1730.
5. Haustein H.D., Gany A. Rapid boiling in droplets in an ambient liquid at partial superheat // Proceeding of the ASME/JSME Thermal Engineering Summer Heat Transfer. 2007.
6. Yang B., Prosperetti A. Vapour bubble collapse in izothermal and non-izothermal liquids // J. Fluid Mechanics. 2008. V. 601. pp. 253 - 279.