

На правах рукописи

РЕШЕТНИКОВ Александр Васильевич

**ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕРАВНОВЕСНЫХ
ПОТОКАХ ВСКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ**

Специальность 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Екатеринбург – 2003

Работа выполнена в Институте теплофизики Уральского отделения РАН,
г. Екатеринбург

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор	С. Ф. Борисов
доктор физико-математических наук, профессор	А. Я. Купряжкин
член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор	В. Н. Чуканов

Ведущая организация - Институт высоких температур РАН, г. Москва.

Защита состоится 13 ноября 2003 г. в 15-00 на заседании диссертационного совета Д 212. 286.01 по защите диссертаций на соискание ученой степени доктора физико-математических наук при Уральском государственном университете им. А.М. Горького (620083, Екатеринбург, К-83, пр. Ленина, 51. комн.248)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Уральского государственного университета им. А.М. Горького

Автореферат разослан 1 октября 2003 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, с. н. с.

Кудреватых Н. В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Потоки (струи) вскипающей жидкости встречаются в природных явлениях. Они находят широкое применение в технике и технологических процессах. Актуальность изучения потока вскипающей жидкости связана с запросами атомной энергетики, с проблемой безопасности энергетических установок. В современном энергетическом оборудовании используются теплоносители с рабочими параметрами (температура, давление) близкими к параметрам термодинамической критической точки. При аварийных ситуациях с образованием течи в тракте теплоносителя могут реализоваться условия взрывного парообразования на центрах флуктуационной природы [1]. Высокая интенсивность и сосредоточенность взрывного вскипания приводит к особенностям поведения интегральных и локальных характеристик потока

Интенсивные фазовые превращения в потоке часто сопровождаются сильным отклонением состояния текущей среды от термодинамического равновесия. Это обуславливает сложную гидродинамическую картину течения и трудности аналитического описания процесса, связанные, в частности, с отсутствием надежных способов определения числа центров роста новой фазы. Поэтому целесообразно исследовать некоторые предельные режимы.

Для изучения выбран термодинамически сильно неравновесный режим стационарного истечения горячей жидкости в атмосферу. Он наблюдается при истечении из сосуда высокого давления через короткие каналы, у которых отношение длины канала к его диаметру порядка единицы. Этот режим истечения характеризуется высокой скоростью снижения давления в потоке ($\sim 10^5$ МПа/с) и, как следствие, значительными перегревами жидкости. При начальных температурах в сосуде $T_0 > 0.9T_c$ (T_c - температура термодинамической критической точки) перегревы могут достигать предельных (околоспинодальных) значений и реализуются условия

интенсивного гомогенного флуктуационного зародышеобразования (взрывное вскипание). В этом случае скорость рождения пузырьков пара рассчитывается по теории гомогенной нуклеации [1] и достигает значений $J=10^{16} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$.

При малых перегревах появление центров кипения носит нерегулярный характер и зависит от случайных факторов. Вместе с тем, опыты по кинетике нуклеации показывают, что при умеренных перегревах, что соответствует для большинства органических жидкостей интервалу температур от $0.8T_c$ (для воды $0.7T_c$) до $0.9T_c$ при атмосферном давлении, имеет место лавинообразная активация центров парообразования на “слабых местах” (пузырьки газа, твердые частицы, стенки сосуда). В этом случае происходит интенсивное вскипание на гетерогенных центрах со средней объемной частотой зародышеобразования $J>10^6 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$.

Струя вскипающей жидкости вследствие неустойчивости поверхности тангенциального разрыва и фазовой неустойчивости жидкого состояния характеризуется значительными флуктуациями. Научный и практический интерес представляет исследование не только средних значений параметров потока вскипающей жидкости (расход, реактивная отдача, угол распыла струи...), но и хаотических отклонений от средних значений этих параметров, поскольку известен класс флуктуационных процессов, характеризующийся крупномасштабными выбросами, сравнимыми со средними значениями параметров процесса [2]. Для такого рода пульсационных процессов часто спектральная мощность колебаний изменяется обратно пропорционально частоте ($1/f$ - или фликкер-шум). Взрывное вскипание в потоке может приводить к смене режимов течения – от гидравлического к критическому (кризис потока), что в синергетике принято называть неравновесным фазовым переходом. В работе [2] впервые экспериментально обнаружены интенсивные тепловые пульсации при переходе от пузырькового режима кипения жидкого азота к пленочному (кризис кипения и типичный пример неравновесного фазового перехода) на

тепловом домене высокотемпературного сверхпроводника. Было установлено, что спектр мощности этих пульсаций изменялся обратно пропорционально частоте. Авторами была предложена модель, согласно которой генерация фликкер-шума в системе может являться результатом взаимодействия неравновесных фазовых переходов в присутствии белого шума. Наличие $1/f$ -шума свидетельствует об отсутствии характерного временного масштаба процесса и об установлении состояния самоорганизованной критичности [3]. Проблема фликкер-шума имеет фундаментальный характер, и актуальными остаются вопросы, связанные с поиском новых систем с $1/f$ -шумом и построением новых моделей этого явления. Важным представляется экспериментальное изучение флуктуационных процессов в кипящих системах при неравновесных фазовых переходах в специально поставленных лабораторных опытах.

Цель работы. Экспериментальное изучение интегральных характеристик потока (расход, форма и реактивная сила струи) горячей жидкости при истечении через короткий канал в условиях взрывного вскипания: выяснение термодинамической обусловленности кризисного поведения характеристик сильно неравновесного потока вскипающей жидкости.

Исследование динамики макроскопических флуктуаций в кризисных режимах тепломассообмена для выявления возможностей и условий возникновения крупномасштабных выбросов.

Научная новизна.

Экспериментально установлена связь критического режима истечения термодинамически предельно неравновесного потока вскипающей жидкости с условиями взрывного вскипания.

Получены систематические экспериментальные данные по расходам n -пентана (модельная жидкость) в широкой области начальных состояний, включая закритические, при истечении через короткий канал в атмосферу. Обнаружены минимумы на зависимостях объемного расхода от температуры

при постоянном закритическом давлении и на зависимостях объемного расхода от давления при постоянной закритической температуре.

На фазовой T, p - диаграмме н-пентана выделены области, соответствующие различным режимам (квазигидравлическому, критическому, равновесному) истечения в атмосферу сильно неравновесного вскипающего потока. Использование приведенных термодинамических переменных позволяет распространить этот анализ на другие вещества. Предлагаются расчетные формулы для определения расхода в каждой области и методика пересчета расходов вскипающей жидкости с одного вещества на другие.

Установлено влияние механизма парообразования на эволюцию формы струи вскипающей жидкости, истекающей через короткий канал в атмосферу, в зависимости от степени перегрева. Обнаружен полный развал струи перегретой жидкости при интенсивном объемном вскипании, как на гетерогенных, так и гомогенных центрах. Найдено, что другим необходимым условием полного развала струи является наличие нормальной плоскости за выходом из канала и взаимодействие с ней (эффект Коанда).

Исследовано поведение реактивной отдачи струи вскипающей жидкости в термодинамически сильно неравновесном режиме истечения. Установлена связь резкого снижения величины реактивной силы струи с ее полным развалом. Предложено обобщение полученных экспериментальных данных с привлечением методов термодинамического подобия.

Показано, что в критических режимах течения горячей жидкости, вызванных взрывным вскипанием, спектр мощности пульсаций паросодержания и давления в потоке изменяется обратно пропорционально частоте ($1/f$ -или фликкер-шум).

Обнаружены интенсивные термические флуктуации с $1/f$ -спектром в кризисных режимах кипения - при переходе пузырькового режима кипения воды к пленочному на проволочном нагревателе и испаряющихся капель на горизонтальной поверхности к сфероидальному состоянию.

На системах другой природы (горение, дуговой разряд) показано, что неравновесные фазовые переходы различной природы в присутствии белого шума определенной интенсивности могут приводить к генерации фликкер-шума.

Практическая ценность результатов. В работе даны рекомендации для оценки максимальных расходов и реактивной силы вскипающей жидкости при стационарном адиабатном истечении через короткие каналы для заданных начальных параметров, изменяющихся в широкой области состояний. Предложен способ пересчета расходов и реактивных усилий с одного вещества на другие в термодинамически сильно неравновесном режиме истечения. Полученные в работе результаты экспериментального исследования интегральных характеристик потока при фазовой неравновесности могут быть полезны для развития теории фазовых переходов в условиях высоких пересыщений. Результаты экспериментальных исследований флуктуационных процессов с $1/f$ -спектром и выявленные при этом зависимости могут быть полезны при построении методов прогноза редких катастрофических событий, как в природных явлениях, так и в технических энергонапряженных процессах. Присутствие фликкер-шума в системе с возможностью крупномасштабных выбросов указывает на необходимость проведения спектральной диагностики в процессах с развитой флуктуационной природой. Экспериментальное обнаружение фликкер-шума в исследованных процессах представляет интерес для развития теории флуктуационных процессов.

Автор защищает:

- результаты экспериментального изучения расходных характеристик при изменяемом противодавлении для предельно неравновесного режима истечения вскипающей жидкости;

- утверждение о термодинамической обусловленности (взрывное вскипание) критического режима истечения сильно неравновесного потока вскипающей жидкости;

-результаты опытов по изучению зависимостей расходов и реактивных усилий вскипающих потоков от начальных параметров при истечении через короткий канал в атмосферу;

-термодинамический подход к описанию расходов предельно неравновесных двухфазных потоков;

-методику пересчета расходов и реактивных усилий с одного вещества на другие с использованием методов термодинамического подобия;

-эффект резкого снижения величины реактивной силы, обусловленный полным развалом взрывообразно вскипающей струи перегретой жидкости;

-обнаружение интенсивных пульсаций с $1/f$ -спектром (фликкер-шум) в кризисных режимах теплообмена;

-утверждение о возможности генерации фликкер-шума при неравновесных фазовых переходах различной природы в присутствии белого шума;

-результаты экспериментального исследования $1/f$ -флуктуаций в системах различной природы в условиях неравновесных фазовых переходов (дуговой разряд, горение).

Апробация работы. Основные результаты работы были доложены на следующих всесоюзных, российских и международных конференциях, симпозиумах, совещаниях, форумах и т.д.: I и II Всесоюзная конференция молодых исследователей "Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики", Новосибирск, 1985 г. и 1987 г.; Всесоюзное совещание "Теплофизика метастабильных жидкостей в связи с явлениями кипения и кристаллизации", Свердловск, 1985 г.; VII Всесоюзная конференция "Двухфазные потоки в энергетических машинах и аппаратах", Ленинград, 1985 г.; II Всесоюзная конференция по динамике разреженных газов, Свердловск, 1987 г.; семинар секции динамики НТС по теме "Проблемы безопасности при малом недогреве теплоносителя", Иркутск, 1987 г.; техсовещание секции теплофизики и гидродинамики при НТС НИКИЭТ,

Москва, 1985 г. и 1987 г.; семинар в Институте проблем освоения Севера СО АН СССР, Тюмень, 1986 г.; II Минский международный форум по тепломассообмену, Минск, 1992 г.; Waves In Two-Phase Flows Euromech Colloquium 376, Istanbul, Turkey, 1998; отраслевая конференция Мин. РФ по атомной энергии "Теплофизика – 99" и "Теплофизика – 2001", Обнинск, 1999 г. и 2001 г.; XXXI и XXXII Международный научно-методический семинар "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах", Москва, 2000 г. и 2001 г.; 8-й Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике, Пермь, 2001 г.; Nucleation Theory and Applications, Dubna, 2002; XXVI Сибирский теплофизический семинар, Новосибирск, 2002 г.; 1-я и 3-я Российская Национальная Конференция по Тепломассообмену, Москва, 1994 г. и 2002 г.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 30 статей, 22 тезиса докладов.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 220 страниц машинописного текста, включая 84 рисунка и 1 таблицу. Список литературных источников содержит 183 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введения формулируется цель, актуальность, научная новизна и практическая значимости исследований, представленных в диссертации.

В первой главе изложены основные представления о метастабильных фазовых состояниях, о границе термодинамической устойчивости жидкого состояния (спинодали), об особенностях поведения свойств веществ в окрестности термодинамической критической точки. На примере перегретой жидкости сформулированы положения теории гомогенной нуклеации. Вводится понятие ударного (взрывного) режима вскипания и определяется критерий его реализации для случая истечения перегретой жидкости через

короткий канал:

$$\frac{[1 - \tilde{\Omega}V(t_1)]p_*}{[1 - \tilde{\Omega}V(t_1)]p_{np} + \rho'\omega^2\tilde{\Omega}V(t_1)} > 1, \quad (1)$$

здесь $V(t_1)$ - объем пузырька, растущего в пределах канала (t_1 - время нахождения жидкости в канале), ω - скорость движения жидкости на входе в канал, ρ - плотность жидкости, p_{np} - давление среды, в которую происходит истечение, $p_*(T, J)$ - давление взрывного вскипания, Ω - плотность числа гетерогенных центров. Даны основные положения методологии термодинамического подобия. Рассмотрены различные модели критических двухфазных потоков, созданные в рамках механики сплошной среде. Приведены основные результаты измерений реактивной отдачи струй вскипающих жидкостей, полученные другими авторами для термодинамически сильно неравновесного режима истечения. Изложены основные модельные представления, сложившиеся к настоящему времени об $1/f$ - или фликкер-шуме, отмечены его свойства.

Во второй главе представлены результаты прямого наблюдения наступления критического режима истечения предельно неравновесного потока вскипающей жидкости в опытах по изучению расходов при изменяемом противодавлении. Для этой цели создана экспериментальная лабораторная установка. Она представляла собой устройство кратковременного действия (время истечения 4-30 с). В установке предусмотрено изменение в широком диапазоне температуры и давления в рабочей камере, из которой происходит истечение, и давления во внешней среде (противодавления). Противодавление создавалось газообразным азотом. Расход определялся по массе собранной в холодильнике рабочей жидкости и зафиксированному времени истечения. Опыты по истечению проводились на коротком цилиндрическом канале с острой входной кромкой (диаметр канала

$d=0.5$ мм, отношение длины к диаметру $l/d=1.4$, гидравлический коэффициент расхода $\mu=0.59$).

Приведены результаты экспериментального изучения зависимости массового расхода от противодавления $p_{пр}$ при фиксированных начальных параметрах в рабочей камере - температуре T_0 и давлений p_0 . Опыты проведены с н-пентаном. Параметры термодинамической критической точки: давление $p_c=3.37$ МПа, температура $T_c=469.7$ К, температура кипения при атмосферном давлении $T_s(p_a)=309$ К. На фазовой диаграмме н-пентана (рис.1) точками показаны начальные состояния (p_0, T_0) в опытах с изменяемым противодавлением. Начальное давление p_0 устанавливалось равным: 2,6; 3,6; 4,9 МПа, что соответствует приведенным значениям давления $-\pi = p_0/p_c=0.77; 1.1; 1.5$. Начальная температура T_0 принимала ряд фиксированных значений в интервале от $0.6T_c$ до $1.2T_c$. Противодавление $p_{пр}$ изменялось от p_0 до атмосферного p_a .

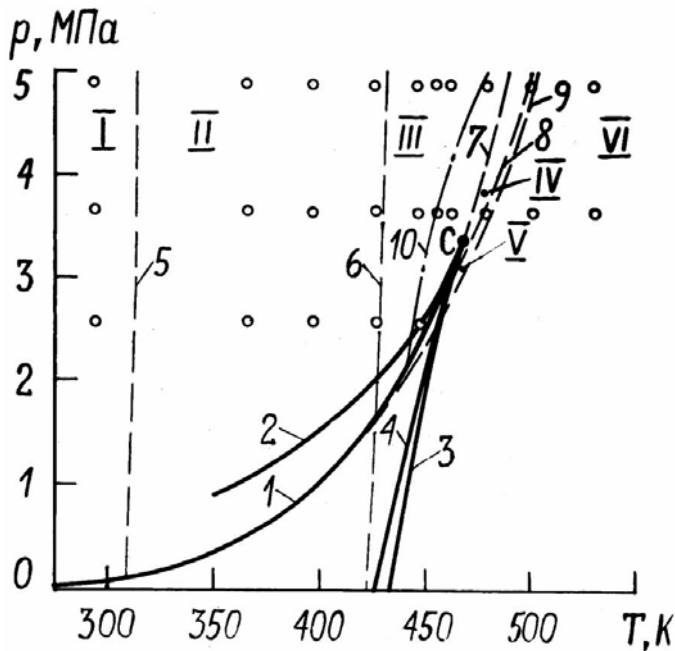


Рис.1. Фазовая диаграмма опытов по истечению н-пентана. 1- линия насыщения; 2 - спинодаль пара; 3 - спинодаль жидкости; 4-линия, соответствующая частоте гомогенного зародышеобразования $J=10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$. С - критическая термодинамическая точка.

Установленный вид зависимости удельного массового расхода от противодавления для холодного н-пентана ($T_0=293$ К) согласуется с результатами известных работ по изучению истечения невоскипающей воды через цилиндрические каналы в среды с изменяемым противодавлением. Кривая расходов носит разрывный характер - разбивается на два монотонных

участка. Каждый из участков описывается обычной параболической зависимостью $g = \mu \sqrt{2(p_0 - p_{np})\rho_0}$ (где ρ_0 - плотность жидкости в

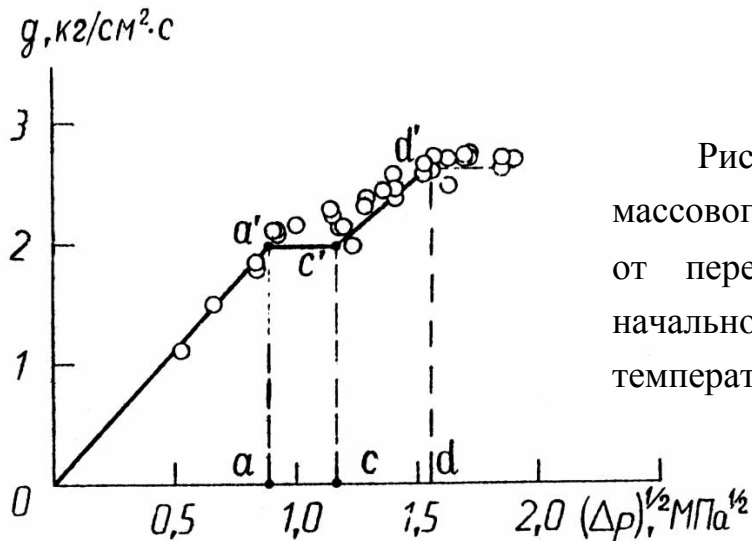


Рис. 2. Зависимость удельного массового расхода горячего н-пентана от перепада давления $(\Delta p)^{1/2}$ при начальном давлении $p_0=3.7\text{МПа}$ и температуре $T_0=428\text{К}$.

начальном состоянии), но с разным коэффициентом μ . Такой вид расходной зависимости связывается с существованием кольцевой изолированной полости (каверны) в канале при противодавлениях p_{np} близких к p_0 (здесь $\mu = 0.82$) и ее разрушением при понижении p_{np} (здесь $\mu = 0.59$). Отношение p_{np}/p_0 , соответствующее границе между первым и вторым участками составляет 0.43.

При истечении вскипающего н-пентана для начальных температур $T_0 < 0.9T_c$, при которых возможно вскипание на гетерогенных центрах, критического режима не обнаружено. Поведение расхода при этих температурах в целом подчиняется гидравлическим закономерностям, установленным в опытах с холодным н-пентаном. Переход от течения с каверной к течению без каверны происходит также при значении $p_{np}/p_0 = 0.43$. Отсутствие критического запираания при $T_0 < 0.9T_c$ объясняется недостаточным парообразованием на гетерогенных центрах за малое время ($\sim 10^{-5}$ с) пребывания жидкости в канале (поток в канале можно считать однофазным).

Одна из расходных характеристик для начальных температур

$T_0 > 0.9T_c$, соответствующих области интенсивного гомогенного зародышеобразования, приведена на рис.2. Здесь при больших перепадах давления Δp (правее точки d) наблюдается постоянство расхода с изменением противодействия. Это свидетельствует о критическом режиме истечения. Параметры начала критического закипания (точка d') – T , p_{np} – соответствуют высоко перегретым состояниям н-пентана, характеризующимся частотой гомогенного зародышеобразования $J \sim 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (линия 4 на рис. 1). Высокая интенсивность, а главное чрезвычайно сильная зависимость от параметров состояния (p , T) спонтанного зародышеобразования приводят к резкому росту локального паросодержания в потоке, крутому падению скорости распространения малых возмущений вверх по потоку до величин порядка скорости истечения – наступает критический режим истечения. Резкая граница по параметрам состояния позволяет говорить о термодинамической обусловленности критического режима истечения предельно неравновесного потока вскипающей жидкости. При этом величина критического расхода $q_{кр}$ (показана горизонтальной штриховой линией на рис.2) описывается квазигидравлической формулой

$$q = \mu \sqrt{2 \left(p_0 - p_* (\tilde{T}_0, J) \right) \rho_0}, \quad (2)$$

где $p_* (\tilde{T}_0, J)$ – давление, при котором происходит взрывное вскипание, соответствующее частоте гомогенной нуклеации $J = 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, \tilde{T}_0 – температура, отличающаяся от T_0 на величину адиабатического охлаждения. Существенным моментом является то, что давление взрывного вскипания p_* в (2) отождествляется с критическим давлением истечения.

На основании опытов по истечению вскипающей жидкости через короткий канал в среду с изменяемым противодействием на фазовой диаграмме н-пентана (рис.1) выделены области: гидравлического режима истечения (область II), критического режима в условиях взрывного вскипания (III), равновесного истечения в окрестности критической точки.

Таблица 1.

Область фазовой диаграммы на рис.1	Расчетная формула для критического расхода
<i>I, II</i>	$q = \mu \sqrt{2(p_0 - p_a) \rho_0}$
<i>III</i>	$q = \mu \sqrt{2(p_0 - p_*(\tilde{T}_0, J)) \rho_0}$
<i>IV</i>	$q = \mu_\Gamma \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{v_0} \left[\left(\frac{p_{cng}}{p_0} \right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_{cng}}{p_0} \right)^{\gamma+1/\gamma} \right]}$
<i>V, VI</i>	$q = \mu_\Gamma \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma+1/\gamma-1} \frac{p_0}{v_0}}$
Окрестность критической точки	$\left. \begin{aligned} s_0 &= s \\ i_0 &= i + \frac{q^2 v^2}{2} \\ i &= i'_s(1-x) + i''_s x \\ s &= s'_s(1-x) + s''_s x \\ v &= v'_s(1-x) + v''_s x \\ \frac{dq}{dp_{np}} &= 0 \end{aligned} \right\}$

Здесь p_{cng} - давление на спинодали пара; μ_Γ - коэффициент расхода для газа, для нашего канала $\mu_\Gamma=0.73$; γ - показатель адиабаты газообразного н-пентана, $\gamma=1.3$; s - удельная энтропия; i – удельная энтальпия; v - удельный объем; x – массовое паросодержание; один штрих относится к жидкому состоянию, два - к газообразному; индекс 0 относится к начальному состоянию; индекс s относится к линии насыщения.

Аналогичное влияние на поведение расхода конденсирующегося газа в термодинамически предельно неравновесном режиме истечения могут оказать процессы ударной конденсации (скачки конденсации). В

соответствии с таким подходом к истечению конденсирующегося газа на фазовой диаграмме н-пентана (рис.1) выделены области: критического истечения газа в условиях спонтанной конденсации (область IV), газодинамического истечения переохлажденного пара при возможности его конденсации на гетерогенных центрах (V). Области I и VI - однофазных режимов истечения жидкости и газа соответственно. Применение приведенных термодинамических переменных позволяет распространить проведенный анализ на другие вещества.

Проведенное выше обсуждение критических режимов при сильной фазовой неравновесности составляет основу термодинамического подхода к описанию предельно неравновесного парожидкостного потока. Этот подход тесно связан с представлением о взрывном режиме фазового перехода. Использование предложенного подхода значительно упрощает описание и предсказание расходов при истечении через короткий канал - расчетные формулы для определения критических (максимальных) расходов двухфазных сред сведены в таблицу 1.

Проведено экспериментальное изучение расхода вскипающей жидкости при истечении в атмосферу ($p_{np}=p_a$) в зависимости от начальных параметров p_0 , T_0 . Если термодинамически равновесное истечение вскипающей жидкости определяет нижнюю границу наблюдаемых на практике расходов для заданных начальных параметров в сосуде p_0 , T_0 , то термодинамически предельно неравновесное истечение определяет верхнюю границу. В поиске этой верхней границы расходов вскипающей жидкости и состояла одна из задач нашей работы. Опыты проведены с н-пентаном. Начальные параметры изменялись в широком диапазоне - $p_0 \leq 3p_c$; $0.6T_c \leq T_0 \leq 1.2T_c$. Такой диапазон позволил охватить в опытах наряду с двухфазными неравновесными течениями (вскипающей жидкости и конденсирующегося газа) однофазные режимы (гидравлический и газовый без конденсации).

Рис.3 иллюстрирует полученные экспериментальные данные (точки) по измерению расходов G при истечении через короткий канал в атмосферу.

Изотерма 1 соответствует истечению холодного (невскипающего) н-пентана; изотермы 2, 3 - истечению вскипающей жидкости с возможным парообразованием на гетерогенных центрах; изотермы 4, 5, 6 - критическому истечению вскипающей жидкости; изотермы 7, 8, 9 - истечению среды при закритических начальных температурах.

На основании полученных экспериментальных данных построены диаграммы удельных массовых q и объемных q/ρ_0 - расходов н-пентана, истекающего в атмосферу. Полученные расходные характеристики по сглаженным изотермам, изобарам и линии насыщения показаны на рис.4.

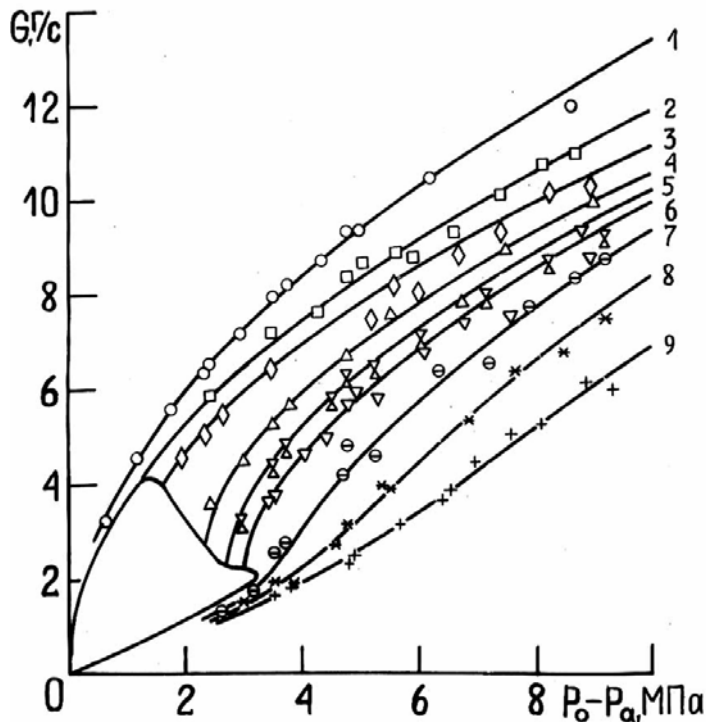


Рис.3. Зависимость массового расхода н-пентана от начального давления p_0 для различных начальных температур T_0 (изотермы расхода). Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – аппроксимационные кривые: 1 - $T_0=293\text{K}$; 2 – 398; 3 – 428; 4 – 449; 5 – 457; 6 – 465; 7 – 481; 8 – 503; 9 – 532.

На расходных зависимостях, представленных на рис.4, отметим два характерных признака: наличие резкого снижения расхода (массового и объемного) на температурной зависимости его по изобарам при $\tau = T_0/T_c \sim 0.9$ ($T_0 \approx 423\text{K}$), связанного с критическим запиранием потока в условиях

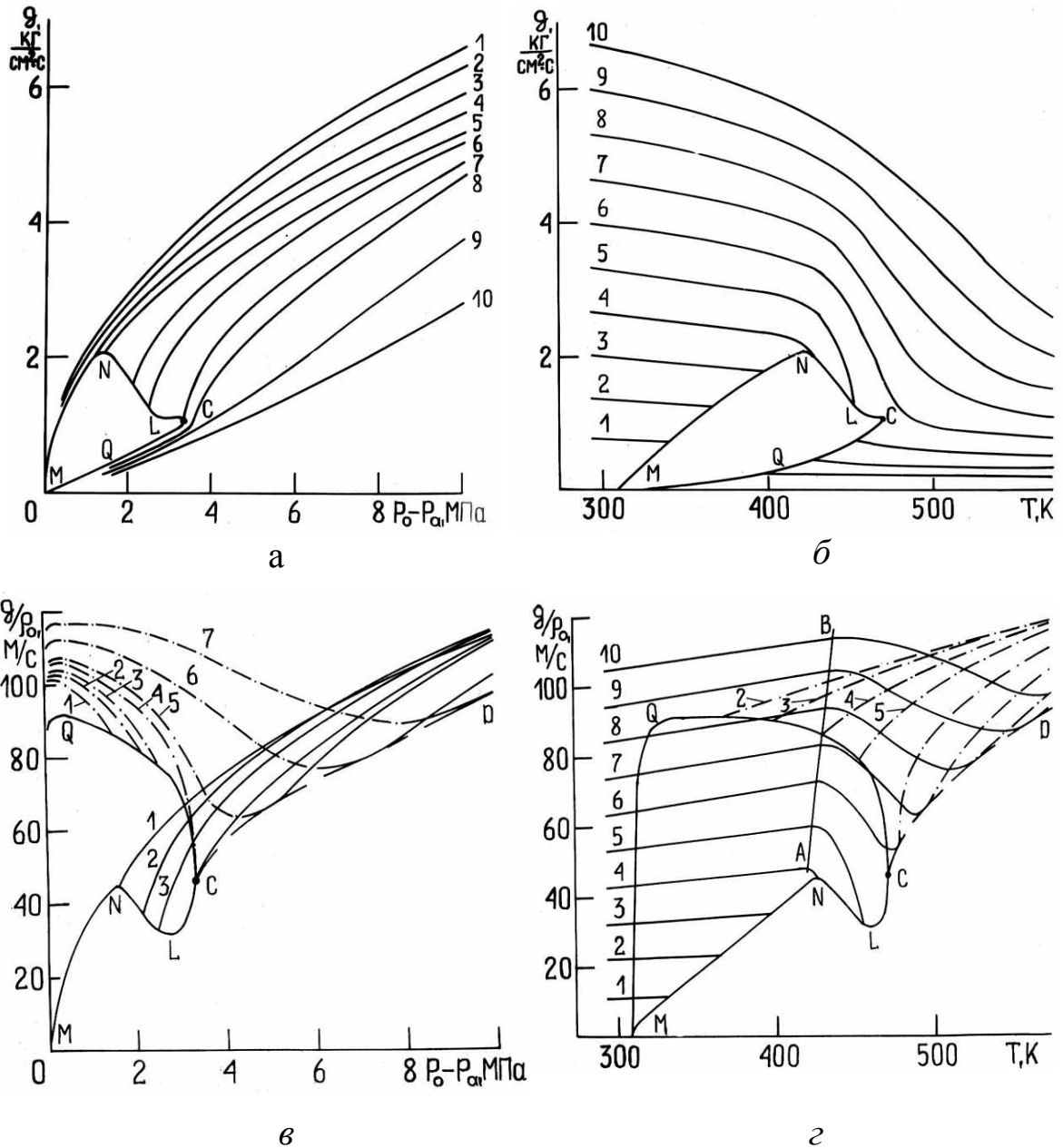


Рис. 4. Диаграммы удельных массовых (а, б) и объемных (в, г) расходов н-пентана по изотермам (а, в) и изобарам (б, г) а: 1- $T_0=300\text{K}$; 2-350; 3-400; 4-423; 5-443; 6-453; 7-470; 8-480; 9-520; 10-560. MNLC -удельный массовый расход жидкости с линии насыщения; MQC -удельный массовый расход газа с линии насыщения. б: 1- $p_0=0.2\text{МПа}$; 2-0.5; 3-1.0; 4-1.7; 5-2.6; 6-3.7; 7-5.0; 8-6.5; 9-8.2; 10-10.1. в: 1 - $T_0=423\text{K}$; 2-443; 3-453; 4-470; 5-480; 6-520; 7-560. Сплошные линии - жидкостные изотермы; штрих пунктирные - газовые. CD - огибающая расходных изотерм; MNLC -удельный объемный расход жидкости с линии насыщения; QC -удельный объемный расход газа с линии насыщения; г: 1- $p_0=0.2\text{МПа}$; 2-0.5; 3-1.0; 4-1.7; 5-2.6; 6-3.7; 7-5.0; 8-6.5; 9-8.2; 10-10.1. Сплошные линии – жидкостная часть изобар; штрих пунктирные – газовая часть. CD - огибающая расходных изобар.

взрывного вскипания; и наличие минимумов объемного расхода на зависимостях от T_0 по изобарам при $T_0 > T_c$ и от p_0 по изотермам при $p_0 > p_c$.

По полученной сетке расходов н-пентана можно определять максимальные (критические) расходы вещества для заданных начальных параметров p_0, T_0 в широкой области состояний.

Проведено обобщение данных по расходам, полученных для н-пентана, истекающего в атмосферу через короткий канал.

Поскольку истечение вскипающей жидкости в предельно неравновесном режиме определяется термодинамическими факторами (начальным состоянием и взрывным вскипанием), то обобщение можно основывать на методе термодинамического подобия. Расходы н-пентана приведены к безразмерному виду. Для начальных состояний, лежащих слева от жидкостной изоэнтропы, проходящей через точку $\{T=0.90T_c, p=0\}$ на фазовой диаграмме вещества в координатах T, p (область гидравлических режимов истечения), в качестве масштаба приведения выбрана величина $\mu\sqrt{2(p_0 - p_a)\rho_0}$, для начальных состояний, лежащих справа от этой изоэнтропы, (область критических режимов истечения) - $\mu\sqrt{2p_0\rho_0}$. В результате такого приведения получена диаграмма безразмерного расхода ξ , показанная на рис.5.

По диаграмме $\xi(p_0/p_c, T_0/T_c)$ известным геометрическим и гидравлическим характеристикам (d, μ) короткого канала можно рассчитывать расхода различных веществ в сильно неравновесном режиме истечения. Удельный расход вещества находится умножением величины $\xi(p_0/p_c, T_0/T_c)$ на произведение $\mu\sqrt{2(p_0 - p_a)\rho_0}$ для области гидравлических режимов истечения ($\mu\sqrt{2p_0\rho_0}$ для области критических режимов истечения); составленное для этого вещества при тех же самых приведенных

начальных параметрах p_0/p_c , T_0/T_c . В работе представлена полная картина расходов воды, полученная расчетом, для термодинамически сильно неравновесного режима истечения в атмосферу в широком интервале начальных параметров ($300 \text{ K} \leq T_0 \leq 800 \text{ K}$; $p_0 \leq 60 \text{ МПа}$). Приводится сравнение рассчитанных расходов вскипающей воды с экспериментальными данными, показывающее их удовлетворительное согласие (разница между результатами расчета и опытом не превышает 10%). Это свидетельствует о

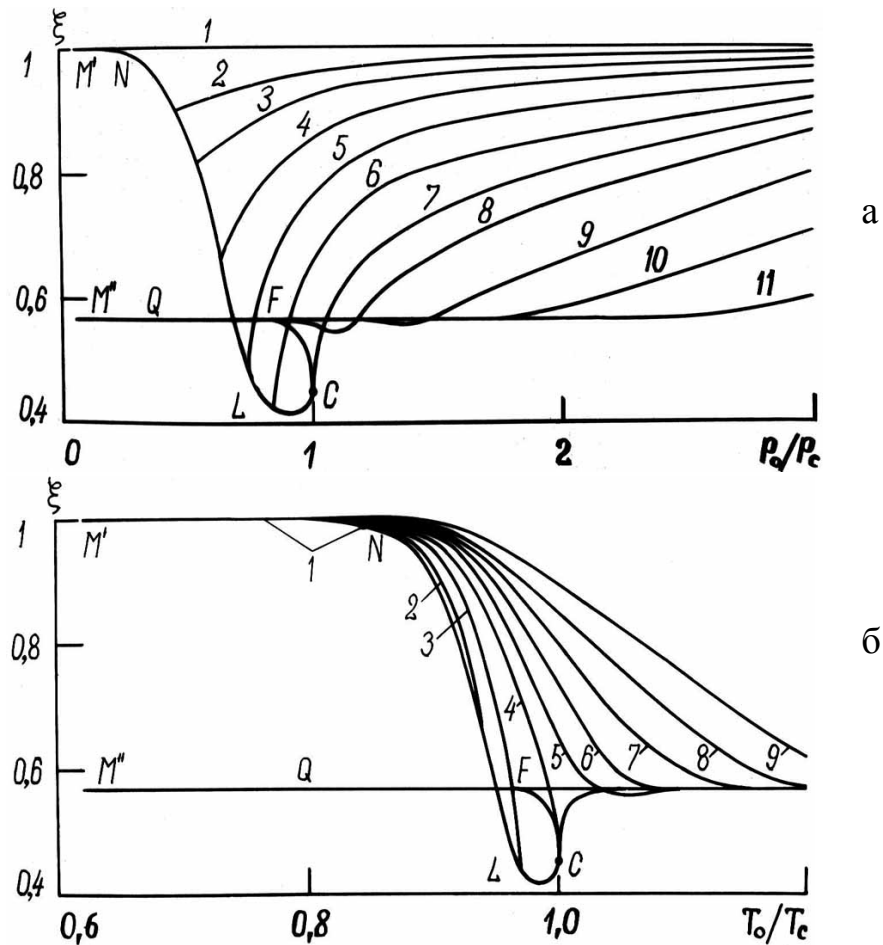


Рис. 5. Зависимость относительного расхода от приведенного давления (а) и от приведенной температуры (б) по данным для н-пентана при истечении через короткий канал в атмосферу $M'NLC$ - приведенный расход жидкости с линии насыщения; $M''QFC$ - приведенный расход газа с линии насыщения; C - расход из критической точки. а: 1 - $\tau=0.80$; 2 - 0.90 ; 3 - 0.92 ; 4 - 0.94 ; 5 - 0.96 ; 6 - 0.98 ; 7 - 1.00 ; 8 - 1.02 ; 9 - 1.07 ; 10 - 1.13 ; 11 - 1.22 . б: 1 - $\pi=0.3$; 2 - 0.6 ; 3 - 0.8 ; 4 - 1.0 ; 5 - 1.2 ; 6 - 1.5 ; 7 - 1.9 ; 8 - 2.4 ; 9 - 3.0 .

правомерности предложенной методики пересчета расходов с одного вещества на другое.

В третьей главе представлены результаты измерений реактивной отдачи струи вскипающей жидкости при истечении через короткий канал в атмосферу для различных геометрических условий за выходом из канала. Также была прослежена эволюция форм струи горячей жидкости с ростом температуры. Целью данных опытов являлось определение влияния различных механизмов парообразования, в том числе взрывного вскипания, на поведение динамической реакции струи и характер распада вскипающих струй.

Измерения реактивной отдачи струй были проведены на лабораторной установке кратковременного действия, обеспечивающей стационарный режим истечения в атмосферу в течение нескольких десятков секунд. Рабочая камера представляла собой маятник в поле силы тяжести. Истечение производилось в горизонтальном направлении, и величина реактивной силы определялась по отклонению камеры от положения равновесия. В наших опытах рабочими жидкостями были н-пентан и фреон-11. Они удобны для постановки экспериментов, поскольку имеют невысокие значения температуры и давления в критической термодинамической точке. В частности, у фреона-11 - $T_c = 471\text{K}$, $p_c = 4,3\text{ МПа}$. В опытах использовался

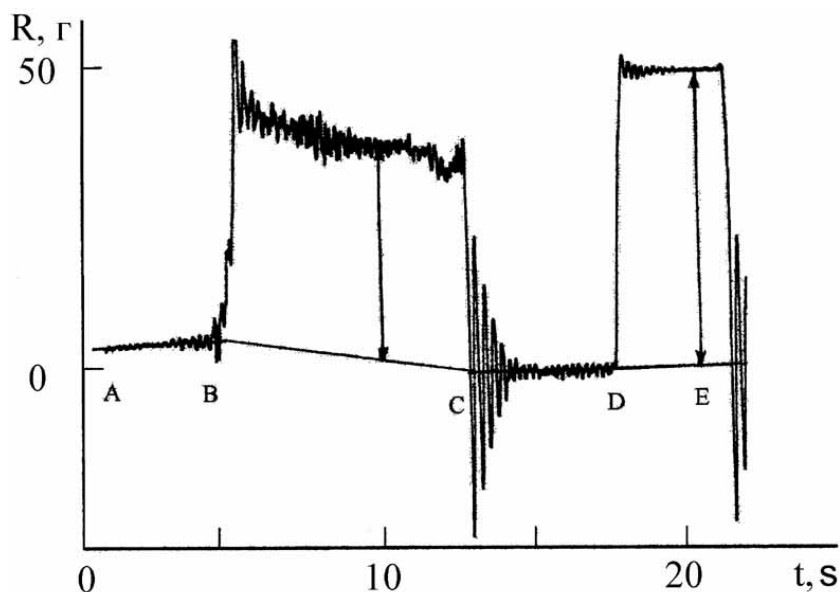


Рис. 6. Временная диаграмма процесса истечения.

цилиндрический канал длиной $l = 0,7\text{мм}$ и диаметром $d = 0,5\text{мм}$. Начальные параметры жидкостей в рабочей камере (давление p_0 , температура T_0) соответствовали линии насыщения и изменялись вплоть до критической точки.

Рассмотрим временную диаграмму процесса истечения, полученную на самописце (рис. 6). На этом рисунке показан пример измерения реакции струи R в условиях взрывного вскипания без развала струи. Временной интервал ВС (который мог быть увеличен) соответствует отклонению рабочей камеры, вызванному истечением жидкости, от положения покоя (линия АВ). Если исключить начальный и конечный участки интервала ВС как нестационарные из-за отпирания и запираания рабочего канала, то в средней части имеем установившийся режим истечения. Именно в этот временной промежуток измеряется величина реактивной силы струи. Однако, как видно из рисунка, и в этом режиме истечения наблюдаются нерегулярные колебания с заметной амплитудой. В интервале от D до E проводилась градуировка измерительного датчика гирькой весом 50Г. Нетрудно заметить, что положение покоя камеры до и после истечения отличаются. Это объясняется смещением центра тяжести камеры вследствие уменьшения массы рабочей жидкости в ней.

Для изучения влияния геометрических условий за выходом из канала на реактивную силу струи применялись различные прижимные фланцы. Основной массив данных получен на трех фланцах. Геометрия первого фланца имитировала условия, которые возникают при поперечном разрыве трубопровода с горячей жидкостью. Рабочий канал в этом случае был вынесен за плоскость прижимного фланца на 10 мм. Геометрические характеристики второго фланца воспроизводили условия образования течи в стенке трубы или сосуда, когда за выходом из канала имеется плоскость перпендикулярная оси канала (струи). Плоскость выходного сечения канала и внешняя плоскость фланца в данном случае не совпадали. Между этими плоскостями располагалась диффузорная часть фланца. Геометрия третьего

фланца занимала промежуточное положение между формами первых двух фланцев. Здесь внешняя плоскость фланца и плоскость выходного сечения канала совпадали.

На рисунке 7а представлены результаты экспериментального изучения реактивной отдачи н-пентана, полученные для первого фланца. Линия на рисунке – расчет реактивной силы для гидравлического режима истечения при начальных параметрах, соответствующих линии насыщения н-пентана. Можно отметить хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетом. Полученные данные находятся в согласии с результатами опытов других авторов по изучению реактивной тяги струи вскипающей воды.

Результаты измерений реактивной силы при истечении вскипающего фреона-11 с использованием второго фланца приведены на рис. 7b. Большая часть экспериментальных точек располагается вблизи расчетной прямой – гидравлическое приближение. В то же время заметное количество точек выпадает из общего массива. Выпавшие точки соответствуют отрицательным значениям реактивной силы. Как показали наблюдения, отрицательная реактивная тяга соответствует полному развалу струи – струя «захватывается» твердой стенкой фланца и растекается в плоскости, перпендикулярной направлению ее движения (эффект Коанда). Для анализа столь необычного поведения реактивной тяги представим полное силовое воздействие на рабочую камеру в виде двух составляющих:

$$R = \int_{\Omega_k} U_n q d\omega + \int_{\Omega} \Delta p d\omega, \quad (3)$$

где Ω_k -поверхность «полусферы», ограничивающая струю; U_n -проекция скорости на направление оси струи; q - удельный массовый расход; Δp - разность между статическими давлениями у передней (обтекаемой струей) и задней стенками камеры; Ω -полная поверхность камеры, воспринимающая изменения статического давления. Второе слагаемое в (3) имеет пренебрежимо малую величину, за исключением случаев полного развала

струи. Это подтверждается оценкой, полученной при измерении разности статического давления Δp у передней и задней стенок рабочей камеры с помощью дифференциального манометра. При полном развале струи в окрестности выходного сечения канала формируется область с пониженным давлением. Разность давлений Δp может достигать таких значений, что при выбранной геометрии рабочей камеры, второе слагаемое в (3) становится сравнимым или даже превосходит первое слагаемое (собственно реактивную отдачу). Изменение геометрии внешних поверхностей камеры приводит к изменению величины интегральной силы внешнего давления и результирующая сила на камеру может быть положительной. Однако, при любой геометрии сосуда, из которого происходит истечение горячей жидкости, в момент образования полного развала струи, обусловленного интенсивным вскипанием, происходит скачкообразное (кризисное) изменение величины реактивной силы. С повышением температуры жидкости полный развал струи сменяется схлопнутым, параболическим видом струи, напоминающим газовую струю. При этом переходе одновременно происходит резкое увеличение величины реактивной силы – экспериментальные точки вновь ложатся вблизи расчетной прямой. Схлопывание струи, по-видимому, является результатом изменений в закономерностях накопления паровой фазы в потоке. С приближением к критической точке вещества наступает режим, при котором преимущественный рост числа центров кипения в разгоняемой при истечении жидкости идет около входного сечения канала.

Результаты измерений реактивной отдачи струи вскипающего фреона с третьим фланцем для начальных параметров, соответствующих линии насыщения, приведены на рис. 7с. Сплошная линия на рисунке – расчет реакции струи для не вскипающей жидкости. Видно, что за исключением двух точек экспериментальные данные близки к расчетной прямой. Выпавшие точки соответствуют полному развалу струи. Для данной выходной геометрии полный развал наблюдается в узком температурном

интервале $\approx 5\text{K}$. Начальные температуры двух указанных точек равны 155°C и 157°C ($T_0/T_c \approx 0.91$). С третьим фланцем проведены аналогичные измерения для струи вскипающего пентана. Реактивная тяга пентана почти полностью повторила результаты опытов с фреоном. Отличие состояло в том, что полный развал был более устойчив и охватывал больший участок параметров состояния ($\Delta T \approx 10\text{K}$). Напомним, что критические температуры фреона-11 и н-пентана мало отличаются, в то время как отношение их критических давлений составляет 1.3. Следует обратить внимание на тот факт, что полный развал струй фреона и пентана и, связанное с развалом, резкое снижение величины реактивной силы происходили в условиях

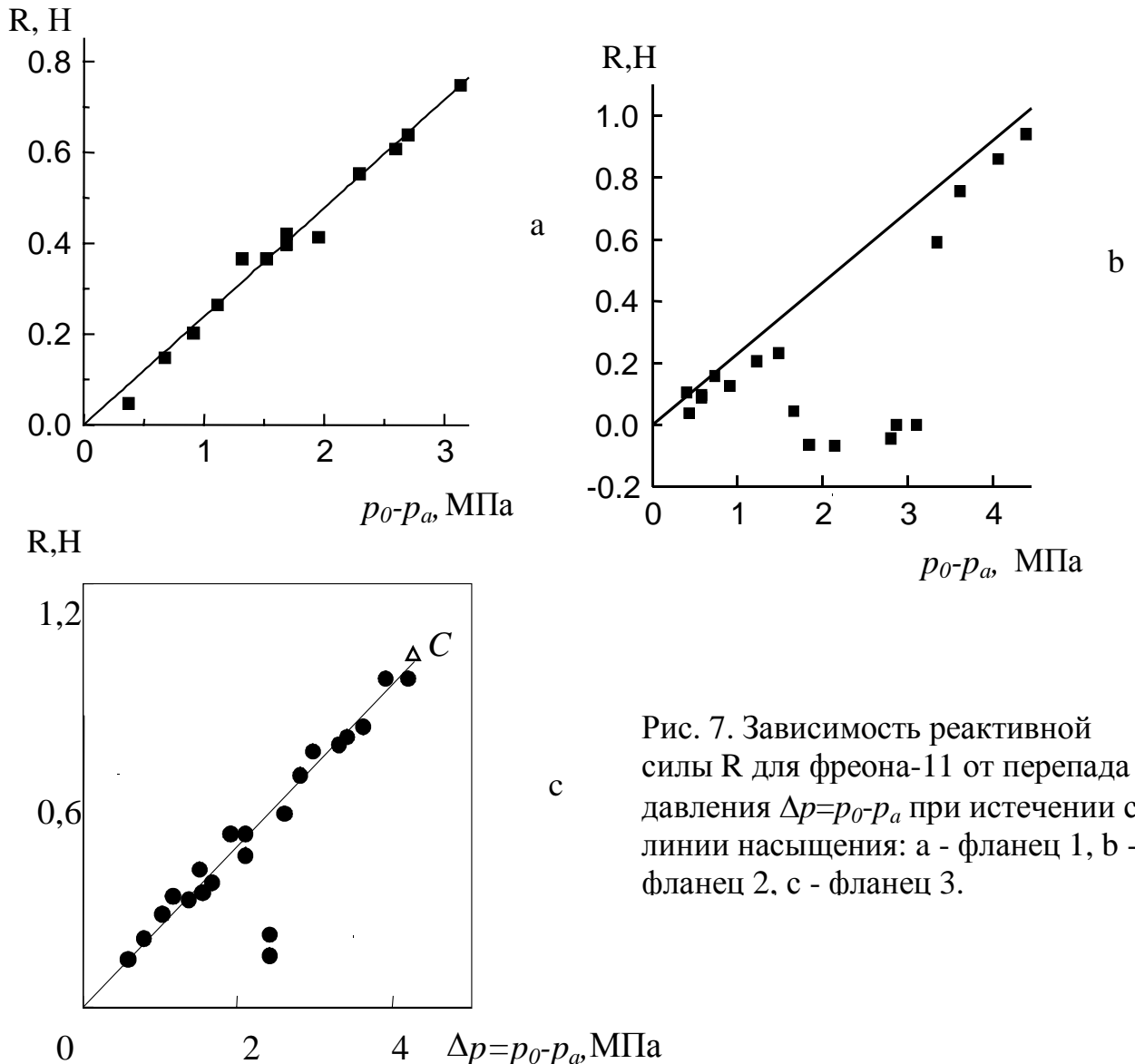


Рис. 7. Зависимость реактивной силы R для фреона-11 от перепада давления $\Delta p = p_0 - p_a$ при истечении с линии насыщения: а - фланец 1, б - фланец 2, с - фланец 3.

взрывного вскипания жидкостей.

Для обобщения экспериментальных данных по измерению реактивной отдачи струи горячих жидкостей в термодинамически сильно неравновесном режиме истечения целесообразно использовать метод термодинамического подобия. Такой прием применялся по отношению к расходу вскипающих жидкостей для аналогичного режима истечения. Поскольку на расход горячей жидкости в режиме истечения с сильной фазовой неравновесностью существенное влияние оказывает только термодинамически определенный взрывной процесс вскипания, то применение этого метода оказалось эффективным. На рис. 8 результаты опытов по измерению реактивной силы представлены в безразмерных координатах. В качестве масштаба давления выбрано давление в термодинамической критической точке p_c , реактивной силы – значение R_c в приближении гидравлического режима истечения для начального давления $p_0=p_c$. Из рисунка видно, что большинство измеренных значений реактивной силы для разных веществ близки к прямой, рассчитанной для не вскипающей жидкости. Данные для воды взяты из работы [4], где представлены результаты опытов с геометрией выходного фланца, подобной геометрии первого фланца. В отсутствии нормальной плоскости вблизи выходного сечения канала в этих опытах развал струи горячей воды не наблюдался. На рисунке также приведены данные, показанные на рис. 7а для первого фланца, которые хорошо согласуются с расчетной зависимостью. Для второго фланца использованы результаты опытов с н-пентаном, полученные другими авторами. В этом случае отрицательные значения реактивной отдачи находятся в интервале относительных давлений от 0.4 до 0.6, что соответствует температурному интервалу от 135 до 160°C (взрывное вскипание). В опытах с третьим фланцем безразмерные данные для н-пентана и фреона – 11 близки.

Опыты по измерению реактивной отдачи струи вскипающей жидкости показали, что величина реактивной силы коррелирует с формой струи. Это обстоятельство можно рассматривать как одно из оснований для

изучения эволюции форм струи горячей жидкости с ростом перегрева и сменой механизмов парообразования в потоке. Вместе с тем, исследование динамики разрушения двухфазных струй представляет интерес в связи, например, с распылением топлива, нанесением покрытий и т.д. Нами проведено экспериментальное изучение форм струи вскипающей воды. Начальные состояния (p_0 , T_0) воды в рабочей камере соответствовали параметрам на линии насыщения в интервале $120^\circ\text{C} \leq T_0 \leq 350^\circ\text{C}$ и изобарам $p_0 = 6$ и 10 МПа. Форма струй вскипающей воды при истечении в атмосферу через короткий цилиндрический канал диаметром $d = 0,5$ мм и длиной $l = 0,7$ мм наблюдалась визуально и фотографировалась. Отметим основные особенности изученных струй. При $T_0 = 150^\circ\text{C}$ (перегрев на выходе составляет 50°C) струя не отличается от струи не вскипающей (холодной) жидкости. При $T_0 = 170^\circ\text{C}$ отмечено влияние на форму струи отдельных паровых пузырей и поверхностного разрушения, связанного с барокапиллярной

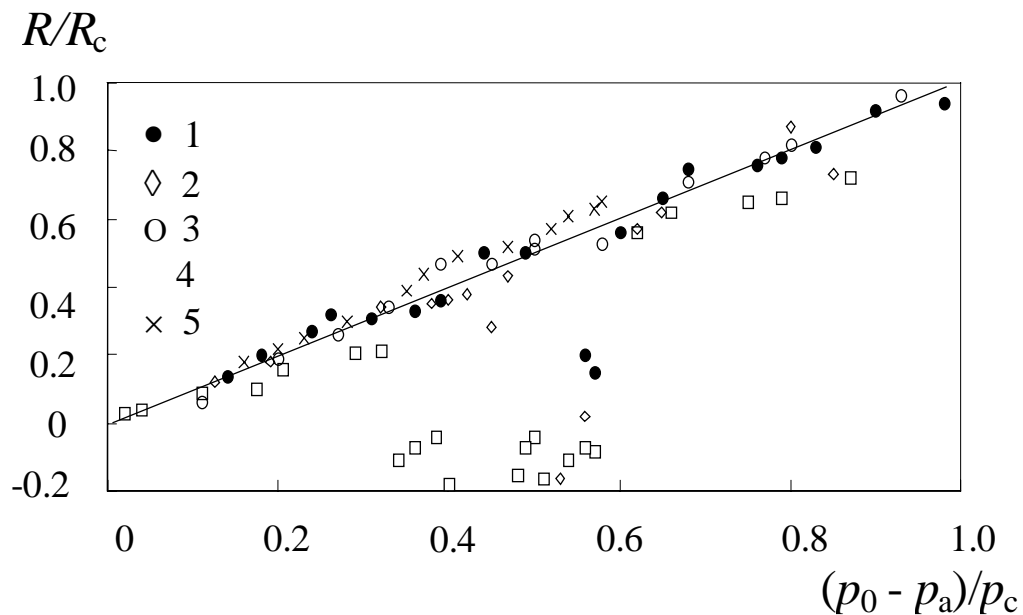
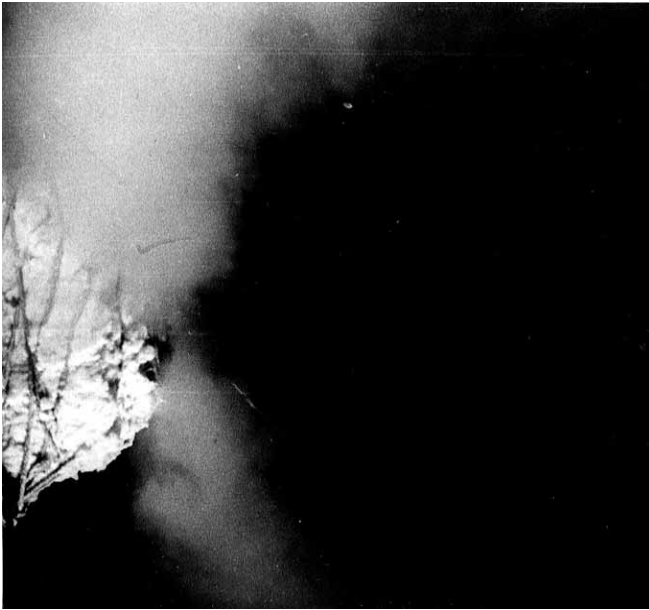


Рис. 8. Относительная реактивная сила струй вскипающих жидкостей, истекающих через короткий канал в атмосферу, для различных конфигураций выходных фланцев: 1 – фреон-11 (фланец 3); 2 – н-пентан (фланец 3); 3 – н-пентан (фланец 1); 4 – н-пентан (фланец 2); 5 – вода [4] (фланец 1); сплошная линия – расчет тяги для не вскипающей жидкости.

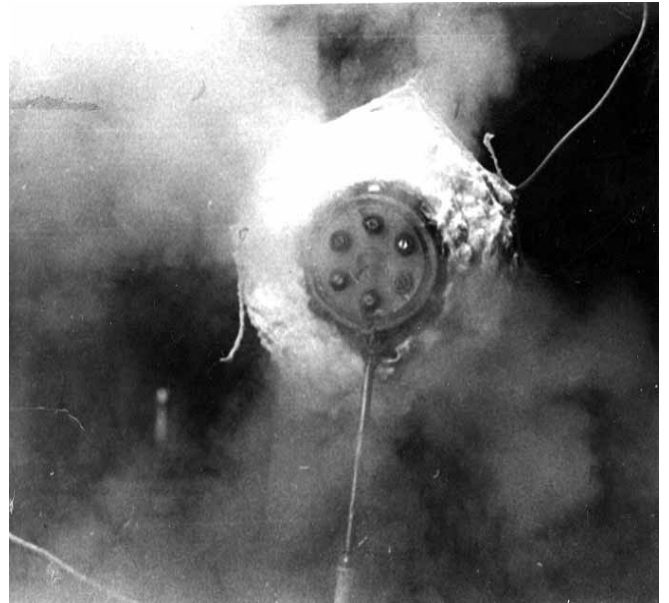
неустойчивостью. Начиная с температуры $T_0 \sim 190^\circ\text{C}$ основным фактором, влияющим на форму струи, является интенсивное объемное вскипание. Струя принимает форму полого конуса. При $T_0=200^\circ\text{C}$ угол при вершине конуса $\alpha \approx 90^\circ$. Подавляющая часть парожидкостной среды сосредоточена вблизи образующей конуса. Полный развал струи ($\alpha \approx 180^\circ$) при $T_0 = 230^\circ\text{C}$ представлен на рис. 9. На фотографии зафиксировано, как струя растекается в радиальном направлении по поверхности прижимного фланца (веерная струя). Полное раскрытие струи вскипающей воды в данной серии опытов наблюдалось в температурном интервале $T_0 = 215 \div 275^\circ\text{C}$. При $280^\circ\text{C} \leq T_0 \leq 330^\circ\text{C}$ струя вновь раскрывается не полностью и имеет вид, близкий к параболическому. При $T_0 \geq 330^\circ\text{C}$ течение приобретает форму газовых струй с углом раскрытия $\alpha \sim 25^\circ$.

Обращает на себя внимание тот факт, что в наших опытах с водой полное раскрытие струи произошло уже при $T/T_c \approx 0,75$, что связано с кинетикой вскипания воды. Известно, что для воды при $T/T_c < 0,9$ характерны аномально высокие частоты зародышеобразования [5] по сравнению с большинством органических жидкостей. На рис.10 представлены экспериментальные результаты частоты зародышеобразования $J \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ воды в зависимости от температуры при атмосферном давлении. Данные получены разными авторами и имеют большой разброс. По-видимому, это связано с использованием различных экспериментальных методик. В большей степени условиям наших опытов соответствуют данные, полученные посредством быстрого изобарического вторжения в область метастабильных фазовых состояний [5].

В аэродинамических опытах было установлено, что для полного раскрытия струи воздуха необходимо, чтобы она имела форму полого конуса, - это обеспечивается предварительным закручиванием потока или помещением конического тела в струю за выходным срезом канала. Кроме того, за выходом из канала имела плоскость, перпендикулярная оси струи.



а. $T_{0s}=230^{\circ}\text{C}$ – вид сбоку



б. $T_{0s}=230^{\circ}\text{C}$ – вид спереди

Рис. 9(а, б) Фотографии струй перегретой воды, истекающей через короткий канал в атмосферу, при начальных параметрах (T_{0s} , p_{0s}) соответствующих линии насыщения.

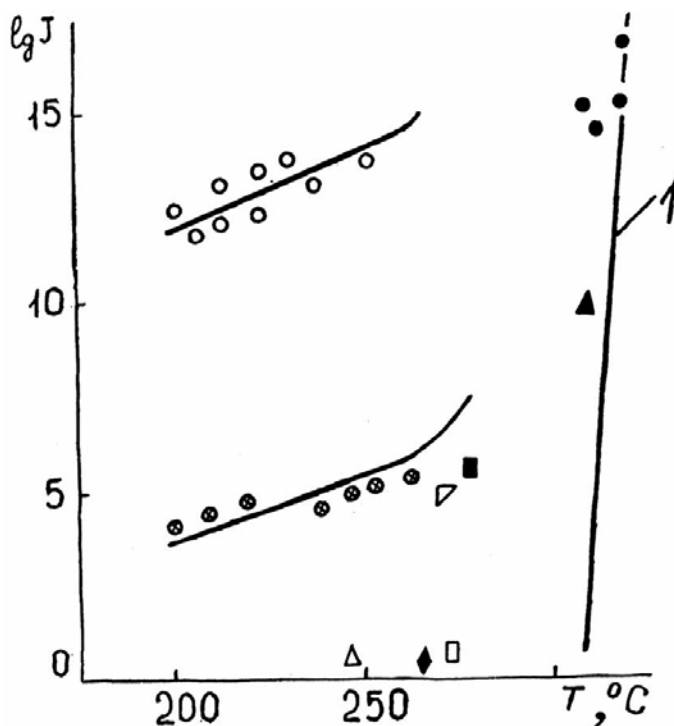


Рис. 10. Зависимость частоты зародышеобразования $J(p, T)$, $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ от температуры при атмосферном давлении для воды. Сплошная линия 1 – расчет по теории гомогенной нуклеации, точки – экспериментальные данные.

В опытах со вскипающими жидкостями, истекающими через короткий канал, полый конус струи наблюдался в результате интенсивного объемного вскипания, а роль плоскости, нормальной к оси струи, играл выходной

фланец. С целью изучения влияния геометрических факторов на форму струи горячей воды проведено несколько серий опытов. В частности, исследовано влияние относительной длины канала ($l/d = 1.4; 7; 12$) при $d = 0.5$ мм. С увеличением длины канала уменьшается фазовая неравновесность в адиабатическом потоке в пределах канала. При достаточно большом значении l/d фазовый переход успевает завершиться, и тогда на выходе из канала имеем термодинамически равновесный двухфазный поток. Приведенные на рис. 7 результаты опытов с основным каналом ($l/d = 1.4$) можно охарактеризовать как полученные в режиме термодинамически сильно неравновесного потока вскипающей воды. При $l/d=7$ наблюдающиеся формы струи совпали с полученными на основном канале, т. е. режим истечения остался прежним. Картина истечения резко изменилась в экспериментах с $l/d = 12$. Здесь форма струи на всем поле начальных термодинамических состояний оставалась почти постоянной, сходной с формой газовой струи. Это свидетельствовало об установлении практически полного термодинамически равновесного состояния пароводяного потока на выходе из канала.

В опытах по истечению воды использовались те же прижимные фланцы, что и в опытах с органическими жидкостями. Полный развал струи вскипающей воды получен со вторым фланцем. Для конфигурации первого фланца, в которой отсутствует плоскость за выходом из канала, во всем исследованном температурном интервале полный развал струи не зафиксирован. При этом конусная и параболическая формы струи сохранялись. Для третьего фланца, у которого плоскость среза канала совпадает с плоскостью фланца, затруднено эффективное взаимодействие струи и фланца. В опытах наблюдались только случайные кратковременные развалы струи при $T_0 = 250 \div 300$ °С. Гораздо более устойчивым был конусообразный профиль струи.

Во время наблюдений за струями вскипающих жидкостей (фреон, вода) были установлены не только характерные формы струй при

определенных перегревах, но и отмечены значительные флуктуации в потоке. В частности, заметно флуктуировал угол раскрытия конуса струи и локальная плотность истекающей двухфазной среды.

Четвертая глава посвящена экспериментальному исследованию динамики макроскопических флуктуаций в критических режимах истечения перегретой жидкости и при кризисе теплообмена. Такого рода исследования важны в связи с проблемой устойчивости предельных режимов и возможностью возникновения катастрофических выбросов в системе (проблема фликкер-шума). Стимулирующим фактором этих исследований являлось обнаружение фликкерных флуктуаций в теплофизической системе и предложение новой математической модели возникновения фликкер-шума [2]. Согласно модели, предложенной авторами работы [2], генерация $1/f$ -флуктуаций может являться следствием взаимодействия неравновесных фазовых переходов, протекающих в системе, в присутствии белого шума определенной интенсивности. Следует отметить существование аналогии между переходом от пузырькового режима кипения к пленочному и процессом интенсивного объемного вскипания струй перегретой жидкости. На рис.11а показана кривая кипения воды в большом объеме, а на рис.11б - расходная характеристика при стационарном истечении струи перегретой воды через короткий насадок в атмосферу для начальных параметров, соответствующих линии насыщения. Оба процесса можно рассматривать как неравновесные фазовые переходы.

Проведено экспериментальное изучение флуктуационных явлений в струе вскипающего фреона-11. Выбор рабочего вещества был обусловлен низкой температурой кипения фреона-11 ($T_s(p_a)=296.8\text{K}$) и невысокими критическими параметрами. Эксперименты проводили с той же рабочей камерой, на которой измерялась реактивная отдача струи. В данных опытах камера была жестко зафиксирована. Небольшой объем рабочей камеры ($V \approx 600 \text{ см}^3$) позволял обеспечивать стационарный режим истечения в атмосферу в течение нескольких десятков секунд. Использовался основной

рабочий канал (длина $l=0.7$ мм; диаметр $d=0.5$ мм), в котором создаются высокие перегревы в потоке, в том числе и предельные. Начальные параметры жидкости в рабочей камере соответствовали линии насыщения и изменялись вплоть до критической точки.

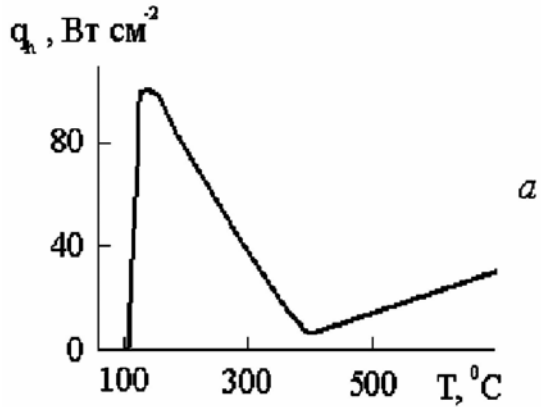
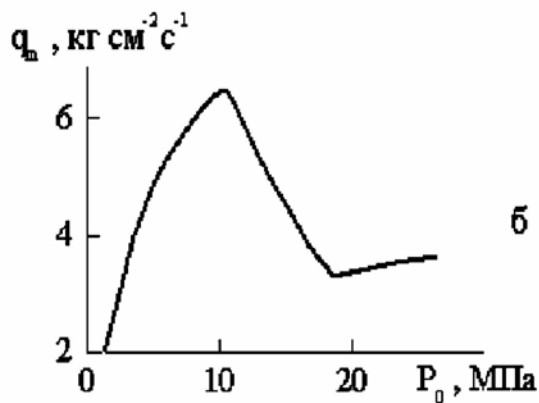


Рис. 11. Кривая кипения воды (а) при заданном внешнем давлении и расходная характеристика вскипающей водяной струи (б) с линии насыщения.



Форма струи перегретого фреона проходила те же стадии эволюции с ростом температуры, что и струя воды. На рис. 12а показан первый основной цилиндрический вид струи горячей жидкости, который наблюдается при перегревах в струе $\Delta T = T_{0s} - T_b \leq 60\text{K}$ ($T_{0s}/T_c \leq 0.63$). Цилиндрическая форма струи сохраняется на протяжении нескольких десятков сантиметров. Для наибольших значений перегревов этого интервала можно заметить лишь эпизодические акты вскипания на отдельных немногочисленных центрах, что не меняет принципиально форму и вид струи. Если перегревы превышают 60 К (умеренные перегревы), цилиндрическая форма струи нарушается. При дальнейшем увеличении ΔT на несколько градусов происходит довольно

резкий переход от цилиндрической формы струи к конусообразной (рис. 12b). Это свидетельствует не только об увеличении скорости роста пузырьков пара, но и о значительно возросшей частоте образования паровых пузырьков. Струя принимает вид конуса с паровой полостью вдоль его оси. Подавляющая часть парожидкостной среды движется по образующим конуса. В этом режиме течения наблюдается лавинообразная активация центров кипения на «слабых местах» (пузырьки газа, твердые частицы, стенки канала)- интенсивное гетерогенное зародышеобразование. Нижняя граница этого режима вскипания при атмосферном давлении для органических жидкостей определяется приведенной температурой $\tau = T_0/T_c \approx 0.8$. Для воды указанная граница проходит при более низких приведенных температурах $\tau \approx 0.7$. Заметим, что при малых и умеренных перегревах вскипание происходило за выходным срезом канала.

Третья характерная форма струи вскипающей жидкости, истекающей через короткий канал – параболическая (рис. 12c). Эта форма наблюдается при приведенных начальных температурах $\tau = T/T_c \geq 0.9$ ($\Delta T > 130\text{K}$ – предельные перегревы), когда вступает в действие более мощный механизм парообразования – гомогенное флуктуационное образование пузырьков пара. Интенсивность зародышеобразования в этом режиме течения ($J \approx 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$) соответствует взрывному вскипанию жидкостей в квазистатических условиях. С увеличением интенсивности зародышеобразования начало вскипания сдвигается ближе к выходу из канала, а при гомогенном флуктуационном зародышеобразовании ($\tau = T/T_c \geq 0.9$) смещается внутрь канала.

Флуктуации плотности в струе вскипающей жидкости измерялись методом фотометрии лазерного излучения, прошедшего через двухфазную струю в различных ее сечениях, а флуктуации давления измерялись тензометрическим методом. Тензодатчики наклеивались на гибкую пластину с собственной частотой колебаний $f_0 \approx 80\text{Гц}$, которая устанавливалась на

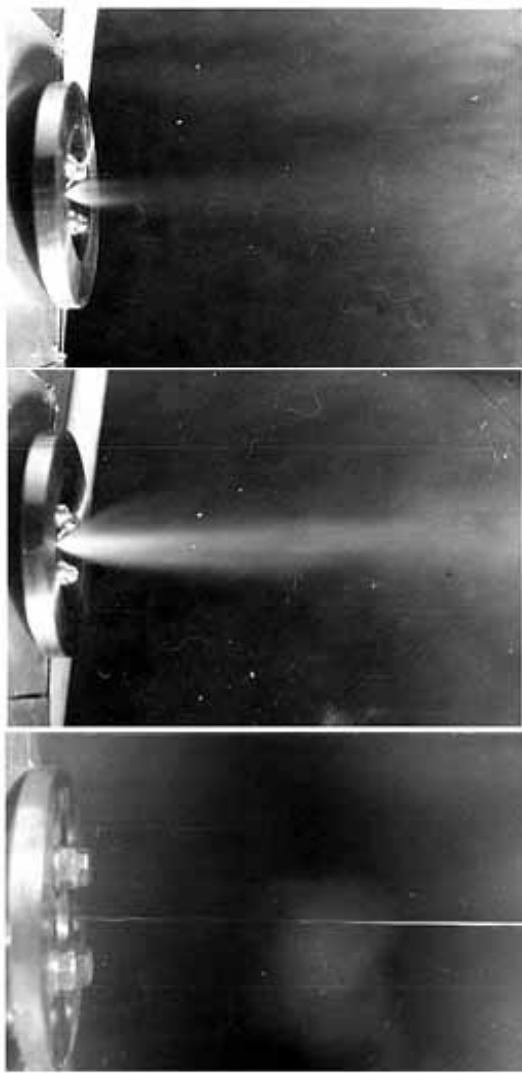


Рис. 12. Фотографии струй вскипающего фреона-11. (а) – $T_0=353\text{K}$; (б) – $T_0=393\text{K}$; (с) – $T_0=433\text{K}$.

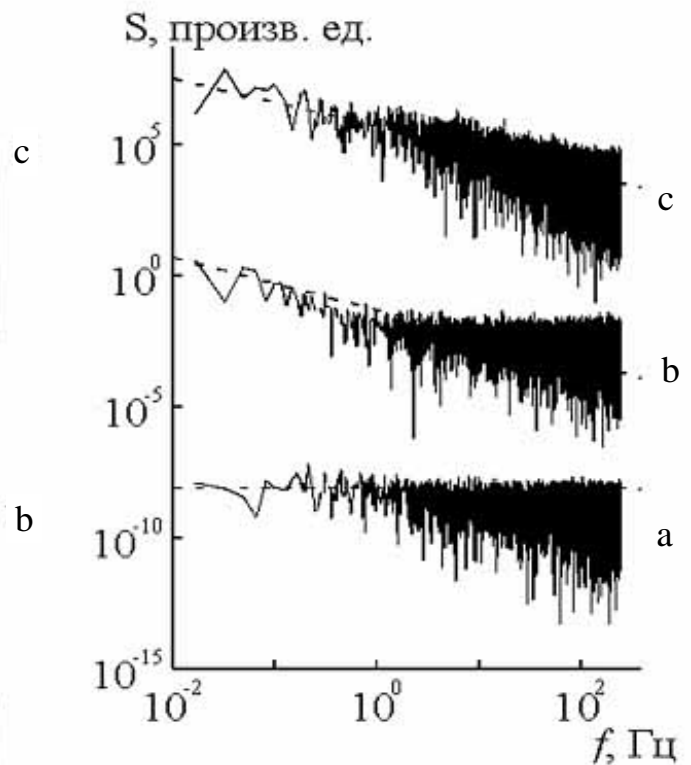


Рис. 13. Спектры мощности флуктуаций при вскипании струи перегретого фреона-11: а – «холодная» струя, б – вскипание за выходом из канала, с – взрывное вскипание в канале.

пути струи. В опытах производились измерения пульсаций давления, как в осевом направлении струи, так и в поперечном. Интенсивность пульсаций в обоих случаях была примерно одинакова. Сигнал с датчиков оцифровывался аналого-цифровым преобразователем и записывался в память компьютера. По полученным временным реализациям методом Фурье преобразования находились спектры мощности флуктуаций.

На рис. 13 представлены спектры мощности флуктуаций плотности для всех трех основных форм вскипающей струи в той же последовательности, в которой формы струй приведены на рис. 12. Для

первого вида струи спектр имел зависимость, показанную на рис. 13а, с равномерным распределением интенсивности флуктуаций по частотам (белый шум). Для конусообразной формы струи наблюдался рост низкочастотной составляющей спектра. В области низких частот спектральная плотность мощности флуктуаций имела обратно пропорциональную зависимость от частоты (фликкер или $1/f$ -шум). Спектр приведен на рис. 13б. С повышением температуры T_0 в камере сечение интенсивного вскипания (вершина конуса) приближалась к выходу из канала. При этом граница перехода от белого шума к $1/f$ поведению отодвигалась в сторону более высоких частот, т.е. частотный интервал фликкер-шума расширялся. Для параболической струи в условиях взрывного вскипания в пределах канала фликкер-шум наблюдался на протяжении более четырех десятичных порядков изменения частоты (рис. 13с). Нижний предел $1/f$ – флуктуаций был ограничен временем стационарного истечения жидкости (размером камеры). Для пульсаций давления в струе вскипающей жидкости были установлены аналогичные зависимости в поведении спектров мощности, что и для флуктуаций плотности.

К процессам с неравновесными фазовыми переходами относится кризис теплоотдачи при переходе от пузырькового к пленочному кипению. При этом N – образную кривую кипения можно рассматривать как аналог уравнения состояния при обычных термодинамически равновесных фазовых переходах, а сам переход к пленочному кипению как неравновесный фазовый переход.

В работе были проведены эксперименты по исследованию динамики флуктуаций при кризисе кипения воды на проволочном нагревателе. В экспериментах регистрировались колебания падения напряжения на платиновом нагревателе (диаметром 100мкм) и транспортного тока в цепи, связанные с переходными режимами кипения.

На рис.14 дана вольтамперная характеристика нагревательного элемента. Участку AD соответствует пузырьковый режим кипения на

нагревателе, участку СВ – пленочный режим, в котором и проводились, в основном, измерения флуктуаций. Штриховыми линиями (AB и CD) показаны переходы от одного режима кипения к другому. На рис. 15 приведены осциллограммы, соответствующие колебаниям со спектрами мощности $1/f$ – типа (1) и $1/f^2$ - типа (2) при пленочном кипении. Рис. 16 а, б показывает соответствующие гистограммы функций распределения амплитуд флуктуаций. В случае колебаний со спектральной плотностью $1/f$ - типа функции распределения были приблизительно симметричны с максимумом вблизи нуля и походили на гауссовские. В случае колебаний со спектром $1/f^2$ - типа функции распределения вблизи нуля часто расщеплялись на два максимума.

На рис. 17 приведены спектры мощности флуктуаций. В широком диапазоне тепловых нагрузок спектры имели вид $1/f^\alpha$ с показателем α близким к единице (график 1 на рис.17). Вблизи потери устойчивости пленочного режима наряду с флуктуациями границ горячей зоны наблюдалось нерегулярное движение очага пленочного кипения, как целого. Показатель α в этом случае был близок к 2 (график 2 на рис.17). $1/f^\alpha$ - поведение спектров мощности флуктуаций наблюдалось для большей части осциллограмм в области пленочного кипения на нагревателе и в широком диапазоне подводимой мощности. При этом низкочастотная граница указанного поведения наблюдалась в том случае, когда подводимая мощность не была слишком велика, и нижняя граница горячей зоны не достигала конца проволоочки. Иными словами, критическое поведение, о котором свидетельствуют спектры со степенной зависимостью от частоты, поддерживается в широком интервале изменения и без подстройки управляющих параметров.

Таким образом, при переходе к пленочному режиму кипения на проволоочном нагревателе, наблюдаются интенсивные тепловые пульсации со спектром мощности $1/f^\alpha$ - типа.

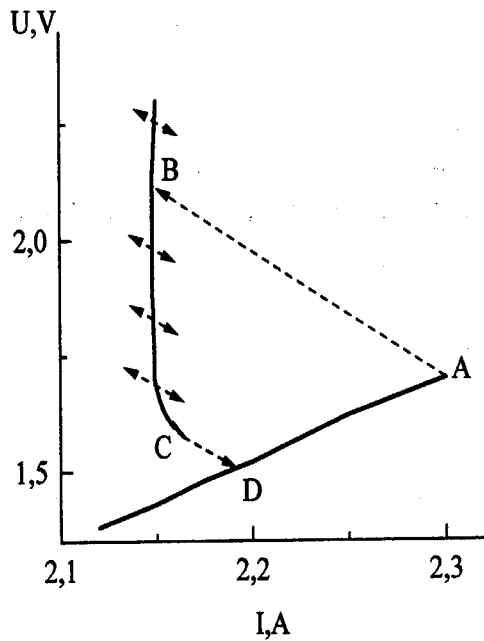


Рис. 14. Вольтамперная характеристика вертикальной платиновой проволоочки при смене режимов кипения воды.

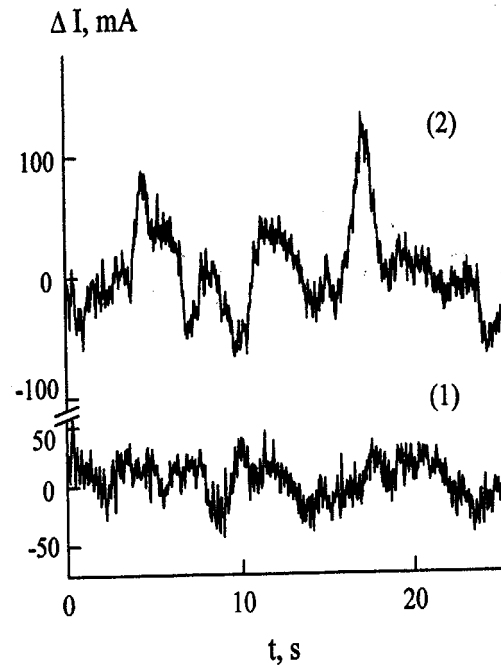


Рис. 15. Осциллограммы тока при кризисе кипения воды на вертикальном нагревателе, соответствующие колебаниям со спектрами мощности $1/f$ – типа (1) и $1/f^2$ – типа (2).

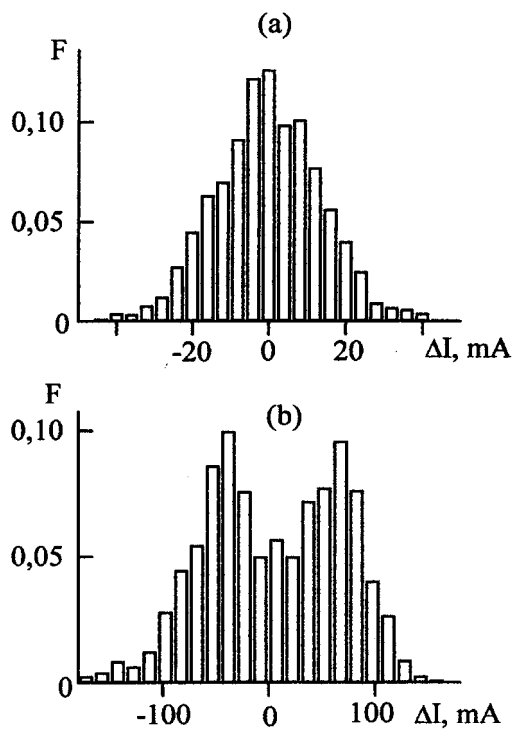


Рис. 16. Гистограммы распределения флуктуаций. а: со спектром мощности - $1/f$ - типа, б: со спектром мощности $1/f^2$ - типа.

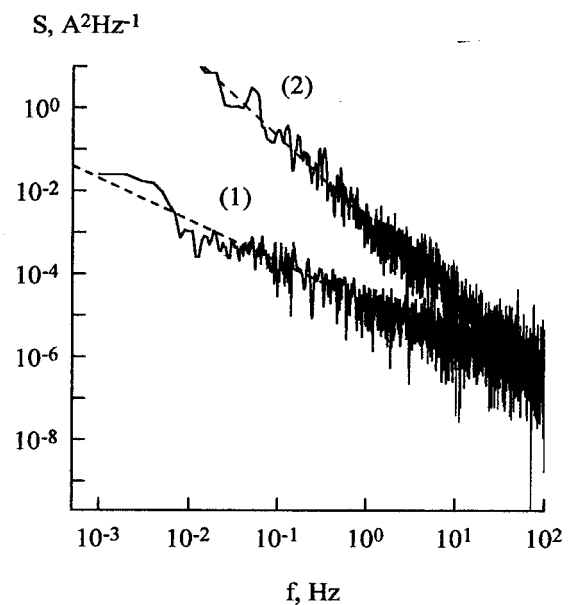


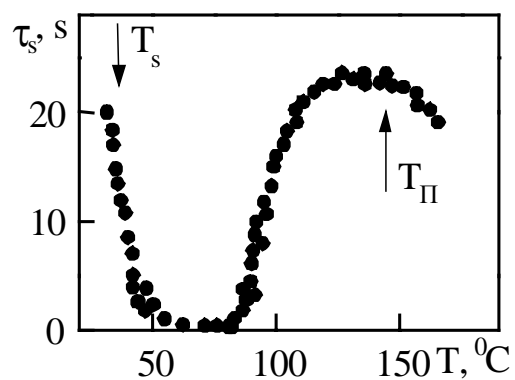
Рис. 17. Спектры мощности колебаний при кризисе кипения воды на вертикальном проволочном нагревателе.

Еще одним примером кризиса кипения является поведение испаряющейся капли на горячей горизонтальной поверхности в определенном температурном интервале. Капля представляет собой потоковую систему (потоки тепла, пара), подверженную возмущениям, вызванным центрами кипения при контакте жидкости с поверхностью. Переход к сфероидальному состоянию капли, как проявление кризиса кипения, является неравновесным фазовым переходом.

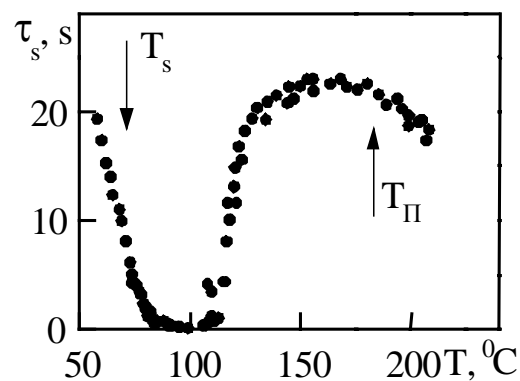
В работе с использованием оптических и резистивных методов исследована динамика флуктуаций при переходе капель n-пентана, гексана и воды к сфероидальному состоянию. Результаты приведены на рис.18 – 20. Левые ниспадающие ветви зависимостей времени испарения капель $\tau_s(T)$ на рис. 18 соответствуют температурам, при которых капля контактирует с поверхностью нагрева и в ней происходит пузырьковое кипение. Резкое увеличение времени испарения с ростом температуры стенки соответствует переходу капли к сфероидальной форме. На рис.18 видно, что для пентана и гексана положение максимума времени испарения, соответствующего формированию устойчивого сфероидального состояния, близко к температуре гомогенного зародышеобразования $T_n = 144^\circ\text{C}$ (n-пентан) и $T_n = 182^\circ\text{C}$ (гексан) [1].

Для капли воды переход к полностью сфероидальной форме наблюдался раньше температуры гомогенной нуклеации, рассчитанной по теории ($T_n = 304^\circ\text{C}$). Однако и для воды положение максимума соответствовало экспериментальным данным по предельным перегревам, полученным в чистой пузырьковой камере ($T_f \approx 250^\circ\text{C}$) [1].

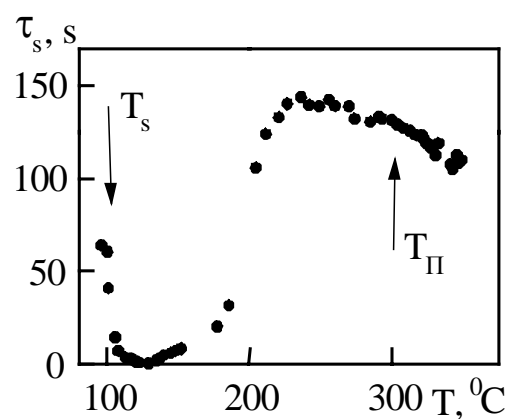
На рис. 19 приведен спектр мощности флуктуаций при развитом пузырьковом кипении пентана на горячей поверхности. В области перехода капли к сфероидальному состоянию (возрастающие участки на зависимостях $\tau_s(T)$) характер спектральных зависимостей изменялся. В спектрах появлялась фликкерная составляющая. Спектр мощности флуктуаций при



a



b



c

Рис. 18. Зависимости времени полного испарения капли на горячей плите от температуры плиты; а – n-пентан, б – гексан, с – вода. Диаметр капель $d \approx 4 \text{ мм}$.

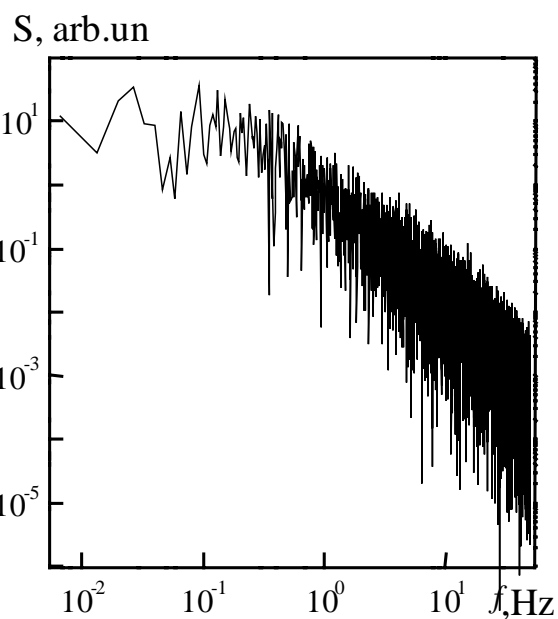


Рис. 19 Спектр мощности флуктуаций при развитом пузырьковом кипении n-пентана на горячей плите.

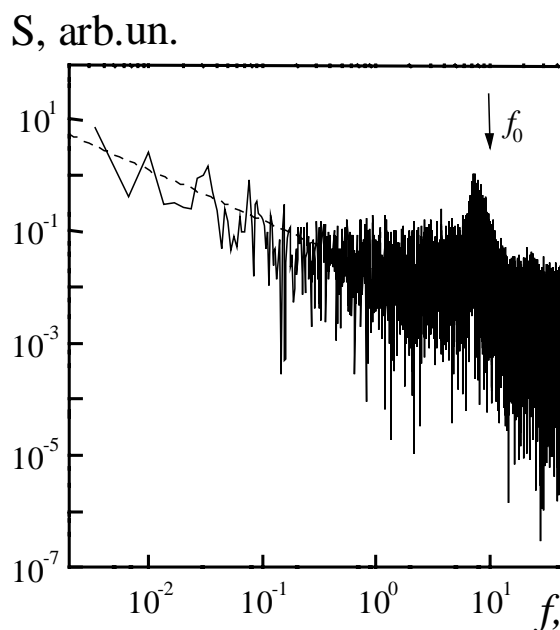


Рис. 20. Спектр мощности флуктуаций при переходе капли n-пентана к сфероидальному состоянию. Пунктирная линия – зависимость $S \sim 1/f$.

переходном режиме испарения капли пентана приведен на рис.20. Для гексана и для воды были получены аналогичные результаты.

Пересечение и взаимодействие неравновесных фазовых переходов в присутствии белого шума, который имеется в любой физической системе – достаточно общая ситуация. По этой причине $1/f$ -шум можно ожидать в широком классе процессов с фазовыми переходами. Если в качестве нелинейного нагревателя используется пламя, а жидкость к фронту горения подается через пористый фитиль, то, как показали проведенные в диссертационной работе исследования, и в этом случае существуют режимы горения с флуктуациями, характеризуемыми $1/f$ спектром мощности. Такое поведение обусловлено взаимодействием двух процессов – химической реакции и взрывного вскипания.

Еще одним примером энергонапряженных процессов с неравновесными фазовыми переходами являются процессы, связанные с дуговым разрядом. По сравнению с чисто теплофизическими системами в плазменных процессах электрического разряда возможны дополнительные методы диагностики, что позволяет глубже понять природу и механизмы возникновения $1/f$ шума. При дуговом разряде происходит одновременное протекание и взаимодействие различных переходов в плазме разряда и в приэлектродных областях. Дуговой электрический разряд сопровождается интенсивной эрозией и испарением электродов. В проведенных экспериментах измерялись флуктуации тока электрической дуги в жидкости. Одновременно измерялись флуктуации сопротивления электродов, вызванные эрозией. Спектры мощности флуктуаций тока дуги (и падения напряжения на дуге) имели фликкерый вид, а флуктуации мощности, вызванные эрозией электродов, имели спектры белого шума (не зависели от частоты).

Проведенные экспериментальные и теоретические исследования показывают, что $1/f$ шум может возникнуть в открытых системах с взаимодействующими неравновесными фазовыми переходами. При этом существенным является развитая флуктуационная природа процесса, что проявляется в генерации фликкер – шума. В результате происходит

перекачка энергии от высокочастотных колебаний к низкочастотным. Увеличение высокочастотной границы фликкер – шума понижает низкочастотную границу, что свидетельствует о нарастании неустойчивости и может служить предвестником крупномасштабных выбросов.

Возможность пульсаций с фликкерным спектром мощности следует учитывать при прогнозировании энергонапряженных процессов различной природы, в частности при интенсификации процессов теплообмена; при конструировании и эксплуатации энергетического оборудования, в частности струйных устройств с использованием двухфазных потоков; при анализе возможных последствий аварийных разгерметизаций аппаратов и трубопроводов с горячей жидкостью.

Основные результаты и выводы

При комплексном экспериментальном исследовании стационарных адиабатных потоков вскипающей жидкости в термодинамически сильно неравновесном режиме истечения были реализованы условия интенсивного парообразования на центрах флуктуационной природы (взрывное вскипание). В результате были получены следующие основные результаты:

1. Установлена термодинамическая обусловленность (взрывное вскипание) кризисного поведения интегральных характеристик (расхода, реактивной силы и формы струи) потока вскипающей жидкости в условиях предельной метастабильности. Обнаружено критическое поведение флуктуаций плотности и давления в струе – спектральная плотность мощности флуктуаций изменялась обратно пропорционально частоте ($1/f$ - или фликкер-шум).
2. Показано, что параметры наступления критического режима истечения горячей жидкости на экспериментальных зависимостях расхода от противодавления соответствуют высоко перегретым состояниям на фазовой диаграмме вещества, при которых реализуется взрывное вскипание.

3. Получены диаграммы удельных массовых и объемных расходов вещества в широком диапазоне изменения начальных параметров (температура и давление) на основании измерений расходов модельной жидкости (н-пентан) при истечении через короткий канал в атмосферу. Найдено, что вскипание на гетерогенных центрах не приводит к заметному отступлению от гидравлического режима истечения горячей жидкости.
4. Термодинамическая определенность взрывного вскипания дала возможность приведения расходов н-пентана к безразмерному виду с использованием методов термодинамического подобия. Проведен пересчет расходов на другие вещества, в частности, на воду. Показан общий характер влияния термодинамической неравновесности потока в коротком канале на поведение расхода двухфазной среды.
5. Обнаружено резкое снижение величины реактивной силы струи в интервале начальных температур, соответствующих области взрывного вскипания, в опытах с органическими жидкостями по изучению зависимости реакции струи от перепада давления на коротком канале при изменении начальных состояний вдоль линии насыщения. Установлена связь скачкообразного падения реактивной силы с полным развалом струи. Предложено обобщение экспериментальных данных по реактивной отдаче струи.
6. Изучена эволюция форм струи вскипающей воды, истекающей в атмосферу, с ростом начальных параметров (температуры и давления) в рабочей камере. Обнаружен полный развал струи. Показано, что полное раскрытие струи обусловлено как интенсивным объемным вскипанием, так и взаимодействием струи с нормальной плоскостью за выходным срезом канала (эффект Коанда).
7. Проведено экспериментальное изучение спектральных характеристик локальных пульсаций плотности и давления в струе перегретой жидкости в критических режимах течения и тепловых флуктуаций в кризисных режимах теплообмена (пленочное кипение на проволочном нагревателе,

капля на горячей поверхности при переходе к сфероидальному состоянию). Установлено, что в исследованных процессах присутствуют высокоэнергетичные низкочастотные пульсации с $1/f$ - спектром, что означает возможность крупномасштабных выбросов в системе.

8. Обнаруженные интенсивные пульсации с фликкерным спектром в кризисных режимах теплообмена связываются с протеканием неравновесных фазовых переходов в исследованных процессах.
9. Проведено экспериментальное исследование динамики флуктуаций при неравновесных фазовых переходах, связанных с горением и электрическим разрядом. Изученные спектральные характеристики колебаний фронта горения и тока в электрической дуге показали присутствие $1/f$ флуктуаций в исследованных процессах.

Основные положения диссертации изложены в следующих публикациях:

1. Решетников А.В., Исаев О.А., Неволин М.В. Экспериментальная установка по изучению истечения вскипающей жидкости через короткие каналы при изменяемом противодавлении // В сб.: Термодинамические исследования метастабильных жидкостей. Свердловск, 1986. С.49-53.
2. Исаев О.А., Решетников А.В., Скрипов В.П., Неволин М.В. Изучение критического запираания потока высокотемпературной вскипающей жидкости в коротком канале при снижении противодавления // ТВТ. 1987. Т.25, № 1. С.98-103.
3. Исаев О.А., Решетников А.В., Скрипов В.П. Изучение критического запираания стационарных неравновесных потоков вскипающей жидкости // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1988. № 6. С. 114-121.
4. Решетников А.В., Исаев О.А., Скрипов В.П. Критические расходы вскипающей жидкости и конденсирующегося газа при неравновесном режиме истечения //ТВТ. 1988. Т. 26, № 3. С. 544-548.
5. Решетников А. В., Исаев О. А., Скрипов В. П. Расход вскипающей жидкости при истечении в атмосферу. Переход от модельного вещества к

воде // ТВТ. 1988. Т. 26, №4. С. 774-777.

6. Решетников А.В., Исаев О.А., Мажейко Н.А., Буланов Н.В. Развал струи вскипающей воды // Тепломассообмен: Материалы Международного форума по тепломассообмену Минск, 18 -22 мая 1992. Минск: Ин-т тепломассообмена им. А.В. Лыкова АН Беларуси. 1992. Т. 4, ч. 1. С. 115-117.
7. Решетников А.В., Женихов А.А., Скрипов В.П. Влияние условий входа и выхода на развал струи вскипающей воды // Тр. Первой Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 1994 г. 21-25 ноября: МЭИ Т. 6. С. 200-204.
8. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скрипов В.П. Струи вскипающих жидкостей // ПМТФ. 2000. Т.41. №3. С. 125-132
9. Мажейко Н.А., Решетников А.В., Скрипов В.П. Форма и реактивная отдача струи вскипающей жидкости // В сб.: Метастабильные состояния и фазовые переходы. Екатеринбург, 2001. С. 18-26.
10. Решетников А. В., Скрипов В. П., Мажейко Н. А., Скоков В.Н., Коверда В.П. 1/f-флуктуации в кризисных режимах течения перегретой жидкости. //ТВТ. 2002.Т.40. №3 С.481-484.
11. Решетников А. В., Мажейко Н. А., Коверда В. П., Скоков В.Н. Скрипов В. П., Уймин А. А. Фликкер-шум в струе перегретой жидкости. // ДАН. 2001. Т. 380, №2. С. 176-178.
12. Решетников А.В., Скоков В.Н., Коверда В.П., Скрипов В.П., Мажейко Н.А., Виноградов А.В. Фликкер-шум и самоорганизованная критичность в кризисных режимах кипения. // ПМТФ. 2002.Т. 41. №1. С. 131-136.
13. Решетников А. В., Мажейко Н. А., Скрипов В. П., Скоков В.Н., Коверда В. П. Реактивная отдача и пульсации давления с 1/f спектром мощности в условиях взрывного вскипания струй перегретой жидкости // ТВТ. 2002. Т.40. С. 756-760.
14. Решетников А. В., Скрипов В. П., Коверда В. П., Скоков В.Н. Термодинамический кризис во вскипающих потоках. Обнаружение фликкер-шума.// Изв. Академии Наук. Энергетика. 2003. №1. С. 118-125.

15. Skokov V. N., Koverda V. P., Reshetnikov A. V., Skripov V. P., Mazheiko N. A., and Vinogradov A. V. $1/f$ noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer // International Journal of Heat and Mass Transfer. May 2003. V. 46. N.10. P.1879-1883.
16. Решетников А. В., Скрипов В. П., Коверда В. П., Скоков В.Н., Мажейко Н. А., Виноградов А.В. Фликкер-шум в струях перегретой жидкости // Труды третьей российской национальной конференции по теплообмену. 21-25 октября 2002. Москва. Изд-во МЭИ. Т. 4. С.158-161.
17. Скоков В.Н., Коверда В.П., Решетников А.В. Флуктуации с $1/f^\alpha$ спектром при пленочном кипении // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т.69. Вып.8. С.590 - 593.
18. Skokov V.N., Koverda V.P. and Reshetnikov A.V. Self –organization of a critical state and $1/f^\alpha$ fluctuations at film boiling // Phys. Lett. A.1999. V. 263. P. 430 - 433.
19. Скоков В.Н., Решетников А.В., Коверда В.П. Самоорганизация критических флуктуаций и $1/f$ - спектры в кризисных режимах кипения // ТВТ. 2000. Т.38. Вып.5. С.786-791.
20. Решетников А. В., Скоков В.Н., Коверда В. П., Малыгин А. П. Фликкер-шум при кризисных режимах кипения. // В сб.: Метастабильные состояния и фазовые переходы. Вып.3. Екатеринбург: УрО РАН, 1999. С. 40-48.
21. Скоков В.Н., Решетников А.В., Коверда В.П., Виноградов А. В. Фликкер-шум при кризисе кипения воды // Труды третьей российской национальной конференции по теплообмену. 21-25 октября 2002. Москва. Изд-во МЭИ. Т. 4. С.169-172.
22. Решетников А.В., Виноградов А.В., Коверда В.П., Скоков В.Н. $1/f$ шум в колебательных режимах горения // ДАН. 2000. Т. 374. Вып.4. С. 481 - 483.
23. Skokov V.N., Reshetnikov A.V., Koverda V.P., Vinogradov A.V. Self – organized criticality and $1/f$ - noise at interacting nonequilibrium phase transitions // Physica A. 2001. V. 293. P. 1 - 12.

24. Скоков В.Н., Решетников А.В., Коверда В.П., Виноградов А.В. $1/f$ шум при взаимодействии фазовых переходов // ТВТ. 2001. Т. 39. Вып.2. С. 316 - 321.
25. Решетников А.В., Коверда В.П., Скоков В.Н., Виноградов А.В. Фликкер - шум при осцилляциях фронта горения // В сб.: Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. М.: МЭИ. 2001, с.93-97.
26. Решетников А.В., Коверда В.П., Скоков В.Н., Виноградов А.В. Фликкер - шум при осцилляциях фронта горения // Труды третьей российской национальной конференции по теплообмену. 21-25 октября 2002. Москва. Изд-во МЭИ. Т. 3. С.225-226.
27. Коверда В.П., Решетников А.В., Скоков В.Н., Виноградов А.В. Фликкер – шум при дуговом разряде // В сб.: Метастабильные состояния и фазовые переходы. Вып.4. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. С. 42-45.
28. Скоков В.Н., Коверда В.П., Решетников А.В. Самоорганизованная критичность и $1/f$ флуктуации при неравновесных фазовых переходах // ЖЭТФ. 2001.Т.119. Вып.3. С. 613 - 620.
29. Koverda V.P., Skokov V.N., Reshetnikov A.V. $1/f$ -noise at non-equilibrium phase transitions // In: Nucleation Theory and Applications/ Dubna: JINR, 2002. P.259-272.
30. Скрипов В. П., Виноградов А.В., Скоков В.Н., Решетников А. В., Коверда В. П. Капля на горячей плите: появление $1/f$ – шума при переходе к сфероидальной форме // ЖТФ. 2003. Т.73. Вып.6. с.21-23.

Цитированная литература

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
2. Коверда В. П., Скоков В. Н., Скрипов В. П., $1/f$ – при неравновесном фазовом переходе. Эксперимент и математическая модель. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113, вып. 5. С. 1748 -1757.
3. Bak P., Tang Ch., Wiesenfeld K. Self - organized criticality // Phys. Rev. A.

1988. V.38. No1. P.364-374.

4. Виноградов В. Е., Сеницын Е. Н. , Скрипов В.П. Расходные и тяговые характеристики потока вскипающей воды, истекающей через короткие сопла Лаваля // Теплоэнергетика. 1987. №6. С. 56-57.
5. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. – Свердловск: УрО АН СССР, 1988. –244с.
6. Коган Ш.М. Низкочастотный токовый шум со спектром типа $1/f$ в твердых телах // УФН. 1985. Т.145. В.2. С.285-328.