

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

**«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)**

На правах рукописи

Делов Максим Игоревич

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ И ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ
КИПЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ**

1.3.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата технических наук

Автор:



Москва 2023

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ).

Научный руководитель:

Куценко Кирилл Владленович

кандидат технических наук, доцент, доцент
отделения ядерной физики и технологий
НИЯУ МИФИ, г. Москва

Официальные оппоненты:

Ивочкин Юрий Петрович

доктор технических наук, главный научный
сотрудник, заведующий лабораторией
ОИВТ РАН, г. Москва

Зубко Василий Васильевич

доктор технических наук, ведущий научный
сотрудник ОАО «ВНИИКП», г. Москва

Чуркин Андрей Николаевич

кандидат технических наук, начальник отдела
АО «ОКБ «ГИДРОПРЕСС», г. Подольск

Защита состоится «06» декабря 2023 г. в 16 часов 30 минут на заседании диссертационного совета МИФИ.2.02 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, г. Москва, Каширское шоссе, д.31).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ds.mephi.ru федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Автореферат разослан «__» _____ 20__ г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
к.т.н., доцент

Куликов Евгений Геннадьевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа теплового энергетического оборудования при номинальных условиях эксплуатации характеризуется постоянством режима теплоотдачи, то есть условий передачи тепла от теплоотдающих элементов к теплоносителю. В случае наступления аварийных режимов или нарушения нормальных условий эксплуатации энергетического оборудования возникают переходные и нестационарные режимы теплоотдачи. Такие процессы, например, могут возникать при переходе от режима однофазной конвекции к пузырьковому кипению, или при переходе от пузырькового кипения к пленочному (кризис теплоотдачи). Исследование нестационарных и переходных процессов смены режима теплоотдачи, а также разработка методов диагностики переходных режимов весьма актуальны для обеспечения надежности работы энергетического оборудования.

Актуальность

Переходные и нестационарные процессы могут происходить в ядерных реакторах, парогенерирующих установках, теплообменниках, криогенных системах, в ракетной технике и др. В таком оборудовании могут применяться различные теплоносители: вода, жидкий азот, фреоны и т.д. В случае увеличения тепловыделения наблюдаются переходные процессы теплоотдачи, например, переход от пузырькового к пленочному кипению. Переход к пленочному режиму кипения (кризис теплоотдачи) может приводить к пережогу теплоотдающей поверхности и возникновению аварийной ситуации. Условия возникновения кризиса кипения зависят от различных факторов (род жидкости, темп нарастания тепловыделения, свойства и геометрия теплоотдающей поверхности). Новые экспериментальные данные и разработка физических моделей для расчета характеристик протекания кризиса теплоотдачи при нестационарном подводе тепла позволит не только разработать требования к системам безопасности установок, но и существенно расширить понимание физики кипения жидкостей.

Диагностика переходных режимов теплоотдачи в настоящий момент является важной прикладной задачей. Например, возникновение кипения теплоносителя в активных зонах реакторов ВВЭР в условиях длительных топливных кампаний может интенсифицировать процессы коррозии оболочек тепловыделяющих элементов. Крайне важно также уметь диагностировать и прогнозировать наступление кризиса теплоотдачи.

Исследование условий возникновения и характеристик нестационарных и переходных процессов теплоотдачи в различных теплоносителях, в том числе их диагностирование и прогнозирование, является важной прикладной и научной задачей.

Цель диссертационной работы состояла в детальном изучении особенностей протекания нестационарных и переходных процессов теплоотдачи в различных жидкостях, а также в разработке методов диагностики и прогнозирования наступления переходных процессов теплоотдачи.

Для достижения указанной цели решены следующие задачи:

1. Исследование влияния ориентации плоского двухсторонне охлаждаемого нагревателя в поле силы тяжести на коэффициент теплоотдачи при кипении жидкого азота.
2. Получение новых экспериментальных данных по величине критического теплового потока при нестационарном подводе тепла в жидком азоте при различных давлениях.
3. Разработка физической модели для расчета критических тепловых потоков в криогенных жидкостях при нестационарном подводе тепла.
4. Получение новых экспериментальных данных по величине критического теплового потока при нестационарном подводе тепла в воде.
5. Получение новых экспериментальных данных по флуктуациям температуры теплоотдающей поверхности нагревателя в жидком азоте и воде в условиях большого объема и при вынужденном движении.
6. Разработка новых методов диагностики и прогнозирования закипания теплоносителя и наступления кризиса кипения на основе статистического и частотного анализа флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности.

Научная новизна работы

1. Впервые получена эмпирическая зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении жидкого азота на поверхности двухсторонне охлаждаемого плоского нагревателя при различной ориентации в поле силы тяжести.
2. Разработана обобщающая физическая модель для расчета минимального нестационарного критического теплового потока в криогенных жидкостях в зависимости от рода жидкости, давления, размера нагревателя и скорости изменения теплового потока. Новая модель носит универсальный характер и применима в более широком диапазоне диаметров нагревателей (от 100 мкм и более, вплоть до плоских нагревателей), чем известные модели других авторов.
3. Разработан новый метод интенсификации теплоотдачи при переходе от однофазной конвекции к пузырьковому кипению за счет воздействия короткого локального теплового импульса в жидком азоте. Показано, что необходимое количество энергии при локальном воздействии более чем в 20 раз меньше, чем в случае применения известных методов интенсификации при воздействии импульса по всей длине нагревателя.
4. Разработаны новые методы диагностики и прогнозирования закипания теплоносителя и наступления кризиса кипения на основе частотного и статистического анализа флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности нагревателя.

Практическая значимость работы

1. По результатам исследований разработаны новые методы диагностики и прогнозирования закипания теплоносителя и наступления кризиса кипения на основе частотного и статистического анализа флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности, которые внедрены в АО «ГНЦ РФ – ФЭИ» и АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС» при выполнении экспериментальных исследований

теплоотдачи в активной зоне реакторных установок ВВЭР, что подтверждено актами о внедрении №224/5.02-21/61 от 28.06.2022 и №044-0-2.02-01/11483 от 23.06.2022;

2. Разработанная обобщающая физическая модель расчета нестационарных критических тепловых потоков в криогенных средах планируется к использованию в деятельности ОАО «ВНИИКП» при разработке кабелей и токограничительных устройств на основе высокотемпературных сверхпроводников, охлаждаемых жидким азотом, что подтверждено справкой о внедрении №4/24 от 23.06.2022.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Новая эмпирическая зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении жидкого азота на поверхности плоского двухсторонне охлаждаемого нагревателя при различной ориентации в поле силы тяжести.
2. Физическая модель для расчета критических тепловых потоков в криогенных жидкостях при нестационарном подводе тепла с учетом влияния рода жидкости, давления, размера тепловыделяющих элементов и скорости изменения теплового потока с поверхности нагревателя.
3. Новая эмпирическая зависимость для расчета количества энергии, отводимой в жидкость до момента наступления кризиса, в зависимости от недогрева воды до температуры насыщения.
4. Новый метод интенсификации теплоотдачи в жидком азоте при помощи коротких локальных тепловых импульсов.
5. Новые методы диагностики и прогнозирования закипания теплоносителя и наступления кризиса кипения на основе статистического и частотного анализа флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности.

Достоверность полученных результатов

Полученные в работе экспериментальные данные воспроизводимы. Достоверность разработанных физических моделей подтверждается согласованием с полученными в работе экспериментальными данными, а также с экспериментальными данными других авторов с погрешностью не более 15%.

Апробация работы

Материалы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах: Российская национальная конференция по теплообмену (2014), Научная сессия НИЯУ МИФИ (2014–2015), Научный семинар НИЦ «Курчатовский институт» - «Фундаментальные и прикладные исследования сверхпроводимости» (2016), Международные конференции «Современные проблемы физики и технологий» (2014–2019), Международные конференции «Будущее атомной энергетики» (2018, 2019, 2021), Международная конференция «Техногенные системы и экологический риск» (2022).

Личное участие автора

Работа выполнялась с 2012 г. по 2022 г. на кафедре теплофизики НИЯУ МИФИ. Постановка задачи исследования осуществлена совместно с научным руководителем. Разработка и модернизация экспериментальных

установок, проведение экспериментов, анализ полученных данных, разработка моделей и методов выполнены автором самостоятельно или в соавторстве.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты представлены в 9 публикациях в рецензируемых журналах. Из них 3 работы опубликованы в журналах из перечня ВАК и 6 в журналах, индексируемых Scopus и WoS.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка используемых обозначений и списка литературы, включающего 110 наименований. Содержание диссертации изложено на 101 странице, включая 94 рисунка и 1 таблицу.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** изложена актуальность работы, сформулированы цели и задачи исследования, кратко описаны полученные результаты.

В **первой главе** представлен обзор литературы по исследованиям закономерностей процессов смены режима теплоотдачи в переходных и нестационарных процессах. Под переходными процессами теплоотдачи подразумевается смена физического механизма отвода тепла от поверхности тепловыделяющего элемента, происходящая при медленном квазистационарном изменении мощности тепловыделения. Нестационарными процессами называется динамическое изменение различных параметров (температуры теплоносителя, плотности теплового потока, коэффициента теплоотдачи и др.) при такой смене механизма.

В настоящий момент широко исследованы закономерности изменения коэффициента теплоотдачи к жидкости при наступлении переходных процессов теплообмена. Знание таких закономерностей позволяет однозначно определить протекающие в системе физические процессы по осредненным значениям плотности теплового потока и перегрева теплоотдающей поверхности, по которым можно построить кривые кипения теплоносителя для данного нагревателя. Однако для проведения диагностики смены режимов теплоотдачи в реальном теплообменном оборудовании необходимо заранее знать вид кривых кипения в широком диапазоне изменения тепловыделения. Известно, что физические параметры системы испытывают флуктуации относительно средних своих значений, эти флуктуации несут ценную информацию о состоянии системы. Существует работы, в которых найдены корреляции между изменением параметров флуктуаций теплофизических величин (давление, температура и т.д.) с возникновением нового режима теплоотдачи. Наиболее перспективным методом для диагностики смены режимов теплоотдачи является исследование закономерностей флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности нагревателя.

Помимо квазистационарного изменения условий генерации тепла в тепловыделяющих элементах возможны случаи, когда имеют место

быстропротекающие нестационарные тепловые процессы, сопровождающие фазовым переходом в жидкости (закипание) и возможным возникновением кризиса кипения. Большой интерес представляет исследование механизмов возникновения нестационарного кризиса кипения в жидком азоте, который является доступным хладагентом для охлаждения высокотемпературных сверхпроводников. Резкое увеличение тепловыделения в сверхпроводниках происходит при их переходе из сверхпроводящего в резистивное состояние. В этом случае в жидком азоте (и в других средах) кризис теплоотдачи происходит при тепловых потоках существенно ниже первого критического теплового потока, полученного при медленном увеличении тепловыделения. В литературе недостаточно хорошо представлены результаты по влиянию параметров нагревателя и темпа нарастания тепловыделения на характеристики нестационарного кризиса кипения жидкого азота.

Во **второй главе** приведено описание экспериментальных установок, методики проведения экспериментов и обработки данных. Эксперименты проводились на трех установках, позволяющих исследовать нестационарные и переходные процессы теплоотдачи в большом объеме воды [1], при вынужденном движении недогретой до насыщения воды [1] и в большом объеме жидкого азота [2]. В качестве рабочих участков использовались платиновые проволоки диаметром $d = 100$ мкм и тонкие Ni-W ленты шириной 2,5 мм и толщиной 80 мкм. Подвод тепла осуществлялся за счет джоулевого разогрева рабочих участков. Тепловыделяющие элементы одновременно служили термометрами сопротивления. Для определения зависимостей сопротивлений проволоки и ленты от температуры проводились их градуировки.

В экспериментах проводилось измерение падения напряжения на рабочем участке, сила тока определялась по измеренным значениям падения напряжения на образцовом сопротивлении. Перегрев теплоотдающей поверхности ΔT рассчитывался по измеренным значениям тока и напряжения с учетом чувствительности удельного электрического сопротивления материала рабочего участка. Тепловой поток q , отводимый в жидкость с поверхности нагревателя, рассчитывался в предположении малого числа Био. Суммарная погрешность при определении q составляла не более 15 %, для ΔT – 10%.

Эксперименты при нестационарном теплоподводе проводились в жидком азоте при давлениях от 1 до 4 атм и в воде при атмосферном давлении в условиях большого объема. Тепловыделение в нагревателе задавалось либо ступенчато, либо в виде нарастающей функции с контролируемыми параметрами роста. Тепловой поток, идущий в жидкость, рассчитывался по уравнению теплового баланса. Типичные зависимости теплового потока, идущего в жидкость, и перегрева теплоотдающей поверхности при практически ступенчатом увеличении мощности в жидком азоте при давлении 4 атм показаны на Рис. 1. Интервал времени, при котором происходит кризис теплоотдачи (критический интервал $\tau_{кр}$), определялся по резкому увеличению производной среднего перегрева нагревателя. Значение перегрева в данный момент времени будем называть критическим $\Delta T_{кр}$, а значение отводимого теплового потока при $\tau_{кр}$

будем называть нестационарным критическим тепловым потоком $q_{кр}$. Анализ экспериментов позволяет сделать вывод о реализации двух сценариев развития нестационарного теплового процесса при переходе к кризису пузырькового кипения. При первом сценарии (левый график на Рис. 1) перегрев поверхности монотонно растет, достигает своего максимального значения в момент времени закипания τ_3 , затем падает (либо остается примерно постоянным) и через некоторое время опять растет. В этом случае за критический интервал времени $\tau_{кр}$, соответствующий моменту перехода к пленочному режиму кипения, принимался момент времени начала резкого роста ΔT . Второй сценарий (правый график на Рис. 1) реализуется при существенно больших тепловых потоках q . При этом температурный напор ΔT монотонно растет, а тепловой поток q при наступлении кризиса достигает максимума. При этом значение $\Delta T_{кр}$ близко к перегреву гомогенной нуклеации $\Delta T_{пр}$, а $\tau_3 \approx \tau_{кр}$. Далее проводился анализ влияния различных параметров нагревателя и теплоносителя на величины $q_{кр}$, $\Delta T_{кр}$ и $\tau_{кр}$.

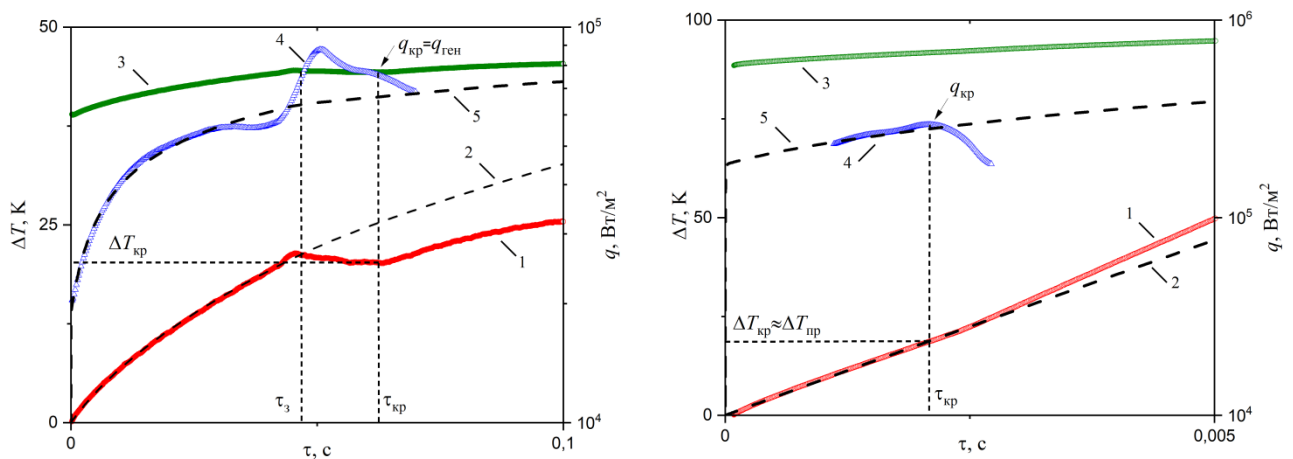


Рис. 1. Экспериментальные зависимости перегрева теплоотдающей поверхности 1 и генерируемого теплового потока 3 от времени для случая ступенчатого подвода тепла в жидком азоте при давлении 4 атм (температура насыщения $T_s = 91,0$ K), 4 – отводимый тепловой поток. Линии 2 и 5 – результаты численного решения задачи нестационарной теплопроводности

В переходных квазистационарных режимах теплоотдачи исследовались флуктуации перегрева теплоотдающей поверхности нагревателя от времени. Эксперименты проводились для насыщенной воды в большом объеме, недогретой воды в большом объеме, недогретой воды при вынужденном движении, а также для большого объема жидкого азота при различных давлениях. В каждой серии экспериментов при различных мощностях тепловыделения были получены временные зависимости перегрева поверхности и теплового потока, по усредненным значениям которых для каждого эксперимента строились стационарные кривые кипения. Для каждой точки на кривых кипения определялись среднеквадратичные отклонения флуктуаций σ от усредненного значения перегрева теплоотдающей поверхности.

По полученным данным строились гистограммы распределения флуктуаций перегрева теплоотдающей поверхности. Типичная гистограмма в переходной области представлена на Рис. 2. Как видно из рисунка, гистограммы

распределения могут иметь несимметричный характер и существенно отклоняться от гауссова распределения. Наличие асимметрии гистограмм распределения перегревов позволяет сделать предположение о возможности диагностирования наступления переходных режимов теплоотдачи по характеру отклонения распределений от симметрии. В качестве критерия асимметрии As распределения была выбрана величина равная модулю отношения центрального момента третьего порядка μ_3 к среднеквадратичному отклонению σ в третьей степени.

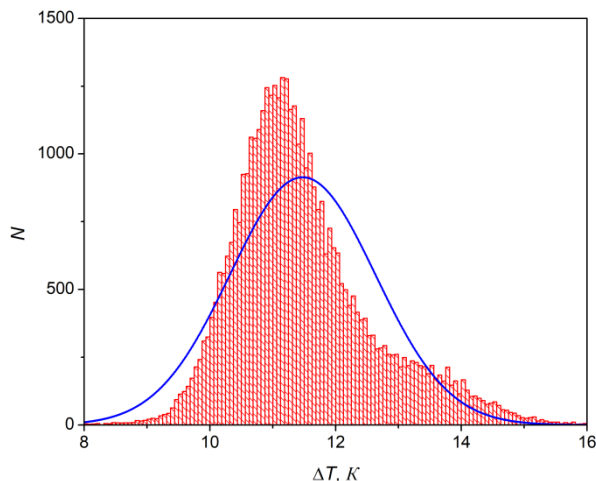


Рис. 2. Пример гистограммы распределения флуктуаций перегрева теплоотдающей поверхности в жидком азоте в переходной области от конвекции к пузырьковому кипению. Линия – нормальное распределение

Помимо статистического анализа среднеквадратичных отклонений и критерия асимметрии флуктуаций перегрева теплоотдающей поверхности для всех экспериментальных данных также проводился амплитудно-частотный анализ с использованием быстрого дискретного преобразования Фурье. Каждый амплитудный спектр аппроксимировался функциями различного вида в области низких и средних частот (в интервале частот от нуля до значения $\nu_{гр}$, которое варьировалось для разных методов частотного анализа). На основе анализа таких аппроксимаций далее разрабатывались новые методы диагностики и прогнозирования наступления переходных режимов теплоотдачи.

Третья глава посвящена исследованию закономерностей теплообмена в различных теплоносителях при стационарном подводе тепла, описана методика определения переходных режимов теплоотдачи по стационарным кривым кипения.

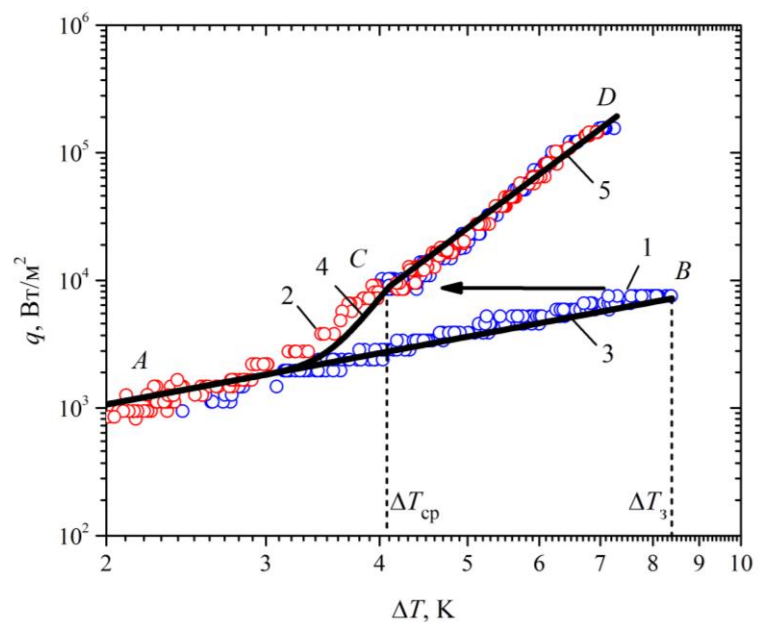
Рассмотрена применимость для жидкостей с гистерезисом кривой кипения (жидкий азот, фреоны и др.) методики расчета коэффициента теплоотдачи в переходной области от конвекции к пузырьковому кипению, разработанной ранее авторами работы [3] для насыщенной и недогретой воды. Авторы данной методики предложили соотношение для расчета коэффициента теплоотдачи в переходной области теплоотдачи от конвекции к пузырьковому кипению вплоть до достижения перегрева $\Delta T_{ср}$, который соответствует активации половины от максимальной возможной плотности центров парообразования на поверхности. При этом отмечено, что для насыщенной и недогретой воды $\Delta T_{ср} \approx \Delta T_{кр1}$. На Рис. 3 показана кривая кипения для жидкого азота при атмосферном давлении. Для жидкого азота методика хорошо описывает экспериментальные результаты в области гистерезиса пузырькового кипения только для нисходящей

кривой С–А в интервале перегревов от 0 до $\Delta T_{\text{ср}} = 4,1$ К. Восходящая кривая АВ хорошо описывается эмпирическим уравнением для естественной конвекции до точки ΔT_3 . Можно сделать вывод, что методика применима только для описания нисходящего участка кривой кипения жидкого азота, при этом перегрев $\Delta T_{\text{ср}}$, существенно ниже критического $\Delta T_{\text{кр1}}$. Проведенный анализ позволил сформулировать предложения по модернизации методики оценки коэффициента теплоотдачи в целях применимости к криогенным жидкостям. Для оценки перегрева $\Delta T_{\text{ср}}$ в этом случае можно использовать соотношение:

$$q_3 = \alpha_{\text{конв}} (\Delta T_3) \cdot \Delta T_3 = \alpha_{\text{кип}} (\Delta T_{\text{ср}}) \cdot \Delta T_{\text{ср}} \quad (1)$$

Результаты расчета по модернизированной методике для фреона FC-77 хорошо согласуются с экспериментом, что подтверждает ее применимость к криогенным жидкостям.

Рис. 3. Кривая кипения жидкого азота при $p = 1$ атм:
1 – экспериментальные данные при увеличении q ; 2 – экспериментальные данные при уменьшении q ; 3 – расчет конвективного коэффициента теплоотдачи; 4 – расчет теплоотдачи по модернизированной методике [1]; 5 – расчет коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении



Дополнительно было проведено экспериментальное исследование влияния ориентации в поле силы тяжести плоских двухсторонне охлаждаемых Ni-W лент на коэффициент теплоотдачи при кипении и критический тепловой поток в жидком азоте при атмосферном давлении. Эксперименты проводились при различной ориентации в поле силы тяжести с углами φ .

На основании анализа экспериментальных данных для двухсторонне охлаждаемой поверхности получено следующее уравнение:

$$\alpha_{\text{кип}} = A(\varphi = 0) \cdot (1 + a \cdot \sin^2 \varphi + b \cdot \sin^4 \varphi) \cdot q^m. \quad (2)$$

Сравнение полученной зависимости с экспериментальными данными показано на Рис. 4. Сплошная линия на рисунке – результат интерполяции полиномом (2) при коэффициентах $a = -1,3$ и $b = 1,4$ и показателе степени $m = 0,78$. Зависимость критического теплового потока $q_{\text{кр}}$ от угла φ показана на Рис. 5. Как видно из графика, максимальное значение $q_{\text{кр}}$ достигается при вертикально ориентированной теплоотдающей поверхности ($\varphi = 0^\circ$) и убывает с увеличением угла наклона φ . При этом величина первого критического теплового для вертикальной ориентации составляет $0,8q_{\text{кр1}}$ для горизонтальной.

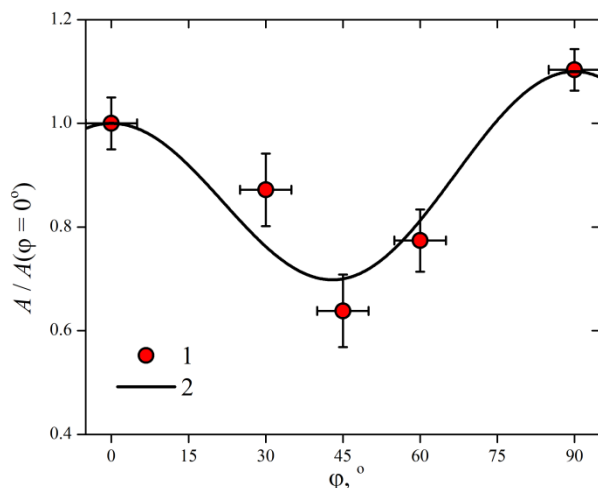


Рис. 4. Зависимость коэффициента $A(\varphi)$ в формуле (2) при кипении жидкого азота на поверхности двухсторонне охлаждаемой Ni-W ленты. 1 – экспериментальные данные, 2 – интерполяция

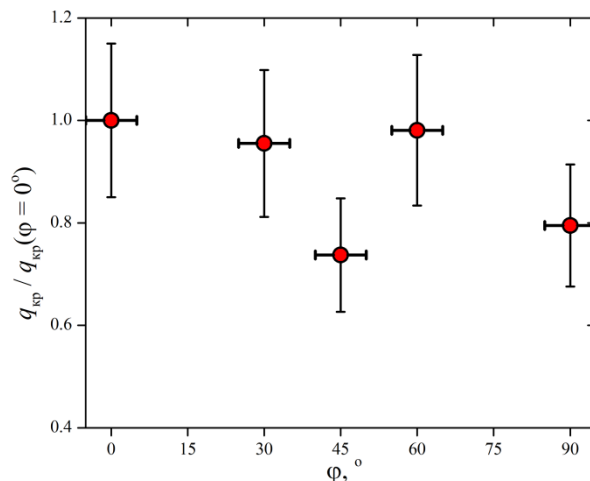


Рис. 5. Зависимость критического теплового потока при кипении жидкого азота на поверхности двухсторонне охлаждаемой Ni-W ленты при различной ориентации в поле силы тяжести

В четвертой главе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования нестационарного кризиса кипения в жидком азоте и недогретой до температуры насыщения воде.

Ранее в работах А.Н. Павленко [4] была разработана физическая модель для расчета минимального значения критического теплового потока в зависимости от ряда факторов. Предложенная в настоящей работе уточненная модель позволила расширить ее применение с учетом таких факторов, как вид функции нарастания тепловыделения, характерный размер нагревателя, давление. Для расширения применимости разработанной физической модели для расчета минимального нестационарного

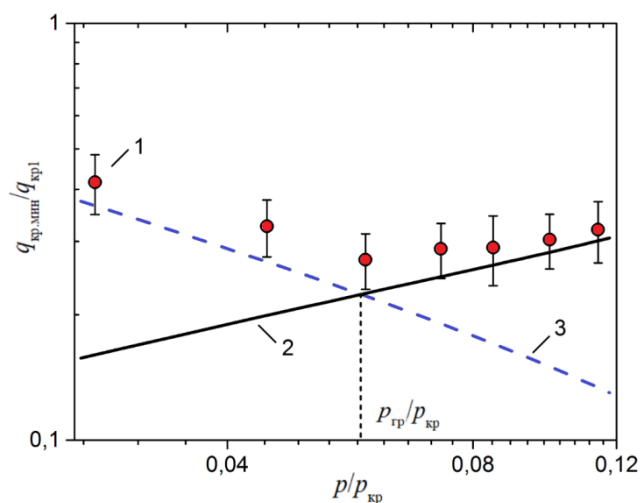


Рис. 6. Зависимость критических тепловых потоков от приведенного давления в жидком азоте ($p_{кр} = 34$ атм): 1 – экспериментальные данные по $q_{кр.мин}$; 2 – расчет $q_{кр2}$; 3 – расчет $q_{кр.мин}$

критического теплового потока при ступенчатом увеличении тепловыделения для жидкого азота при повышенных давлениях были проведены серии экспериментов в интервале давлений от 1 до 4 атм. На Рис. 6 приведена зависимость отношения экспериментального критического теплового потока к первому критическому тепловому потоку $q_{кр1}$ от приведенного давления $p/p_{кр}$. Как видно из рисунка, экспериментальные данные совпадают с рассчитанными значениями минимального нестационарного теплового потока только до значения $p/p_{кр}=0,06$ ($p_{гр} \approx 2$ атм), далее экспериментальные данные совпадают с

расчетными значениями второго критического теплового потока $q_{кр2}$. Существование устойчивого пленочного режима кипения возможно только при выполнении неравенства $q_{кр2} \leq q$ [4, 5]. Тем самым, достижение $q_{кр.мин}$ при повышенных давлениях говорит только о возможности неустойчивого пленочного режима кипения в области тепловых потоков $q_{кр.мин} \leq q \leq q_{кр2}$, которое заканчивается режимом пузырькового кипения. Принимая во внимание данные результаты, получено:

$$q_{кр.мин}(p) = \begin{cases} \left(\frac{8 \cdot \lambda^3 \cdot \Delta T_{пр}^4 \cdot g \cdot \beta}{\nu \cdot a \cdot Ra_{кр}} \right)^{1/3}, & p \leq p_{гр} \\ q_{кр2} & p > p_{гр} \end{cases} \quad (3)$$

Схожий расчетный анализ был проведен для ряда других криогенных жидкостей (ксенон, криптон, фреон R-22, неон и кислород). На Рис. 7 показан график зависимости отношения значений минимального нестационарного критического теплового потока при граничном давлении к первому критическому тепловому потоку от отношения диаметра нагревателя к постоянной Лапласа b . Как видно из графика, для всех рассмотренных жидкостей отношение $q_{кр.мин}(p_{гр}) / q_{кр1}(p_{гр})$ слабо меняется при $d/b > 1$. Данный факт говорит о необходимости рассмотрения влияния размера нагревателя на параметры нестационарного кризиса кипения для малых нагревателей (при $d/b < 1$), в том числе разработки соответствующей физической модели для малых нагревателей.

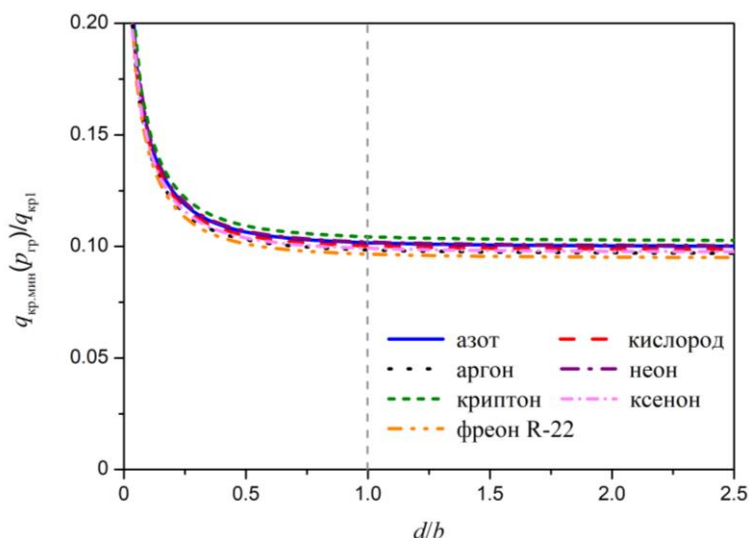


Рис. 7. Зависимость отношения $q_{кр.мин}$ к $q_{кр1}$ при граничном давлении от приведенного размера нагревателя для различных криогенных сред

Для учета влияния размера нагревателя на параметры нестационарного кризиса кипения была рассмотрена задача нестационарной теплопроводности в большом объеме жидкости вокруг бесконечно длинного нагревателя радиусом r_0 . Исходя из вида аналитического решения задачи нестационарной теплопроводности в цилиндрическом слое с граничными условиями второго рода на обеих границах предложен вид профиля температуры в тепловом пограничном слое и получено новое выражение для расчета минимального нестационарного критического теплового потока при различных диаметрах нагревателя:

$$q_{кр.мин} = \frac{2 \cdot \lambda \cdot \delta_{сл}(r_0)|_{\tau_k=\tau_3} \cdot (2 \cdot r_0 + \delta_{сл}(r_0)|_{\tau_k=\tau_3})}{g \cdot \beta \cdot \delta_{сл}^3(r_0)|_{\tau_k=\tau_3} \cdot r_0 \cdot (r_0 + \delta_{сл}(r_0)|_{\tau_k=\tau_3})^2} \times$$

$$\times \frac{v \cdot a \cdot Ra_{кр}(r_0)}{\left[\left(\frac{r_0}{r_0 + \delta_{сл}(r_0)|_{\tau_k=\tau_3}} \right)^2 - 2 \cdot \ln \left(\frac{r_0}{r_0 + \delta_{сл}(r_0)|_{\tau_k=\tau_3}} \right) - 1 \right]} \quad (4)$$

Достижение критического числа Рэлея $Ra_{кр}$ при значении перегрева, равном предельному перегреву гомогенной нуклеации $\Delta T_{пр}$, позволяет однозначно определить толщину пограничного слоя к моменту времени развития конвекции:

$$\delta_{сл}(r_0)|_{\tau_k=\tau_3} = \left(\frac{v \cdot a \cdot Ra_{кр}(r_0)}{g \cdot \beta \cdot \Delta T_{пр}} \right)^{1/3}. \quad (5)$$

Как видно из формулы (4), значение $q_{кр.мин}$ зависит только от радиуса нагревателя и не зависит от вида функции тепловыделения. При этом критическое число Рэлея является функцией радиуса нагревателя r_0 .

Для определения зависимости $Ra_{кр}(r_0)$ были рассмотрены условия возникновения конвекции вокруг тонких горизонтальных цилиндрических нагревателей. Для этого было проведено численное решение системы уравнений Навье-Стокса. Расчет проводился в цилиндрическом слое жидкости (от r_0 до $R = 200 \cdot r_0$) вокруг нагревателя в плоской геометрии при помощи пакета STAR-CCM+. Использовался метод прямого численного решения уравнений (DNS модель). В расчете значение теплового потока, отводимого в жидкость с поверхности нагревателя, задавалось постоянным $q(\tau) = q = const$, в качестве

начального давления в системе выбрано значение $p_0 = 1$ атм. Помимо решения системы уравнений Навье-Стокса, в той же геометрии проводились решения задачи нестационарной теплопроводности. В результате таких расчетов для каждого из диаметров нагревателя были получены зависимости перегрева теплоотдающей поверхности от времени. Пример такой зависимости показан на Рис. 8. На данном рисунке для конвективного случая перед переходом к стационарному режиму теплоотдачи наблюдается характерный максимум

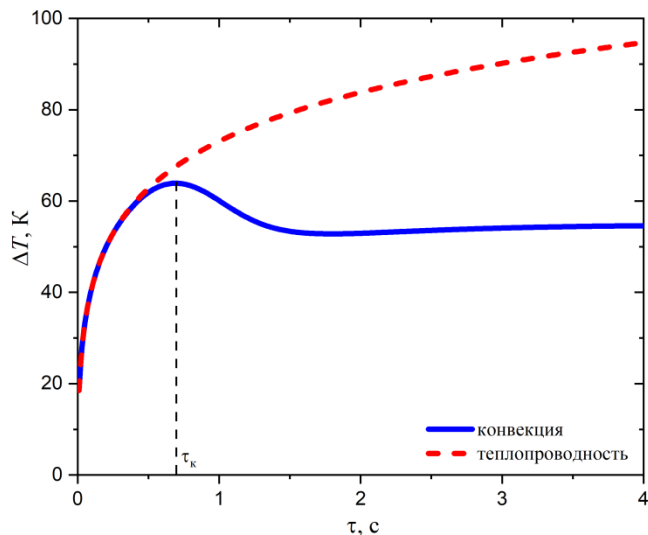


Рис. 8. Зависимость перегрева поверхности нагревателя от времени для нагревателя диаметром радиусом $r_0 = 50$ мкм при тепловом потоке 10^5 Вт/м² для различных расчетных моделей (развитие конвекции и задача теплопроводности в жидкости)

зависимости температуры от времени. Соответствующий данному максимуму интервал времени далее принимался в качестве характерного времени развития конвекции τ_k . Расчеты были проведены в диапазоне диаметров нагревателя от 50 мкм до 5 мм. Для каждого из рассматриваемых в расчетах диаметров были определены характерные времена развития конвекции τ_k вокруг нагревателя и рассчитаны критические числа Рэлея. Полученные расчетные точки были аппроксимированы функцией вида:

$$Ra_{кр}(d) = 1707 + 5 \cdot 10^6 \cdot \frac{v \cdot a}{g \cdot d^3} \quad (6)$$

Данная зависимость соответствует физическим представлениям о механизмах теплопроводности и развития конвекции. При больших значениях диаметра зависимость асимптотически приближается к значению 1707, которое соответствует аналитическому решению задачи развития конвекции на плоском нагревателе. Полученная расчетная зависимость для критического числа Рэлея позволила рассчитать $q_{кр.мин}$ при различных размерах нагревателя (формулы 4 и 5). На Рис. 9 показаны результаты расчета $q_{кр.мин}(d)$ по полученным зависимостям при атмосферном давлении в жидком азоте. На графике также представлены результаты расчетов для плоского и цилиндрического нагревателей по моделям, представленным в работе [4]. Для сравнения расчетов по моделям с экспериментальными данными были проведены дополнительные серии экспериментов по определению $q_{кр.мин}$ для плоских нагревателей при ступенчатом подводе тепла, в которых в качестве рабочего участка использовалась Ni-W лента. Экспериментальные данные и расчеты по физическим моделям сравнивались с данными других авторов [4–6].

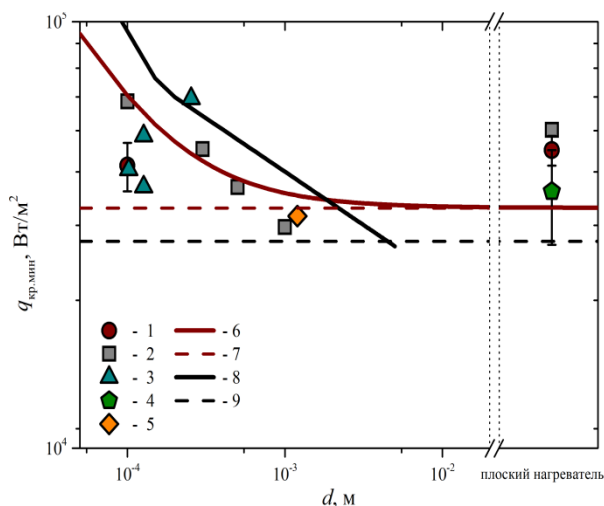


Рис. 9. Зависимость минимального нестационарного критического теплового потока от диаметра нагревателя при атмосферном давлении. Точки: 1 – экспериментальные данные для платиновой проволоки диаметром 100 мкм и Ni-W ленты, 2 – экспериментальные данные [4], 3 – экспериментальные данные [6], 4 – экспериментальные данные [7], 5 – экспериментальные данные [8]. Линии: 6 – расчет по модели для цилиндрического нагревателя (формулы 4, 5 и 6), 7 – расчет по модели для плоского нагревателя (формула 3), 8 – расчет по модели автора работы [4] для цилиндрического нагревателя, 9 – расчет по модели автора работы [4] для плоского нагревателя

Результаты расчета по предложенной модели согласуются с полученными экспериментальными данными и результатами других авторов при ступенчатом подводе тепла во всем диапазоне диаметров нагревателя. Важно отметить, что разработанная модель применима для широкого диапазона диаметров нагревателя, в том числе и для плоского случая. При этом можно утверждать, что при достаточно больших диаметрах нагревателя (более 2 мм), минимальный критический тепловой поток можно считать независящим от размера

нагревателя и проводить простые оценки по формуле (3) для плоского тепловыделяющего элемента.

Так как при стационарном подводе тепла кризис теплообмена происходит при тепловом потоке $q_{кр1}$, а при ступенчатом подводе тепла при $q_{кр.мин}$, то представляет интерес исследование влияния вида функции тепловыделения на нестационарный критический тепловой поток. В качестве вид функции отводимого теплового потока рассмотрен степенной закон тепловыделения в жидкость:

$$q(\tau) = C\tau^m \quad (7)$$

Введено понятие темпа нарастания мощности тепловыделения ω , как средней величины производной по времени от теплового потока:

$$\omega(\tau) = \frac{1}{\tau_0} \int \frac{dq(\xi)}{d\xi} d\xi. \quad (8)$$

Использование данного параметра удобно для сравнения с экспериментом в случае степенного закона роста тепловыделения, так как определяемые в эксперименте параметры в критической точке (критический тепловой поток $q_{кр}$ и критический интервал времени $\tau_{кр}$) позволяют провести простую оценку экспериментальной скорости роста тепловыделения:

$$\omega_{кр} = \omega(\tau_{кр}) = C\tau_{кр}^{m-1} = \frac{C\tau_{кр}^m}{\tau_{кр}} = \frac{q_{кр}}{\tau_{кр}} \quad (9)$$

В результате расчета получена зависимость критического теплового потока с поверхности плоского нагревателя от темпа роста тепловыделения:

$$q_{кр}^{степ}(\omega_{кр}, m) = \begin{cases} q_{кр1} & , \omega_{кр} \leq \omega_{гр2}^{степ}(m) \\ \left(\frac{2 \cdot (m+1) \cdot \lambda^2 \cdot \omega_{кр} \cdot \Delta T_{пр}^2}{3 \cdot a} \right)^{1/3} & , \omega_{кр} \geq \omega_{гр}^{степ}(m) \end{cases} \quad (10)$$

$$\omega_{гр}^{степ}(m) = \frac{2}{m+1} \cdot \frac{6 \cdot \lambda \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T_{пр}^2}{v \cdot Ra_{кр}} \quad (11)$$

$$\omega_{гр2}^{степ}(m) = \left(\frac{q_{кр1}}{q_{кр.мин}} \right)^{\frac{m-1}{m}} \cdot \omega_{гр}^{степ}(m) \quad (12)$$

На Рис. 10 показаны результаты сравнения расчетов и экспериментальных данных по зависимости критического теплового потока с поверхности цилиндрического нагревателя от темпа нарастания тепловыделения ω при степенном законе тепловыделения ($m \approx 6.3$). Как видно из рисунков, расчет по представленной модели хорошо согласуется с экспериментом. Можно утверждать, что при любом виде функции тепловыделения в жидкость кризис теплоотдачи при малых скоростях роста тепловыделения происходит при первом критическом тепловом потоке $q_{кр1}$. При больших скоростях роста кризис может происходить при меньших тепловых потоках, однако критический тепловой

поток не может быть ниже, чем минимальный нестационарный $q_{кр, мин}$. Наименьшее из возможных значений $q_{кр, мин}$ достигается для плоского нагревателя.

В воде, в отличие от жидкого азота, при нестационарном подводе тепла минимальное значение критического теплового потока всегда совпадает со значением первого критического потока. Данный факт связан с тем, что запасенная в тепловом пограничном слое воды энергия всегда ниже, чем значение энергии, необходимое для полного испарения такого слоя жидкости [5]. При этом нестационарный кризис кипения в недогретой до температуры насыщения воде может происходить при тепловых потоках выше первого критического. Для рассмотрения влияния недогрева на характеристики нестационарного кризиса кипения в воде проведено экспериментальное исследование в интервале недогревов $\theta = 0-20$ К. На Рис. 11 точками показаны данные по зависимости отводимой в жидкость энергии $E_{кр}$ до момента наступления кризиса от критического интервала времени $\tau_{кр}$, полученные в экспериментах при различных недогревах θ . В результате анализа экспериментальных данных получена эмпирическая зависимость отводимой в жидкость энергии в момент кризиса от $\tau_{кр}$ при различных недогревах θ :

$$E_{кр}(\tau_{кр}, \theta) = (A + \theta^a) \cdot \tau_{кр}^{k-\theta+b} \quad (13)$$

где $A = 243 \cdot 10^3$, $a = 2,79$, $b = 0,58$ и $k = 0,02$.

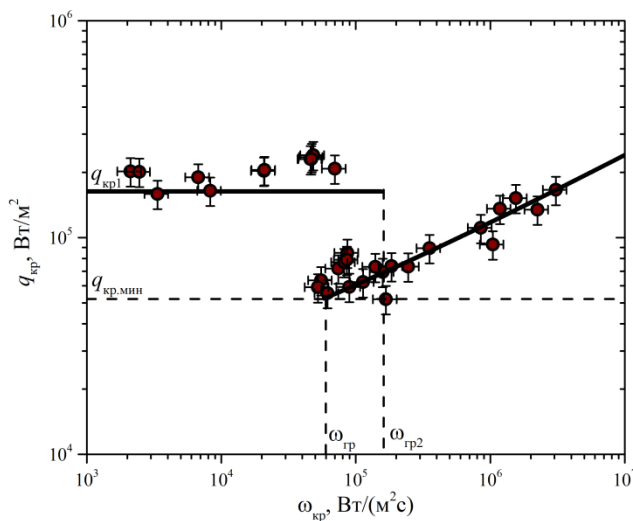


Рис. 10. Зависимость критического теплового потока от критического интервала времени для степенного закона роста ($m \approx 6.3$) тепловыделения в жидком азоте. Точки – экспериментальные данные, линии – расчет

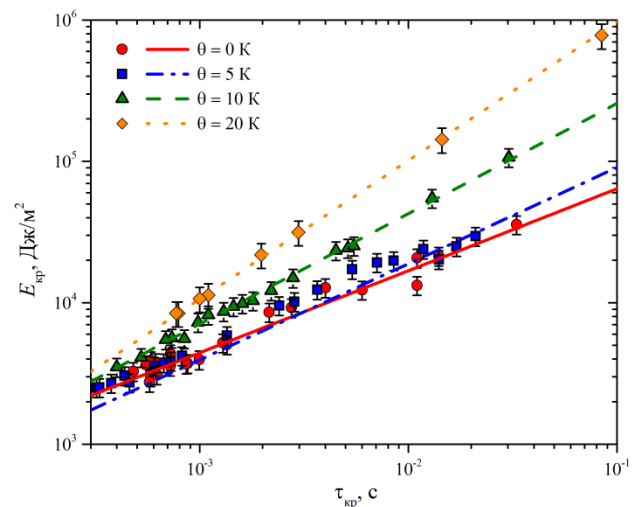


Рис. 11. Зависимость отводимой энергии в момент кризиса от критического интервала времени в насыщенной и недогретой воде: точки – экспериментальные данные, линии – расчет по формуле (13)

В жидком азоте в области гистерезиса возможно одновременное существование двух режимов теплообмена при фиксированном тепловом потоке: режим конвективной теплоотдачи и режим пузырькового кипения. Известно, что коэффициент теплоотдачи в режиме пузырькового кипения $\alpha_{кип}$ может существенно превышать конвективный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{конв}$. В работах [2, 9] предложен метод интенсификации теплоотдачи за счет

воздействия короткого теплового импульса по всей длине нагревателя. При конвективном режиме теплоотдачи с начальным значением теплового потока q_0 и перегрева $\Delta T_{\text{конв}}$ воздействие теплового импульса приводит к кратковременному развитию пузырькового кипения на поверхности нагревателя. После воздействия теплового импульса перегрев теплоотдающей поверхности уменьшается до $\Delta T_{\text{пуз}}$, при этом нагреватель охлаждается в режиме неразвитого пузырькового кипения.

Рассмотрена возможность интенсификации теплоотдачи путем воздействия теплового импульса не по всей длине цилиндрического нагревателя, а локально на коротком участке. Возникновение локального очага пузырькового кипения может привести к распространению такого режима теплоотдачи по всей длине нагревателя. Для этого рассмотрена задача устойчивости очага пузырькового кипения длиной l на поверхности нагревателя (Рис. 12).

Участку с координатами $-l/2 < x < l/2$ соответствует режим пузырькового кипения, остальные участки нагревателя охлаждаются в режиме конвективной теплоотдачи. Получено уравнение для расчета минимальной длины участка пузырькового кипения l в зависимости от начального тепловыделения q_0 :

$$l(q_0, \Delta T^*) = \sqrt{\frac{\lambda_n \cdot d}{4 \cdot \alpha_{\text{кип}}}} \cdot \operatorname{arcth} \left(\sqrt{\frac{\alpha_{\text{кип}}}{\alpha_{\text{конв}}}} \cdot \frac{\Delta T^* \cdot \alpha_{\text{конв}} \cdot \alpha_{\text{кип}} - q_0 \cdot \alpha_{\text{конв}}}{q_0 \cdot \alpha_{\text{кип}} - \Delta T^* \cdot \alpha_{\text{конв}} \cdot \alpha_{\text{кип}}} \right) \quad (14)$$

$$\Delta T^* = b \cdot \Delta T_{\text{lim}}^* + (1-b) \cdot \Delta T_{\text{конв}}, \quad \Delta T_{\text{lim}}^* = \frac{q_0}{\sqrt{\alpha_{\text{конв}} \cdot \alpha_{\text{кип}}}} \quad (15)$$

$$l(\Delta T^*) \Big|_{q_0=q_s} = d_{\text{отр}}, \quad (16)$$

где $b = 0,75$, d_0 – отрывной диаметр парового пузыря. Также получены соотношения для оценки длительности теплового импульса по времени и необходимого количества энергии. Показано, что необходимое количество энергии при локальном воздействии более чем в 20 раз меньше, чем в случае интенсификации по всей длине нагревателя.

В пятой главе представлены результаты исследования переходных процессов теплоотдачи в различных жидкостях и предложены методы их диагностики. Исследование наступления квазистационарных переходных процессов проводилось на основе анализа температурных флуктуаций по методам, описанным в Главе 2. Кривая кипения недогретой воды при вынужденном движении (недогрев до температуры насыщения $\theta = 15$ К, расход $G = 4,7$ л/мин) представлена на Рис. 13. Точки 1–15 соответствуют конвективному режиму теплоотдачи, в точке 12 поверхность нагревателя

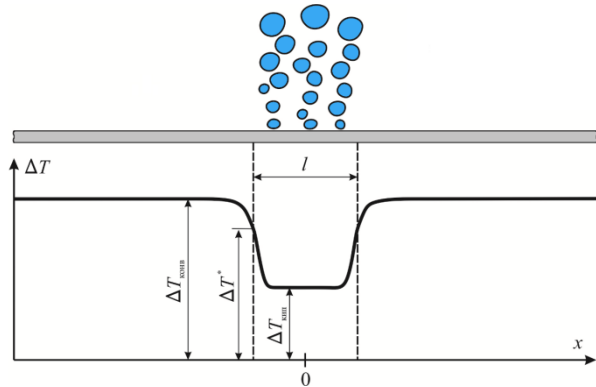


Рис. 12. Качественный вид распределения перегрева теплоотдающей поверхности по длине нагревателя

достигает температуры насыщения T_s . Переходной режим от конвекции к развитому пузырьковому кипению, в процессе которого происходит увеличение коэффициента теплоотдачи, обозначен точками 15–20. Точка 23 соответствует тепловому потоку, значение которого близко к критическому – дальнейшее увеличение мощности приводило к возникновению кризиса кипения и пережогу нагревателя.

В ходе проведения статистического анализа экспериментальных данных для каждой точки на кривых кипения определялось среднеквадратичное отклонение σ флуктуаций перегрева теплоотдающей поверхности. На Рис. 14 показан график зависимости среднеквадратичного отклонения от среднего значения теплового потока для вынужденного движения недогретой воды. В этом случае максимум зависимости соответствует области от точки достижения нагревателем температуры насыщения жидкости (точка 12) до точки, в которой заметно отклонение от конвективного режима теплоотдачи (точка 17). Можно сделать вывод, что достижение максимума среднеквадратичного отклонения соответствует началу процесса поверхностного кипения жидкости, что подтверждалось визуальными наблюдениями.

Далее для каждой точки на кривых кипения строились гистограммы распределения флуктуаций перегрева теплоотдающей поверхности. На Рис. 15 показан график зависимости модуля критерия асимметрии $|As|$ от теплового потока для вынужденного движения недогретой воды. После достижения поверхностью нагревателя температуры насыщения жидкости происходит рост, а в области переходного процесса (точка 17) происходит резкое снижение абсолютной величины критерия асимметрии. Можно утверждать, что резкое уменьшение модуля критерия асимметрии соответствует режиму, при котором происходит увеличение коэффициента теплоотдачи к жидкости при переходе к пузырьковому кипению.

Для диагностики переходных режимов теплоотдачи также проведен частотный анализ температурных флуктуаций. В работах [10–12] показано, что при наличии фазовых переходов в системах устанавливается процесс, амплитудный спектр которого описывается степенной функцией вида:

$$\Psi = \frac{C}{\nu^\alpha} \quad (17)$$

с показателем степени $\alpha \approx 1$. Спектр такого вида принято называть низкочастотным фликкер-шумом. Тем самым, в качестве еще одного возможного метода исследования переходных режимов выбран анализ результатов аппроксимации степенной функцией (17) амплитудных спектров, полученных в эксперименте. Для дальнейшего исследования проводился анализ изменения показателя степени α при смене режимов теплоотдачи. На Рис. 16 показана зависимость показателя степени $\alpha(q)$. Аппроксимация экспериментальных данных проводилась при частотах ниже граничного значения $\nu_{гр}$, определяемого локальным максимумом амплитудных спектров. Для выбранного примера значение $\nu_{гр} = 10$ Гц. Как видно из рисунка, зависимость $\alpha(q)$ имеет максимум в области начала переходного процесса от

конвекции к пузырьковому кипению (точка 15). Данный факт говорит о возможности раннего прогнозирования наступления пузырькового кипения по обнаружению максимума такого рода зависимости.

В случае проведения аппроксимации степенной функцией (17) в области низких частот (при $\nu_{\text{тр}} \leq 1$ Гц) в некоторых сериях экспериментов обнаружено, что значение показателя степени α при тепловых потоках, близких к критическим, стремится к 1. При этом в области переходного процесса от конвекции к пузырьковому кипению достижение локального максимума не обнаруживается. Пример результатов такого анализа для случая вынужденного движения недогретой воды показан на Рис. 17, в точке 23 (вблизи кризиса теплоотдачи) значение показателя степени $\alpha \approx 1$. Данное наблюдение соответствует результатам работ [10–12], в которых показано достижение низкочастотного фликкер-шума при переходе к пленочному кипению.

Еще один метод проводимого частотного анализа был основан на аппроксимации спектра флуктуаций перегрева функцией, имеющей физическое обоснование. Рассмотрено уравнение теплового баланса в нагревателе в приближении малого числа Био при условии, что перегрев нагревателя испытывает малые флуктуации около среднего значения. Амплитудный спектр решения такого уравнения имеет вид:

$$\Psi(\nu) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \delta T_0 \cdot \frac{|\beta|}{\beta^2 + \nu^2}. \quad (18)$$

По своему физическому смыслу β можно считать коэффициентом затухания, который характеризует устойчивость системы по отношению к малым возмущениям. Тем самым, можно предположить, что существенное изменение показателя β будет характеризовать начало переходного процесса. В условиях вынужденного движения недогретой жидкости (Рис. 18) уменьшение показателя β происходит после достижения температуры насыщения (точка 12). Обратный рост показателя происходит в точке 19, соответствующей началу переходного процесса к пузырьковому кипению, который сопровождается увеличением коэффициента теплоотдачи.

Результаты статистического и частотного анализа, аналогичные приведенным выше, были получены для жидкого азота при давлениях от 1 до 4 атм., для насыщенной воды в большом объеме, а также для недогретой воды при вынужденном движении в интервалах недогрева $\theta = 5\text{--}40$ К и расходов $G = 4\text{--}12$ л/мин. Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что для реальной диагностирующей системы необходимо совместно использовать все исследованные методы частотного и статистического анализа.

Также показано наличие корреляций между температурными и звуковыми флуктуациями, что требует исследования возможности построения системы диагностики наступления смены режима теплоотдачи на основе частотного и статистического анализа звуковых шумов или других теплогидравлических параметров системы (температура теплоносителя, расход и давление).

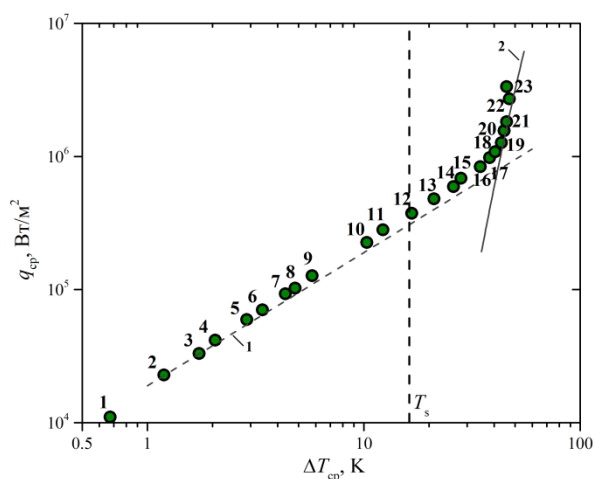


Рис. 13. Кривая кипения недогретой до температуры насыщения воды при вынужденном движении. Линии: 1 – расчет конвективного теплообмена, 2 – расчет теплоотдачи при кипении

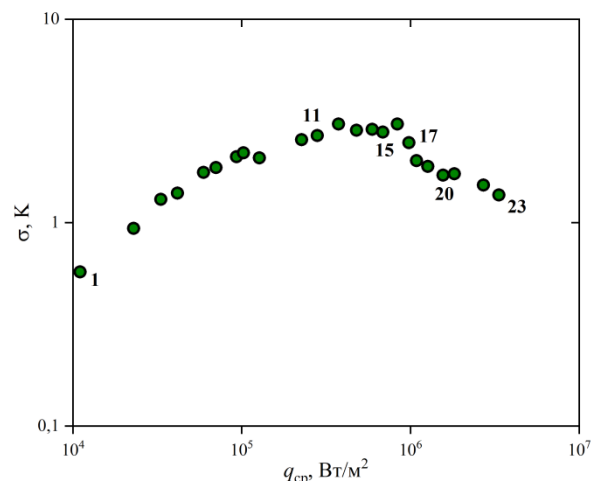


Рис. 14. Зависимость среднеквадратичного отклонения флуктуаций перегрева теплоотдающей поверхности от средней плотности теплового потока при вынужденном движении

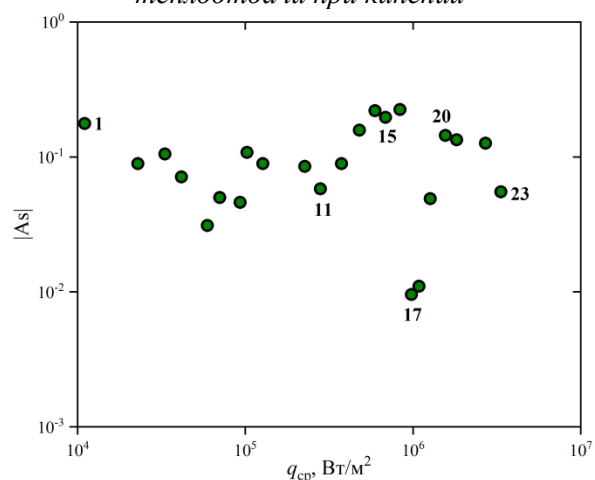


Рис. 15. Зависимость критерия асимметрии от теплового потока для вынужденного движения недогретой воды

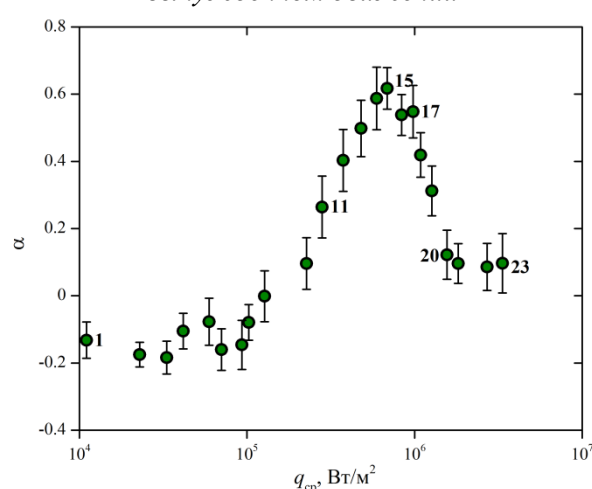


Рис. 16. Зависимости показателя степени α в аппроксимации (в интервале от 0 до 10 Гц) амплитудного спектра вида (17) от плотности теплового потока

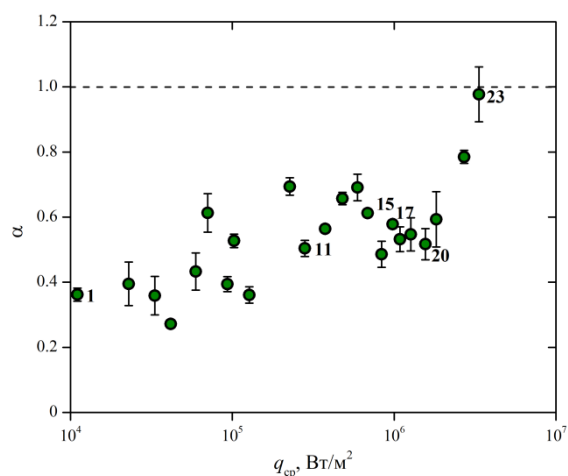


Рис. 17. Зависимости показателя степени α в аппроксимации (в интервале от 0 до 1 Гц) амплитудного спектра вида (17) от плотности теплового потока

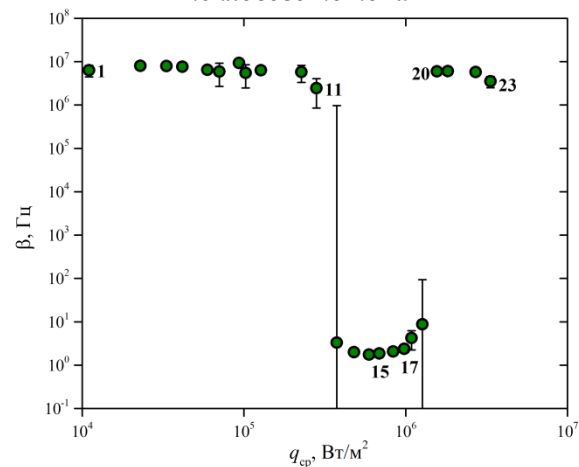


Рис. 18. Зависимость показателя β в аппроксимации (в интервале от 0 до 10 Гц) амплитудного спектра вида (18) от плотности теплового потока для вынужденного движения недогретой воды

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Получена зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении жидкого азота на поверхности плоского нагревателя при различной ориентации в поле силы тяжести. Показано, что минимальное значение коэффициента теплоотдачи достигается при углах наклона $\varphi = 45^\circ$ и составляет величину на 40% ниже коэффициента теплоотдачи при горизонтальной ориентации. Также показано, что величина первого критического теплового потока уменьшается с ростом угла наклона нагревателя, $q_{кр1}$ для вертикальной ориентации составляет $0,8q_{кр1}$ для горизонтальной.
2. Разработана обобщающая физическая модель для расчета минимального нестационарного критического теплового потока в криогенных жидкостях в зависимости от рода жидкости, давления, размера нагревателя и скорости изменения теплового потока. Результаты расчетов по модели согласуются с экспериментальными данными и расчетами других авторов. Обнаружено, что в жидком азоте при давлениях выше $p_{гр} = 2,5$ атм устойчивый переход к пленочному кипению происходит только при тепловых потоках выше второго критического $q_{кр2}$. Показано, что для различных криогенных жидкостей (азот, кислород, аргон, неон, фреон R-22, криптон, ксенон) при диаметрах нагревателя выше постоянной Лапласа величина граничного давления не зависит от диаметра и составляет 0,16 от критического давления жидкости. При этом величина $q_{кр, мин}(p_{гр})$ также не зависит от диаметра при $d > b$ и равна $0,1q_{кр1}$.
3. Получены новые экспериментальные данные по величине критического теплового потока при нестационарном подводе тепла в насыщенной и недогретой до температуры насыщения воде в интервале недогревов $\theta = 0-20$ К. Показано, что в условиях недогрева до температуры насыщения кризис теплоотдачи в воде может происходить при тепловых потоках, превышающих значение $q_{кр1}$. Получена эмпирическая зависимость для расчета количества энергии, отводимой в жидкость до момента наступления кризиса, в зависимости от недогрева воды до температуры насыщения.
4. Предложен новый метод интенсификации теплоотдачи при переходе от однофазной конвекции к пузырьковому кипению при помощи коротких локальных тепловых импульсов. Получены соотношения для оценки минимальной длины зоны воздействия локального теплового импульса, его длительности по времени и необходимого количества энергии. Показано, что необходимое количество энергии при локальном воздействии более чем в 20 раз меньше, чем в случае интенсификации по всей длине нагревателя.
5. Разработаны новые методы диагностики и прогнозирования закипания теплоносителя и наступления кризиса кипения на основе частотного и статистического анализа флуктуаций температуры теплоотдающей поверхности нагревателя. Показано наличие качественной корреляции частотных характеристик акустических колебаний и температурных флуктуаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] M.I. Delov, Y.E. Litvintsova, et al., Diagnostics of transient heat transfer modes based on statistical and frequency analysis of temperature fluctuations // *Experimental Heat Transfer*, 2020, Vol. 33, No. 5, pp. 471–486.
- [2] B.V. Balakin, M.I. Delov, et al., Short-time heat impulse intensification of heat transfer in liquid nitrogen // *Cryogenics*, 2015, Vol. 67, pp. 1–3.
- [3] В.И. Деев, З.Н. Аунг и др., Методика расчета теплообмена при кипении жидкости на поверхности нагрева // *Ядерная физика и инжиниринг*, 2011, Том 2, № 5, с. 387–394.
- [4] А.Н. Павленко, Кризис теплоотдачи при нестационарном тепловыделении и динамика смены режимов кипения в большом объеме криогенной жидкости // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Новосибирск, 1990.
- [5] V.I. Deev, V.S. Kharitonov, et al., Transient boiling crisis of cryogenic liquids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, Vol. 47(25), pp. 5477–5482.
- [6] D.N. Sinha, L.C. Brodie, et al., Premature transition to stable film boiling initiated by power transients in liquid nitrogen // *Cryogenics*, 1979, pp. 225–230.
- [7] K. Okuyama, Y. Kozawa, et al., Transient boiling heat transfer characteristics of R113 at large stepwise power generation // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1988, Vol. 31(10), pp. 2161–2174.
- [8] A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata, Boiling phenomenon due to quasi-steadily and rapidly increasing heat inputs in LN2 and LHe // *Cryogenics*, 1996, Vol. 36, pp. 189–196.
- [9] К.В. Куценко, Нестационарный теплообмен криогенных жидкостей в условиях большого объема и в узких каналах различной конфигурации // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Москва, 1994.
- [10] В.Н. Скоков, В.П. Коверда, Фликкер-шум при переходе к кризисному режиму кипения на нелинейном нагревателе // *Теплофизика высоких температур*, 2000, Том 38, Вып. 2, с. 268–273.
- [11] В.П. Коверда, В.Н. Скоков, В.П. Скрипов, 1/f-шум при неравновесном фазовом переходе. Эксперимент и математическая модель // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 1998, Том 113, с. 1748–1757.
- [12] V.N. Skokov, et al. 1/f noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer // *International journal of heat and mass transfer*, 2003, Vol. 46, pp 1879–1883.

ПЕРЕЧЕНЬ ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Деев В.И., Куценко К.В., Лаврухин А.А., Маслов Ю.А., Делов М.И., Частотный анализ флуктуаций температуры нагревателя и звуковых шумов при кипении жидкости для диагностики смены режимов теплообмена // Теплоэнергетика, 2014, №8, с. 52–55.
2. B.V. Balakin, M.I. Delov, K.V. Kutsenko, A.A. Lavrukhin, O.V. Zhdaneev, Heat transfer from Ni-W tapes in liquid nitrogen at different orientations in the field of gravity // Cryogenics, 2015, Vol. 65, pp. 5–9.
3. Делов М.И., Куценко К.В., Лаврухин А.А., Писаревский М.И., Федосеев В.Н., Влияние недогрева воды до температуры насыщения на характеристики кризиса кипения при быстром возрастании мощности тепловыделения // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук, 2015, №8, с. 16–21.
4. B.V. Balakin, M.I. Delov, K.V. Kutsenko, A. Kosinska, A.A. Lavrukhin, Heat transfer during transition to nucleate boiling // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, Vol. 91, pp. 1101-1105.
5. Кузьменков Д.М., Делов М.И., Куценко К.В., Лаврухин А.А., Метод интенсификации теплоотдачи с помощью локальных тепловых импульсов // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук, 2016, №11, с. 18–23.
6. B.V. Balakin, M.I. Delov, K.V. Kutsenko, A.A. Lavrukhin, S. Laouar, Y.E. Litvintsova, A.S. Marchenko, Y.A. Maslov, Analyzing temperature fluctuations to predict boiling regime // Thermal Science and Engineering Progress, 2017, Vol. 4, pp. 219-222.
7. B.V. Balakin, M.I. Delov, D.M. Kuzmenkov, K.V. Kutsenko, A.A. Lavrukhin, A.S. Marchenko, Boiling crisis in cryogenic fluids during unsteady heat supply // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, Vol. 111, pp. 1107-1111.
8. M.I. Delov, Y.E. Litvintsova, D.M. Kuzmenkov, S. Laouar, Y.A. Maslov, B.V. Balakin, A.A. Lavrukhin, K.V. Kutsenko, Diagnostics of transient heat transfer modes based on statistical and frequency analysis of temperature fluctuations // Experimental Heat Transfer, 2020, Vol. 33, No. 5, pp. 471-486.
9. M.I. Delov, D.M. Kuzmenkov, A.A. Lavrukhin, K.V. Kutsenko, Transient boiling crisis in liquid nitrogen. Influence of heater size and heating rate // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, Vol. 157, No. 119941, pp. 1-9.