

**МОСКОВСКИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)**

На правах рукописи

ДЕДОВ АЛЕКСЕЙ ВИКТОРОВИЧ

**ТЕПЛООБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА ОДНО- И ДВУХФАЗНЫХ
ПОТОКОВ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ МАССОВЫХ СИЛ
В УСЛОВИЯХ ОДНОСТОРОННЕГО НАГРЕВА**

Специальность – 01.04.14

Теплофизика и теоретическая теплотехника

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

доктора технических наук

Москва – 2010

Работа выполнена на кафедре Общей физики и ядерного синтеза ГОУ ВПО «Московский энергетический институт (технический университет)».

Научный консультант –

доктор технических наук, профессор
Комов Александр Тимофеевич

Официальные оппоненты:

доктор технических наук
Авдеев Александр Александрович

доктор технических наук,
старший научный сотрудник
Зейгарник Юрий Альбертович

доктор технических наук, профессор
Кузма-Кичта Юрий Альфредович

Ведущая организация –

Научно-исследовательский институт
электрофизической аппаратуры
(НИИЭФА), им. Д.В. Ефремова

Защита состоится 21 мая 2010 г. в 10⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д 212.157.04 при Московском энергетическом институте (ТУ) по адресу: 111250, Москва, ул. Красноказарменная 17, корп. Т, каф. ИТФ, комн. Т-206.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МЭИ (ТУ).

Отзывы на автореферат, заверенные печатью, просим направлять по адресу: 111250, Москва, Красноказарменная 14, Ученый совет МЭИ (ТУ).

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2010 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.157.04
к.ф.-м.н., доцент

Мика В.И.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Разработка программы практической реализации управляемого термоядерного синтеза, воплотившаяся на настоящий момент в создание проекта и начало строительства международного термоядерного экспериментального реактора (ITER) с положительным выходом энергии, сталкивалась с постановкой и разрешением огромного числа новых инженерных задач. Одной из таких задач и сейчас является разработка и создание устройств, взаимодействующих с плазмой и потоками заряженных и нейтральных высокоэнергетических частиц, таких например, как приемные пластины дивертора и приемники пучков системы инъекции в плазму высокоэнергетических нейтральных атомов, которые должны обеспечивать безаварийное и эффективное охлаждение при тепловых нагрузках, превосходящих 20 МВт/м^2 . Охлаждение некоторых подобных теплопринимающих устройств, состоящих из медных труб, осуществляется потоком воды, сильно недогретой до температуры насыщения, закрученным с помощью вставленных скрученных лент. Высокие плотности потока энергии в сочетании со сложной гидродинамикой потока и односторонним нагревом порождают весьма сложные научные проблемы, характерные не только для диверторов и приемников пучков ITER, но и для ряда других уникальных теплопринимающих устройств, таких, как сопла и обтекатели авиационных и космических аппаратов, зеркала лазеров, мишени ускорителей и электроды мощных электровакуумных устройств.

Исследований гидродинамики и теплообмена в закрученном потоке при одностороннем нагреве известно относительно немного. Эти работы в основном отличает узкая направленность, связанная с исследованием кризиса теплообмена при кипении. Известный массив данных о критических тепловых нагрузках (КТН) при кипении в условиях одностороннего нагрева включает в себя лишь 166 точек. В этой связи, весьма актуальны новые опытные данные о критических тепловых нагрузках при кипении в недогретом закрученном потоке в условиях одностороннего нагрева. Данные о теплообмене, которые можно включить в последующую обработку, представлены только в нескольких работах. В работах,

связанных с теплофизической проблематикой ИТЕР, использованные методики обработки данных первичных измерений, основанные на решении краевой задачи теплопроводности, оставляют открытыми вопросы о точности определения параметров теплообмена на внутренней поверхности канала. Рекомендуемые к использованию в этих работах эмпирические формулы для режима пузырькового кипения подчеркивают отсутствие адекватной расчетной методики теплообмена, основанной на физическом понимании процессов.

Данные о КТН и теплообмене в недогретом закрученном потоке при одностороннем нагреве получены для ограниченного диапазона значений коэффициента закрутки. Специальных систематизированных исследований, связанных с влиянием неизотермичности канала, коэффициента закрутки и самой ленты на характеристики течения, теплообмена и температурные режимы стенки канала не проводилось. Еще менее исследовано пленочное кипение на поверхности односторонне нагреваемого канала, охлаждаемого недогретым закрученным потоком.

Настоящая работа посвящена исследованиям особенностей теплообмена и гидродинамики в недогретом до температуры насыщения закрученном потоке в условиях одностороннего нагрева.

Цель работы

1. Разработка методики проведения экспериментальных исследований, обработки результатов прямых измерений, позволяющей получать надежные данные о теплообмене в условиях одностороннего нагрева электронным пучком. Создание рабочих участков и модернизация экспериментального стенда, обеспечивающих реализацию подобной методики.

2. Получение систематизированного массива экспериментальных данных в условиях одностороннего нагрева электронным пучком в диапазоне параметров потока воды: давление 0,7–2,0 МПа, скорость 0,5–24 м/с, в широком диапазоне значений коэффициента закрутки $k = 0–0,9$ и диаметрах канала 2, 4 и 8 мм. Данные должны содержать информацию о гидродинамике течения (как в опытах без нагрева, так и с нагревом), теплообмене в режимах однофазной конвекции и пузырькового кипения, КТН.

3. Исследование влияния скрученной ленты на распределение температуры в стенке канала вдоль линии тока закрученного потока теплоносителя. Изучение условий смены режимов теплообмена, включая предкризисные режимы.

4. Разработка на основе обоснованных физических подходов методик расчета коэффициента гидравлического сопротивления, однофазного теплообмена и теплообмена при пузырьковом и пленочном кипении, КТН в условиях и диапазоне параметров, имеющих место в реальных тепловоспринимающих устройствах термоядерных реакторов и установок. Обобщение всех известных экспериментальных данных в этой области на базе разработанных уравнений.

Научная новизна работы

1. Получены систематизированные данные о потерях давления в закрученном потоке при одностороннем нагреве. Установлено, что в области пузырькового кипения потери давления практически не изменяются с ростом температуры стенки и гидравлическое сопротивление определяется только скоростью течения и вязкостью в пристеночном слое. Для расчета потерь давления в закрученном потоке в диапазоне, соответствующем проведенным исследованиям ($k = 0-0.9$, $Re = 5 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^5$), получено простое и надежное уравнение.

2. Впервые получен систематизированный массив опытных данных о теплообмене при вынужденной однофазной конвекции и кипении в условиях одностороннего нагрева рабочих участков. Данные охватывают весь практически используемый диапазон коэффициентов закрутки $k = 0-0.90$, диапазон массовых скоростей $w = 350 - 24000$ кг/(м²·с) и получены для рабочих участков с разным диаметром при плотности теплового потока до 51 МВт/м². Отличительной особенностью полученных данных является впервые примененная методика проведения и обработки данных первичных измерений в условиях одностороннего электронного нагрева, позволяющая избежать процедуры решения краевой задачи теплопроводности в мишени рабочего участка.

На основе физических представлений о процессах разработаны методики расчета теплообмена при вынужденной однофазной конвекции и пузырьковом кипении в закрученном потоке.

3. Впервые получены опытные данные о КТН при кипении в сильно недогретом закрученном потоке в канале с гидравлическим диаметром 2.2 мм в условиях одностороннего нагрева. Для расчета КТН при кипении в закрученном потоке предложено уравнение, с удовлетворительной точностью обобщающее известные опытные данные. Показано, что только в условиях одностороннего нагрева и охлаждении закрученным потоком возможно достижение термодинамического предела кипения при умеренных приведенных давлениях.

4. Выполнено исследование условий смены режимов кипения. Получены и проанализированы характерные распределения температур мишени вблизи стенки канала в зависимости от подводимой нагрузки. Прямыми температурными измерениями определено влияние скрученной ленты на характер распределения температуры мишени.

5. На основе приближенной модели пленочного кипения получено уравнение для расчета теплоотдачи в этих условиях. Выполнено сопоставление расчетов с опытными данными, показавшее удовлетворительное согласие, как с собственными данными, так и с данными других авторов, как на воде, так и на хладагках. Проведена оценка границ применимости модели.

Практическая ценность и апробация работы

Полученные экспериментальные данные о потерях давления, теплообмене и КТН существенно дополняют имеющийся опытный материал. Разработанные уравнения для расчета потерь давления, теплообмена при вынужденной однофазной конвекции, пузырьковом и пленочном кипении, критических тепловых нагрузок могут быть использованы при проведении теплофизических расчетов, проектировании и разработке теплообменных устройств термоядерных реакторов и установок, а также других объектов со сходными условиями нагрева и теплосъема.

Основные положения и результаты диссертационной работы изложены и обсуждены на Российской национальной конференции по теплообмену (Москва, 2002 и 2006 г.); Минском международном форуме по тепломассообмену (Минск, 2000, 2004, 2008 г.); XII Международной конференции по теплообмену

(Grenoble, France, 2002); Международной конференции «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках» (Москва, 2002, 2005, 2008 г.); Школах-семинарах молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева, (Санкт-Петербург, 2001 и 2007 г.); 4th European Thermal Sciences conference (Birmingham, UK, 2004); 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation (Pisa, Italy, 2004); International Conference on Boiling Heat Transfer (Spoleto, Italy, 2006), Национальной конференции по теплоэнергетике (Казань, 2006 г.); научно-технической конференции «Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии» (Москва, 2009).

Достоверность полученных результатов подтверждается:

- тщательной проработкой методик измерений и обработки первичных экспериментальных данных, предварительной тарировкой всех используемых первичных датчиков;
- воспроизводимостью полученных опытных результатов и согласованностью их с имеющимися в литературе опытными данными в перекрывающихся диапазонах параметров;
- достоверность полученных в работе уравнений для расчета потерь давления, теплообмена при вынужденной однофазной конвекции, пузырьковом и пленочном кипении, критических тепловых нагрузок подтверждается сопоставлением результатов расчетов по ним с опытными данными других авторов, в том числе на других жидкостях.

Автор защищает:

- экспериментальные данные о потерях давления в закрученном потоке, полученное на основе их обобщения уравнение для расчета потерь давления;
- методику проведения и обработки данных первичных измерений в условиях одностороннего электронного нагрева;
- экспериментальные данные о теплообмене при вынужденной однофазной конвекции и пузырьковом кипении в недогретом закрученном потоке воды в условиях одностороннего нагрева;
- экспериментальные данные о критических тепловых нагрузках при кипении в недогретом закрученном потоке воды в условиях одностороннего нагрева;

- уравнения для расчета теплообмена при вынужденной однофазной конвекции и пузырьковом кипении в закрученном потоке;
- уравнение для расчета критических тепловых нагрузок при кипении, основанное на рассмотрении предельных возможностей теплообмена в недогретом закрученном потоке;
- приближенную модель пленочного кипения и полученное на ее основе уравнение для расчета теплоотдачи.

Публикации

Содержание диссертационной работы изложено в 30 докладах, опубликованных автором в соавторстве и лично в трудах отечественных и международных конференций, список которых представлен выше. Основное содержание работы представлено в 15 публикациях в журналах, входящих в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий ВАК.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения (основные результаты и выводы), списка использованной литературы из 212 наименований. Работа изложена на 267 страницах текста, иллюстрируется 132 рисунками, содержит 11 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении представлено описание конструкций исследуемых в работе тепловоспринимающих устройств: диверторных приемников и приемников пучков системы инжекции быстрых нейтральных атомов, приведены проектные параметры этих устройств.

Глава 1. Анализ современного состояния проблемы. Постановка задачи диссертации

Отличительными особенностями теплообмена в рассматриваемых в настоящей работе условиях является закрутка потока, сильный недогрев теплоносителя до температуры насыщения и односторонний нагрев. В первой главе рассмотрены работы, в которых выполнены исследования турбулентной вынужденной конвекции и потерь давления в однофазном закрученном потоке, теп-

лообмена при кипении в недогретом потоке и теплофизические исследования, выполненные при неравномерном нагреве.

Закрутка потока приводит к заметному увеличению потерь давления, вместе с тем, существенно возрастает теплоотдача в сравнении с незакрученным потоком. В закрученном потоке появляются механизмы теплопередачи, не связанные с аналогией Рейнольдса: эффекты центробежной конвекции и оребрения при плотной посадке ленты в трубу. Для турбулентного режима течения приоритет пока остается за экспериментальными исследованиями, хотя и существуют как численные, так и аналитические подходы к задачам гидродинамики и теплообмена в закрученном потоке. Расчеты теплоотдачи и коэффициента гидравлического сопротивления в закрученном потоке по известным соотношениям для одинаковых условий отличаются друг от друга до двух раз.

Рассмотренные исследования теплообмена при кипении в скоростном потоке с сильным недогревом до температуры насыщения показывают заметное влияние вынужденной конвекции на характеристики теплообмена не только в области начала кипения, но и при развитии пузырькового кипения. Большое разнообразие уравнений, имеющих в литературе для определения теплоотдачи при кипении, и неопределенность с расчетом теплоотдачи при вынужденной конвекции в закрученном потоке делают необходимым для более сложного случая течения закрученного потока в условиях одностороннего нагрева проведение специальных экспериментальных исследований теплообмена и гидродинамики.

Глава 2. Описание экспериментального оборудования, методики измерений и интерпретации их результатов

На кафедре Общей физики и ядерного синтеза МЭИ (ТУ) создан экспериментальный теплофизический стенд по исследованию теплообмена в недогретом потоке воды при одностороннем нагреве. Нагрев горизонтально расположенной мишени осуществлялся в вакуумной камере сканирующим пучком электронов, генерируемых электронной пушкой с ускоряющим напряжением до 60 кВ и силой тока до 250 мА, а охлаждение – потоком дистиллированной воды. Стенд включает в себя следующие основные элементы: систему нагрева

(электронная пушка с блоками управления), гидравлическую и вакуумную системы, автоматизированную систему сбора и обработки информации. При подготовке серии экспериментальных исследований был модернизирован гидравлический контур, создана новая система сбора и обработки информации. Стенд оснащен современным измерительным оборудованием, позволяющим определять параметры потока воды и температуры стенок рабочего участка на высоком метрологическом уровне.

Схема узла уплотнения рабочих участков в петле гидравлического контура представлена на рис. 1. Рабочий участок (РУ) представляет собой медную мишень 1 с плоской тепловоспринимающей поверхностью и внутренним каналом круглого сечения. Трубки-держатели 2 из стали 12Х18Н10Т заканчиваются переходниками стандартных размеров 3, обеспечивающими уплотнение в штуцере 4, являющимся элементом петли гидравлического контура. Трубки-держатели обеспечивают гидродинамическую стабилизацию потока и препятствуют осевым растечкам тепла от мишени. Соединение мишени и трубок-держателей обеспечивалось электронно-лучевой сваркой. Фторопластовые втулки 5 обеспечивают электрическую изоляцию от петли гидравлического контура. Внутри участка и трубок-держателей размещалась по свободной посадке скрученная лента 6 из стали 12Х18Н10Т. Ленты изготовлены с разным шагом закрутки t . Отбору давления на входе предшествует прямолинейный участок трубы длиной более 0,5 м. Дополнительные отборы давления 7 позволяют измерять потери давления непосредственно на нагреваемой мишени рабочего участка. Скрученные ленты устанавливались на всю длину рабочего участка. На рис. 1 показаны также сечения использованных РУ №1–4. Точками $T1–T8$ показаны места расположения соответствующих термопар. Для оснащения мишеней всех рабочих участков использованы кабельные хромель-алюмелевые термопары с диаметром кабеля 0,3 мм.

Сравнительные характеристики рабочих участков представлены в табл. 1. Сечения РУ №1 и №2 соответствует конструкции реальных приемников пучков термоядерных установок. Поперечное сечение РУ №3 имеет сложную форму для обеспечения равномерного нагрева электронным пучком.

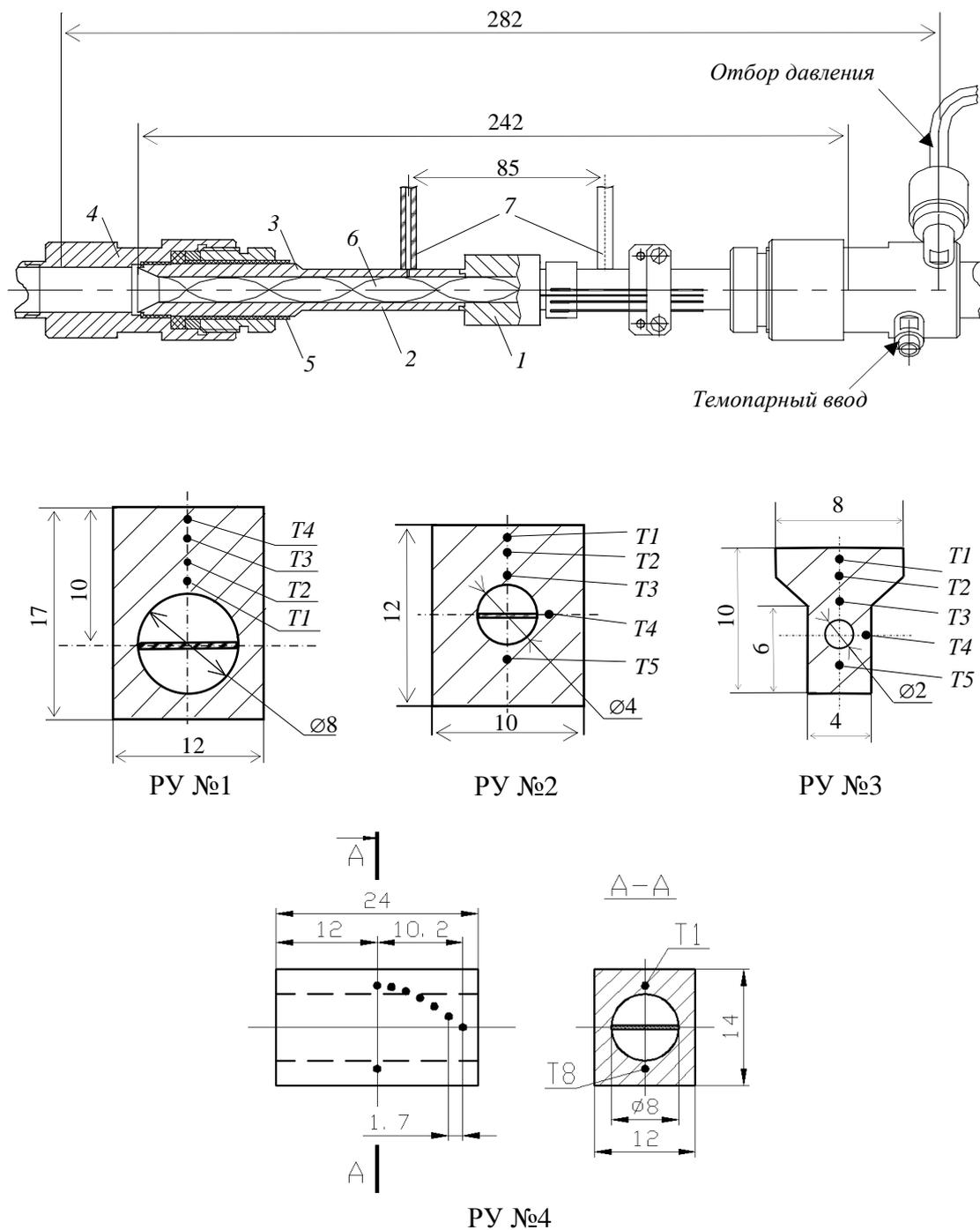


Рис.1 Схема узла уплотнения рабочих участков и поперечные сечения РУ №1-4

Таблица 1. Сравнительные характеристики рабочих участков

Номер	Внутренний диаметр, мм	Гидравлический диаметр с лентой, мм	Обогреваемая длина, мм	Коэффициенты закрутки лент $k = \pi d / t$
РУ №1	8.0	4.6	24	0.90, 0.66, 0.39, 0.25, 0
РУ №2	4.0	2.2	20	0.37, 0.19, 0
РУ №3	2.0	1.0	20	0.49
РУ №4	8.0	4.6	24	0.63, 0.36

На РУ № 1–3 получены опытные данные о гидродинамике и теплообмене, КТН. Исследования условий смены режимов теплообмена и влияния ленты на распределение температуры стенки мишени проводились на РУ №4. Термопары в РУ №1–3 расположены в центральном поперечном сечении мишени.

При проведении опытов в стационарных условиях проводились измерения следующих параметров: температура стенки мишени, температура и давление воды на входе и выходе из рабочего участка, перепад давления на нагреваемой зоне РУ, массовый расход воды и мощность, непосредственно воспринятая РУ. Выполненная оценка показала, что погрешность измерений давления не превышает 1,1%, массового расхода жидкости – 1,5%, температуры мишени – 1,1%.

Условия размещения термопар в РУ №1 и 2 поясняет рис. 2, на котором представлены изотермы температурного поля в поперечном сечении мишени РУ № 1. Пучок электронов нагревает верхнюю поверхность мишени. Изотермы получены с помощью численного решения двухмерной краевой задачи теплопроводности в мишени.

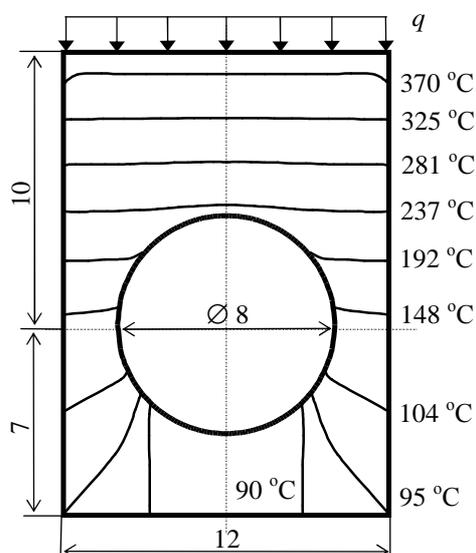


Рис. 2. Изотермы температурного поля в поперечном сечении мишени. Результаты расчета при $q = 10 \text{ МВт/м}^2$, $p = 1.0 \text{ МПа}$, $\rho_w = 6500 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$, $T_{\text{ж}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$

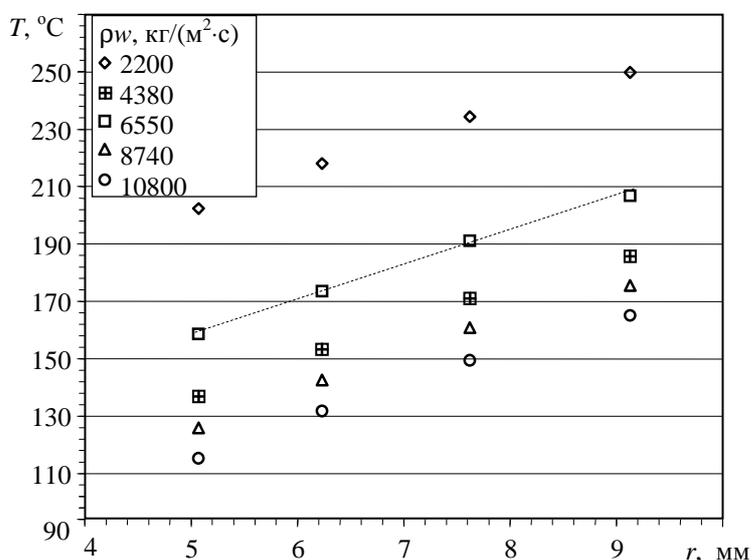


Рис. 3 Измеренное температурное поле в поперечном сечении мишени РУ №1. $q_e = 4.4\text{--}4.8 \text{ МВт/м}^2$, $p = 1.0 \text{ МПа}$, $T_{\text{ж}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $k = 0.66$

Как видно из рис. 2 вследствие равномерного распределения нагрузки по тепловоспринимающей поверхности, изотермы расположены симметрично относительно осевого продольного сечения. В верхней части рабочего участка

(рис. 2), при относительно невысоких тепловых нагрузках, распределение температур имеет вид, сходный со стационарным распределением температур в плоской задаче. В этом случае распределение температур на оси симметрии продольного сечения должно быть близко к линейному. Результаты прямых измерений температуры в мишени РУ №1, представленные на рис. 3, подтверждают это предположение. Для случаев конвективного теплообмена и пузырькового кипения в окрестности лобовой точки РУ №1, зависимость температуры от координаты может быть надежно аппроксимирована линейной зависимостью. Таким образом, измерив температуру в нескольких точках поперечного сечения мишени, экстраполяцией определяется температура в лобовой точке на внутренней стенке. Плотность теплового потока в лобовой точке внутреннего периметра определялась по измеренному распределению температур как градиент функции $E = \lambda(T)T$ в этой точке, тем самым учитывалась зависимость теплопроводности материала мишени от температуры. Метод был использован для РУ №1 и 2. Погрешность определения плотности теплового потока по данной методике не превышает 8%, а коэффициента теплоотдачи – 10%.

Подобный подход ограничен по тепловым нагрузкам. При развитом пузырьковом кипении, и тем более пленочном в окрестности лобовой точки, когда существенно различие в коэффициентах теплоотдачи по внутреннему периметру линейное распределение температур нарушается. При относительно высоких тепловых нагрузках (как правило, соответствующих развитому пузырьковому кипению на стенке) температура на внутренней поверхности и плотность теплового потока для РУ №2 определялись из численного решения прямой двумерной краевой задачи теплопроводности в мишени рабочего участка. Численное решение использовалась также при обработке всех данных, полученных на РУ №3 и 4.

Глава 3. Экспериментальное исследование гидродинамики в закрученном потоке. Обобщение опытных данных

В отсутствие нагрева на РУ № 1–3 получены опытные данные по потерям давления в зависимости от массового расхода воды. При постоянном давлении

на входе изменялся массовый расход теплоносителя через рабочий участок. Осреднение первичных опытных данных проводилось по 30 и более измерениям в каждом режиме. При этом было выполнено несколько серий опытов, подтверждающих воспроизводимость результатов. Исследования проведены в диапазоне массовых скоростей $\rho w = 350 - 24000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Для расчета коэффициента гидравлического сопротивления по измеренным потерям давления в закрученном потоке в уравнении Дарси-Вейсбаха обычно используется гидравлический диаметр, расстояние между отборами давления l и осевая скорость потока w :

$$\xi = \frac{2\Delta p}{\rho w^2} \frac{d_r}{l}. \quad (1)$$

Коэффициент закрутки ленты оказывает сильное влияние на коэффициент гидравлического сопротивления. Дальнейшее обобщение данных, строится, как правило, на использовании зависимости вида:

$$\xi_3 = \xi_0(\text{Re})\phi, \quad (2)$$

где $\xi_0(\text{Re})$ – зависимость для гладкой трубы без ленты, ϕ – поправка, зависящая от коэффициента закрутки.

При обобщении данных по потерям давления представляется резонным не идти по пути построения очередной эмпирической поправки ϕ , а еще на этапе обработки первичных измерений учесть, что течение закрученного потока осуществляется по винтовому каналу, имеющему длину, больше, чем длина трубы и со скоростью, превосходящей осевую. Эффективные значения скорости потока и длины могут быть выражены как:

$$w_* = w\sqrt{1+k^2}, \quad (3)$$

$$l_* = l(1+k^2)^{0.5}. \quad (4)$$

Коэффициент гидравлического сопротивления для закрученного потока определяется через “спрямленные” значения скорости и длины как:

$$\xi = \frac{2\Delta p}{\rho w_*^2} \frac{d_r}{l_*} = \frac{2\Delta p}{\rho w^2} \frac{d_r}{l} \frac{1}{(1+k^2)^{3/2}}. \quad (5)$$

Формальное сопоставление выражений (1) и (5) позволяет выразить традиционную поправку ϕ в (2) как $\phi = (1 + k^2)^{3/2}$.

Число Рейнольдса для закрученного потока должно рассчитываться также с учетом эффективной скорости потока:

$$\text{Re}_* = \frac{w_* d_r}{\nu} . \quad (6)$$

Все опытные данные о потерях давления, полученные на РУ №1–3, обобщены с использованием соотношения (5). Для труб без ленты и со вставленной плоской лентой $k = 0$. Сопоставление данных показано на рис. 4, на котором линией показан результат расчета ξ по формуле Г.К. Филоненко, в которой для закрученного потока число Рейнольдса рассчитывалось по формуле (6):

$$\xi = (1.82 \lg \text{Re}_* - 1.64)^{-2} . \quad (7)$$

Использование эффективной скорости и длины канала в виде (3) и (4) на этапе определения коэффициента гидравлического сопротивления по измеренным потерям давления, как следует из рис. 4, позволяет уверенно обобщить опытные данные для всех исследованных коэффициентов закрутки с помощью хорошо известных соотношений для гладких труб.

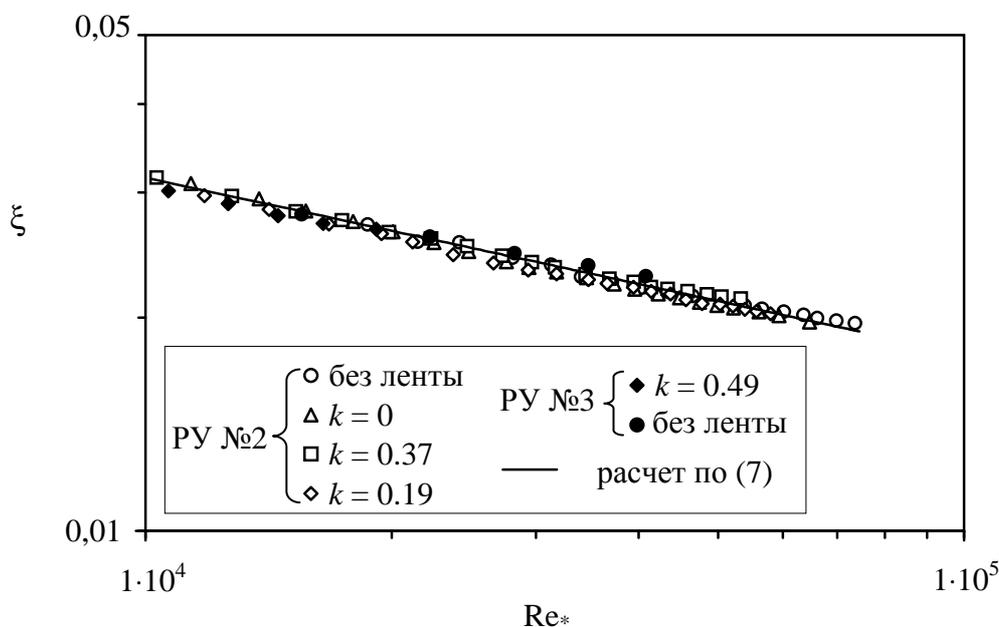


Рис. 4. Экспериментальные значения коэффициента гидравлического сопротивления, обобщенные с использованием (5). РУ №2 и 3 с дополнительными отборами давления

Отклонение опытных значений от расчетных по формуле (7) для данных, полученных на РУ №1, не оснащенный дополнительными отборами давления,

не превышает 10%, а для данных полученных на РУ №2 и №3 с дополнительными отборами давления не превышает 5%. К заметному разбросу данных полученных на РУ №1, приводят погрешности в определении потерь на местных сопротивлениях по имеющимся расчетным рекомендациям.

Для расчета потерь давления в закрученном потоке в диапазоне, соответствующем проведенным исследованиям ($k = 0-0.9$, $Re = 5 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^5$), можно рекомендовать формулу (5), представленную в виде:

$$\Delta p = \xi \frac{\rho w^2}{2} \frac{l}{d_r} (1 + k^2)^{3/2}, \quad (8)$$

где ξ – коэффициент гидравлического сопротивления для гладкой трубы (определяемый, например, по формуле (7) с учетом числа Re_* по (6)).

Выполненное сопоставление расчета по (8) с опытными данными [Araki и др., 1996] о потерях давления в закрученном потоке показало вполне удовлетворительное их соответствие.

Опытные данные о потерях давления в условиях одностороннего нагрева были получены на РУ №1–3 при фиксированном значении массовой скорости на входе в рабочий участок и пошаговом увеличении подводимой нагрузки. Данные были обобщены с использованием уравнения (5). Особенность обработки этого массива экспериментальных данных заключается в расчете числа Рейнольдса (6), в которое непосредственно входит вязкость жидкости, сильно зависящая от температуры теплоносителя. Изменение вязкости учтено соответствующим выбором температуры отнесения, основанном на осреднении температуры внутреннего полупериметра винтового канала. На рис. 5 в виде зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от температуры в лобовой точке показано сопоставление экспериментально определенных значений коэффициента гидравлического сопротивления по формуле (5) с расчетом по формуле (7). Расхождение экспериментальных значений и расчета по формуле Г.К. Филоненко по всему полученному массиву данных не превышает 10%. Подобный простой подход позволяет получать хорошее согласие результатов расчета с опытными значениями. Важным является правильный выбор температуры отнесения для расчета теплофизических свойств жидкости.

Как видно из рис. 5, для конвективной области ($T_{ст} < 180\text{ }^{\circ}\text{C}$), увеличение подводимой мощности и, соответственно, рост температуры в лобовой точке, приводит к снижению перепада давления, что объясняется уменьшением вязкости теплоносителя в пристеночном слое с возрастанием средней температуры потока. Для области, где начинается кипение, потери давления практически не изменяются с ростом температуры и гидравлическое сопротивление определяется только скоростью течения и вязкостью в пристеночном слое, что согласуется с результатами выполненных ранее работ для условий равномерного нагрева. Рост потерь давления, начинающийся при $T_{ст} \approx 300\text{ }^{\circ}\text{C}$, связан с появлением паровой пленки в окрестности лобовой точки. Как видно из представленных на рис. 5 данных, в условиях одностороннего нагрева, влияние локальных зон на поверхности канала с пузырьковым кипением на потери давления проявляется только в околоскритической области тепловых нагрузок ($T_{ст} \approx 300\text{ }^{\circ}\text{C}$). Увеличение потерь давления, связанное с наличием паровых образований, конечно, не может быть учтено формулой Г.К. Филоненко (7). Для расчета потерь давления должны быть использованы методики, рекомендованные для двухфазных потоков. Расчет в данной области по (7) показан пунктиром на рис. 5. Таким образом, в сильно недогретом закрученном потоке теплоносителя для расчета коэффициента гидравлического сопротивления вполне оправдано применение классических соотношений, модернизированных для закрученного потока.

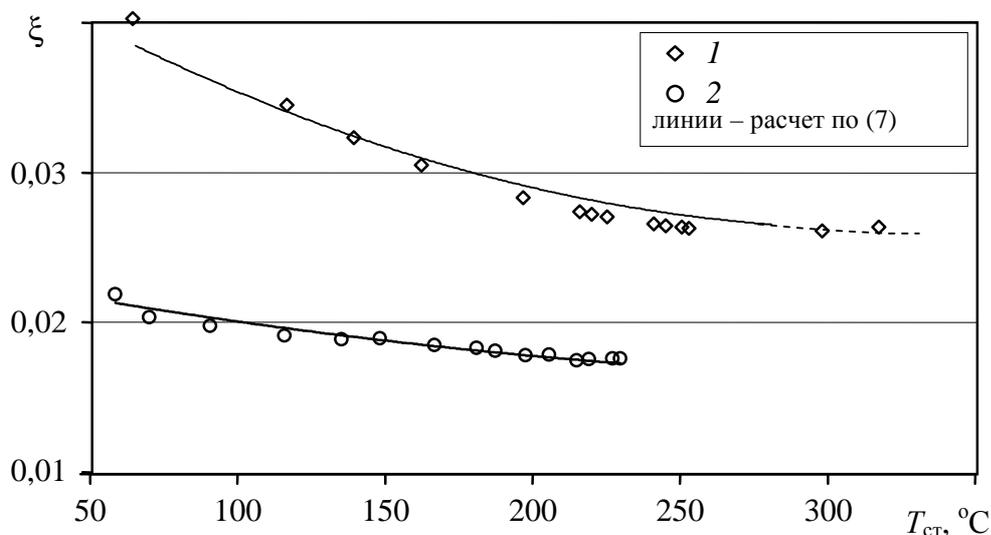


Рис. 5. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления канала от температуры в лобовой точке. 1 – РУ №2 $\rho_w = 2200\text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $k = 0,37$, $T_{вх} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $p_{вх} = 1,0\text{ МПа}$; 2 – РУ №3, $k = 0,49$, $\rho_w = 10700\text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $T_{вх} = 23\text{ }^{\circ}\text{C}$, $p_{вх} = 1,1\text{ МПа}$

Глава 4. Теплообмен при однофазной вынужденной конвекции

При проведении экспериментальных исследований теплообмена при однофазной вынужденной конвекции для каждого шага закрутки при фиксированных значениях подводимой нагрузки и температуры воды на входе в рабочий участок варьировался массовый расход воды через рабочий участок. По достижении стационарных параметров теплообмена производилась запись в файл не менее 10 циклов опросов всех датчиков. Затем в табличном редакторе выполнялся расчет осредненных значений результатов измерений. Далее для всего массива данных о конвективном теплообмене по методике прямой обработки температурных измерений определялись значения температуры и рассчитана плотность теплового потока в лобовой точке внутреннего периметра для РУ №1 и №2. Для данных, полученных на участке №3, использовалась методика численного решения краевой задачи теплопроводности. Коэффициент теплоотдачи вычислялся по разности температур стенки и среднemasсовой температуры воды в сечении расположения термопар. Исследования проведены в диапазоне массовых скоростей $\rho_w = 1000 - 24000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. На рис. 6 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи в лобовой точке от массовой скорости воды для данных, полученных на РУ №1 и №2.

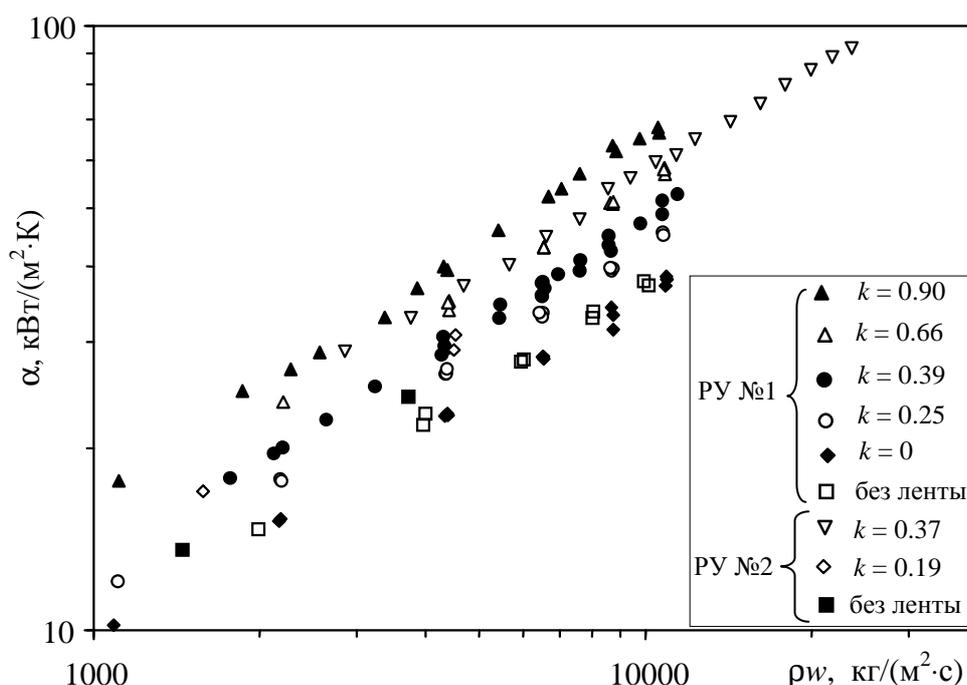


Рис. 6. Зависимость локального коэффициента теплоотдачи от массовой скорости воды для различных коэффициентов закрутки

Анализ всего массива опытных данных о теплообмене показал необходимость введения поправки, учитывающей влияние начального термического участка в виде:

$$C = \left(1 + 70 \left(\text{Re}_* \frac{x_*}{d_r} \right)^{-0.5} \right), \quad (9)$$

где $\text{Re}_* = \text{Re}_* \text{Pr}$; $x_* = x(1 + k^2)^{0.5}$, x – расстояние от входа в мишень РУ до сечения расположения термопар. Поправка вводилась для режимов с числом $\text{Re}_* < 1 \cdot 10^5$.

Массив данных рис. 6 с учетом поправки на влияние начального термического участка представлен на рис. 7. Значения чисел Nu на этом рисунке отнесены к соответствующей поправке (9). Данные на рис. 7 представлены с учетом эффекта увеличения скорости в закрученном потоке, отражаемый использованием числа Re_* . При расчете чисел подобия вязкость жидкости определялась по оговоренной выше температуре отнесения, коэффициент теплопроводности жидкости и число Pr по температуре стенки в лобовой точке внутреннего периметра трубы.

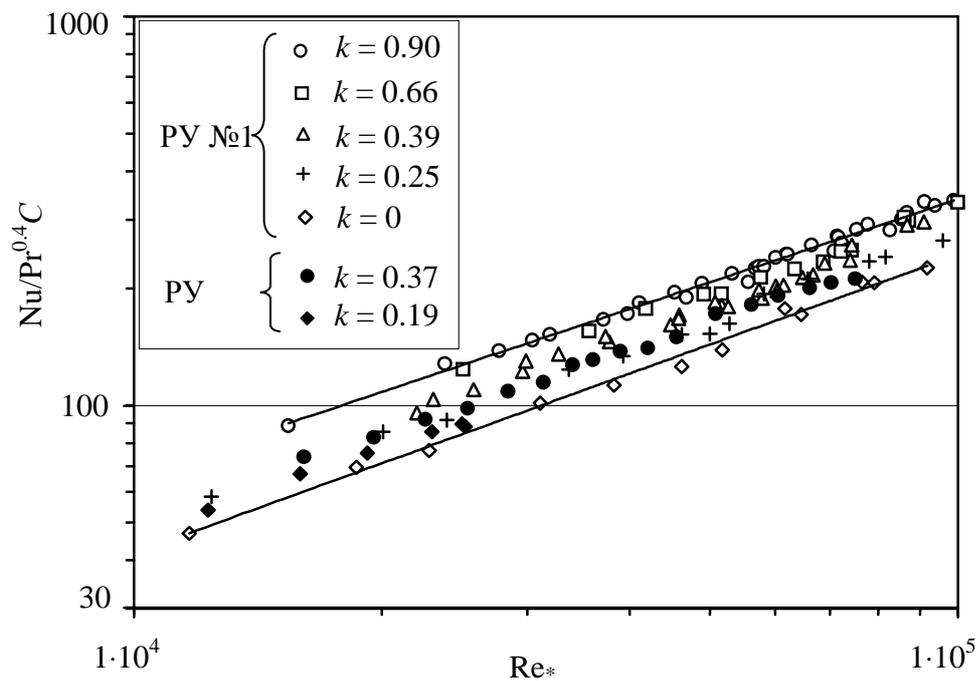


Рис. 7. Опытные данные о конвективном теплообмене

На рис. 7 можно отметить сохраняющееся расслоение данных по коэффициентам закрутки. Кроме того, расслаиваются и данные, соответствующие примерно одинаковым значениям коэффициента закрутки, но полученные на РУ с разным диаметром. Из представленных на рис. 7 данных следует, что показатель степени n в зависимости $\text{Nu} \sim \text{Re}^n$ уменьшается в закрученном потоке по сравнению с прямым ($n \approx 0,7$ при $k = 0.90$ и $n \approx 0,8$ при $k = 0$).

Расслоение опытных данных по коэффициентам закрутки позволяет предположить, что, помимо увеличения эффективной скорости потока с ростом коэффициента закрутки, учитываемого введением Re_* , существует и другой механизм, интенсифицирующий теплообмен. Этот механизм обусловлен действием массовых сил в закрученном потоке, сообщающих потоку нормальные ускорения, достигающие для представляемых опытных данных значений $3800g$. В этом случае ситуация подобна той, что складывается над нагреваемой в жидкости горизонтальной пластиной в поле силы тяжести. Этот механизм теплообмена, подобный свободной конвекции, получил название “центробежная” конвекция [Lopina R.F., Bergles A.E.]. Для обобщения опытных данных о теплообмене при однофазной конвекции применен подход, основанный на учете двух механизмов теплообмена, действующих практически независимо – вынужденной однофазной конвекции и «центробежной» конвекции:

$$q_{\text{конв}} = q_{\text{в}} + q_{\text{ц}}.$$

Учитывая, что для обоих механизмов теплообмена определяющей разностью температур является $\Delta T_c = (T_{\text{ст}} - T_{\text{ж}})$, при выборе одного определяющего размера, выражение для расчета числа Nu в закрученном потоке можно записать как:

$$Nu_{\text{конв}} = Nu_{\text{в}} \left(1 + \frac{Nu_{\text{ц}}}{Nu_{\text{в}}} \right). \quad (10)$$

Число $Nu_{\text{в}}$ для вынужденной конвекции рассчитывается по формуле Б.С. Петухова с сотрудниками, с учетом закрученного течения при расчете Re_* и оговоренном выше выборе температур отнесения:

$$Nu_{\text{в}} = \frac{Re_* Pr(\xi/8)}{1 + 900 / Re_* + 12,7 \sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (11)$$

где ξ рассчитывается по формуле (7) с использованием числа Re_* .

Для расчета $Nu_{\text{ц}}$ для центробежной конвекции получено выражение:

$$Nu_{\text{ц}} = 0,20 \left[(Re k)^2 \left(\frac{d_r}{d} \right) \beta \Delta T_c Pr \right]^{1/3}, \quad (12)$$

где β — коэффициент объемного расширения жидкости, числовой коэффициент подобран из условия сопоставления результатов расчета по (10) со всем массивом опытных данных о теплообмене при однофазной конвекции.

На рис. 8 представлено сравнение экспериментальных данных с расчетом по (10) и показаны вклады составляющих $Nu_{ц}$ и $Nu_{в}$. Как видно из этих данных, при фиксированном Re_* значение $Nu_{в}$ одинаково, а различия в экспериментальных значениях объясняются разным вкладом $Nu_{ц}$. Соответствие опытных данных с расчетом по (10) можно признать хорошим. К сожалению, проверить расчетную методику (10) на данных других авторов не представляется возможным, поскольку в известных работах опытные данные представлены в обобщенных координатах, без указания значений температуры стенки. Общий массив собственных экспериментальных точек, включенных в обработку, составляет 445, при этом более 94% точек укладывается в 15% коридор отклонений.

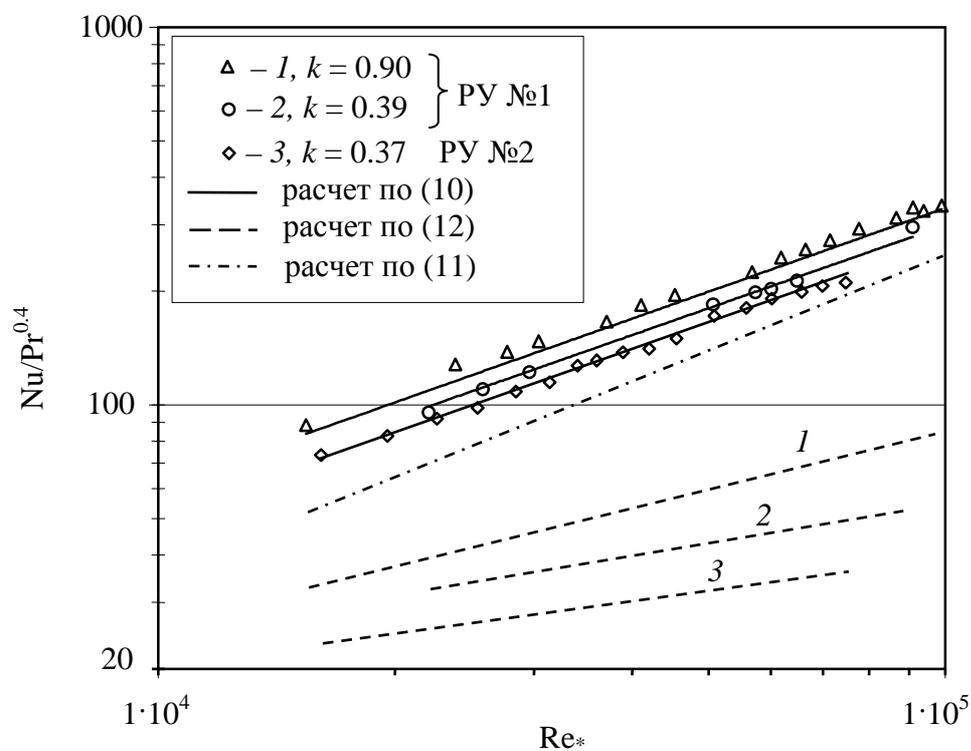


Рис. 8. Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными по (10), (11) и (12)

Глава 5. Теплообмен при пузырьковом кипении

Исследование пузырькового кипения выполнено на РУ №1–3. Для данных, полученных на РУ №1, была использована методика прямой обработки температурных измерений и определены параметры теплообмена в окрестности лобовой точки. Полученные собственные данные и данные других авторов составили представительный массив, на основании обобщения которого была

разработана методика расчета теплообмена при кипении. Использование этой методики и методики расчета теплообмена при однофазной конвекции (10)–(12) позволило с помощью решения краевой задачи теплопроводности в мишенях РУ №2 и №3 обработать данные измерений, полученных на этих участках, и определить параметры теплообмена в лобовой точке внутреннего периметра.

При проведении опытов для каждого шага закрутки при фиксированных значениях температуры воды и давления на входе, массового расхода воды через рабочий участок, дискретно, с шагом $\sim 10\%$ увеличивалась подводимая к мишени тепловая нагрузка. Начальная тепловая нагрузка соответствовала однофазному конвективному теплообмену на всем внутреннем периметре рабочего участка. Массив опытных данных получен в следующем диапазоне параметров потока воды: давление $p = 0.7 - 2.0$ МПа, массовая скорость $\rho w = 350 - 20000$ кг/(м²·с), температура воды на входе $T_{ж} = 20 - 60$ °С. Коэффициент теплоотдачи рассчитывался по разности температур стенки и среднемассовой температуры воды в сечении расположения термомпар. На рис. 9 – 12 представлены некоторые экспериментальные данные о теплообмене. Все параметры потока соответствуют сечению расположения термомпар.

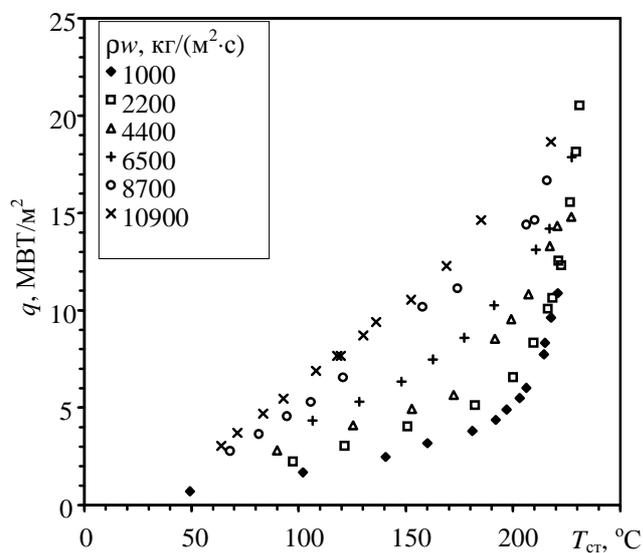


Рис. 9. Плотность теплового потока как функция температуры стенки: РУ №1, $p_{ср} = 1.0$ МПа, $k = 0.90$, $T_{ж,ср} = 20-26$ °С

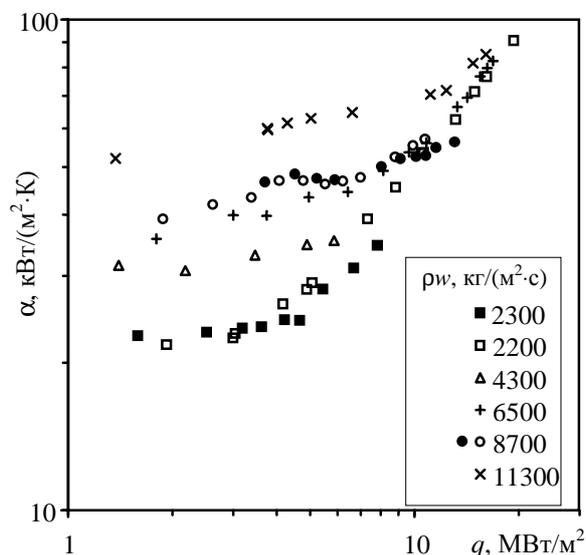


Рис. 10. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока: РУ №1, $k = 0.39$, незаполненные маркеры $p = 1.0$ МПа, $T_{ж,ср} = 20-30$ °С; заполненные маркеры $p = 2.0$ МПа, $T_{ж,ср} = 15-30$ °С

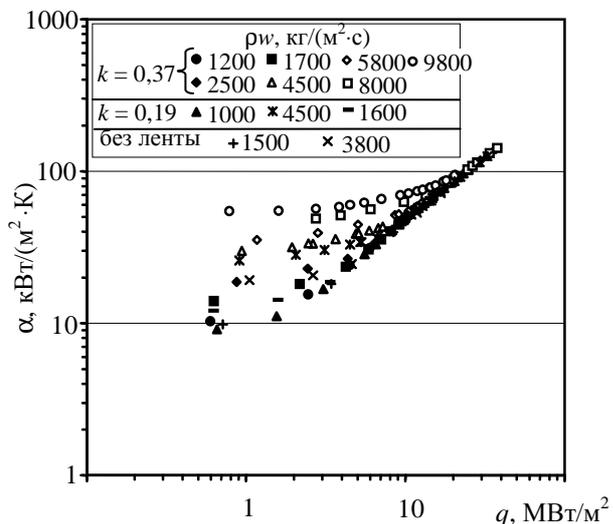


Рис. 11. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока: РУ №2, $T_{вх} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $p_{ср} = 1\text{ МПа}$

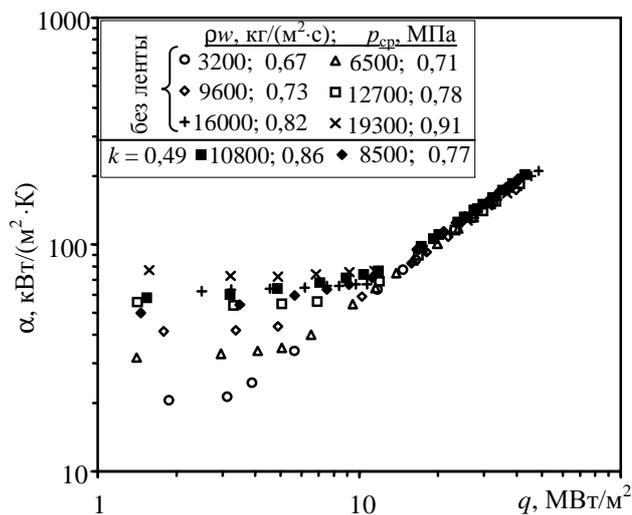


Рис. 12. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока: РУ №3, $T_{вх} = 18\text{ }^{\circ}\text{C}$

Анализируя опытные данные, можно сделать следующие выводы:

- массив данных охватывает области конвективного теплообмена, неразвитого и развитого пузырькового кипения в условиях сильно недогретого потока. Развитие пузырькового кипения в сильно недогретом потоке происходит плавно, без резкой смены режимов теплообмена;
- вынужденная конвекция оказывает сильное влияние на характеристики теплообмена при кипении недогретого теплоносителя. Это влияние становится определяющим при высоких массовых скоростях;
- условия теплообмена в прямом и закрученном потоке качественно одинаковы, интенсификация теплообмена при одинаковых параметрах воды на входе связана, главным образом, с увеличением действительной скорости потока, хотя дополнительное влияние массовых сил на теплоотдачу также наблюдается;
- при относительно невысоких массовых скоростях (до $2200\text{ кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$) реализуются режимы теплообмена с преобладающим влиянием механизмов пузырькового кипения, когда коэффициент теплоотдачи практически не зависит ни от скорости течения, ни от коэффициента закрутки потока.

Данные измерений потерь давления в опытах с нагревом позволяют сделать уверенный вывод о том, что для исследованного интервала температур стенки канала независимо от коэффициента закрутки при массовой скорости

$\rho w > 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ не наблюдается роста потерь давления с увеличением плотности теплового потока. Это значит, что появляющиеся при начале кипения на стенке пузырьки пара «сидят» на стенке в пределах вязкого подслоя. Тогда, наиболее реалистичная модель теплообмена представляется следующей: передача тепла от стенки осуществляется за счет испарения жидкости в основании пузырька и конденсации в вершине, с последующим отводом тепла в ядро потока за счет вынужденной конвекции. На поверхности стенки, не занятой паровыми пузырьками, реализуется конвективный теплоотвод. Принимая во внимание малые размеры оснований пузырьков, недостаток опытной информации о числе активных центров парообразования на стенке, в этих условиях, по видимому, единственно реализуемый подход – пренебречь площадью поверхности контакта пар-стенка в сравнении с площадью стенки. Можно утверждать о практической независимости действия механизмов теплопереноса однофазной конвекцией и испарением. Расчетное соотношение построено на учете механизмов теплоотвода от стенки за счет однофазной конвекции и кипения в виде:

$$q = q_{\text{кон}} + q_{\text{кип}}. \quad (13)$$

При этом принимается, что конвективный теплообмен действует так же, как в однофазном турбулентном потоке:

$$q_{\text{кон}} = \alpha_{\text{кон}}(T_{\text{ст}} - T_{\text{ж}}), \quad (14)$$

где $\alpha_{\text{кон}}$ рассчитывается по (10)–(12).

Для расчета плотности теплового потока за счет кипения в (13) используется скорректированное уравнение В.В. Ягова:

$$q_{\text{кип}} = 0.47 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda^2 \Delta T_s^3}{\nu \sigma T_s} \left(1 + \sqrt{1 + 800B} + 400B \right), \quad B = \frac{r}{\sigma} \left(\frac{(\nu p_{\text{п}})^3}{\lambda T_s} \right)^{0.5}. \quad (15)$$

По методике (13) – (15) удовлетворительно обобщены (подавляющее число точек укладываются в 25% коридор отклонений от расчетной зависимости) как собственные опытные данные (более 700 точек), так и данные других авторов (около 350 точек), в том числе как для условий равномерного, так и одностороннего нагрева, в прямом и закрученном потоке разных жидкостей. Методика

апробирована в диапазоне параметров потока: $p = 0.44 - 2.0$ МПа, $\rho_w = 350 - 45000$ кг/(м²·с), $x < -0.2$, $k = 0 - 0.9$. На рис. 13 и 14 показаны результаты сопоставления расчета по (13) – (15) с опытными данными. На рис. 13 показаны вклады конвективного механизма (14) и кипения (15) в полный тепловой поток, отводимый от стенки.

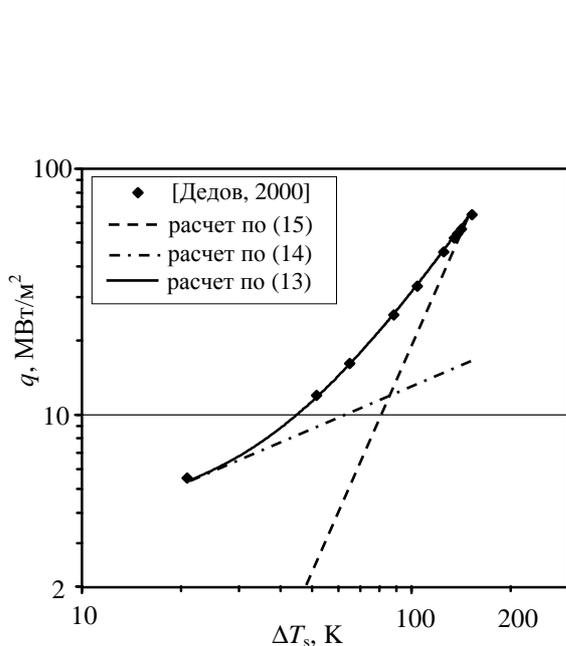


Рис. 13. Сравнение расчета по (13), (14) и (15) с опытными данными: $p_{cp} = 0,7$ МПа, $\rho_w = 8800$ кг/(м²·с), $T_{вх} = 60$ °С, $k = 0.90$

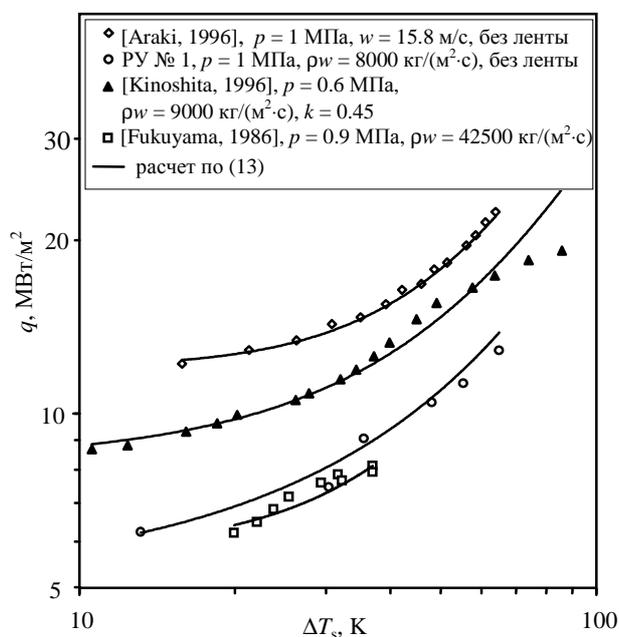


Рис. 14. Сравнение опытных данных о теплообмене при кипении в недогретом потоке воды и хладона R113, а также собственных данных с расчетом по (13)

Глава 6. Критические тепловые нагрузки при кипении

Исследования условий смены режимов теплообмена при кипении и влияния ленты на температурные режимы стенки канала выполнены с использованием РУ № 4 (см. рис. 1). Семь микротермопар были установлены с угловым смещением 15 градусов вдоль винтовой линии, эквидистантой скрученной ленте. Вдоль осевой координаты шаг между термопарами составлял 1,7 мм. Таким образом, измерение температуры стенки проводилось по азимутальному углу в пределах (0 – 90) градусов на расстоянии 10,2 мм вдоль оси канала. Для контроля температуры стенки канала со стороны нижней грани мишени в стенке была установлена дополнительная термопара. Такое расположение термопар позволило измерить температуру стенки трубы вдоль условной «линии тока» закрученного теплоносителя. В проведенных экспериментах измерения прово-

дильсь при: $p_{cp} = 1.0$ МПа, $\rho_w = 440, 1100, 2200$ и 4300 кг/(м²·с), $k = 0.63$ и 0.36 , температуре воды на входе $T_{вх} \approx 20$ °С и плотностях теплового потока на внешней поверхности мишени q_e от $0,5$ до $22,0$ МВт/м². Характерный пример временных распределений температур в мишени представлен на рис. 15, на котором линии в порядке уменьшения температуры соответствуют показаниям термопар, расположенных по углу: $0, 15, 30, 45, 60, 75$ и 180 градусов.

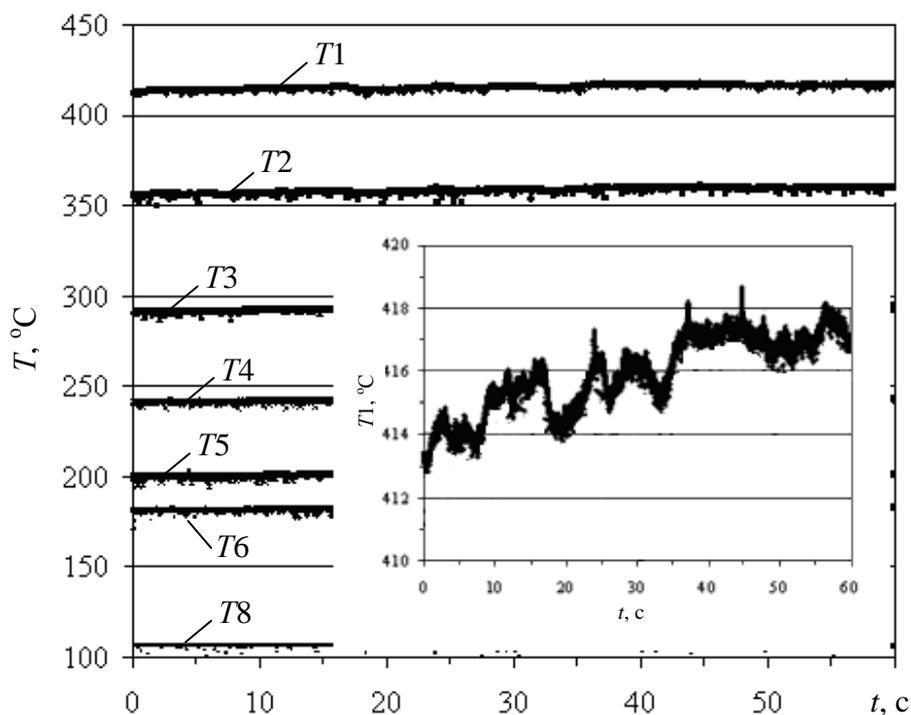


Рис. 15. Температуры стенки мишени: $\rho_w = 4300$ кг/(м²·с), $T_{ж,ср} = 23$ °С, $p = 1.0$ МПа, $k = 0.36$, $q_e = 19,0$ МВт/м²

Анализ результатов экспериментальных исследований условий смены режимов теплообмена при кипении, полученных на РУ №4, позволил выделить следующие характерные моменты:

1. При одностороннем нагреве в условиях охлаждения сильно недогретым закрученным потоком, переход к пленочному режиму кипения в окрестности лобовой точки не сопровождается резким необратимым ростом температуры стенки, а происходит плавно.

2. Характерные изменения показаний термопары $T1$ показывают общие тенденции при $\rho_w = 440-4300$ кг/(м²·с). При развитом пузырьковом кипении изменение показаний укладывается в 1 К. При нагрузке, соответствующей критической, наблюдается периодическое нарастание и спад показаний $T1$, с ам-

плитудой изменения до 7 К. Увеличение нагрузки сверх критической приводит к росту во времени среднего значения показаний T_1 с увеличением амплитуды изменения значений.

По результатам сопоставления изменений показаний термопар, расположенных по условной линии тока жидкости не удалось зафиксировать временной сдвиг в изменениях показаний, что, по-видимому, свидетельствует об отсутствии прохождения вдоль стенки крупных паровых образований.

3. Для массовых скоростей $\rho_w \geq 1100 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ появление зоны ухудшенного теплообмена в окрестности лобовой точки внутреннего периметра, фиксируемое по характеру изменения показаний термопары T_1 и независимо по результатам акустических наблюдений, соответствует достижению температурой стенки в лобовой точке температуры предельного перегрева жидкости. Это значит, что в условиях опытов достигался термодинамический предел кипения. Для РУ №4 только при $\rho_w = 440 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ кризис теплообмена обусловлен внутренними процессами кипения.

4. При тепловой нагрузке, превышающей критическую, устойчиво сосуществуют по периметру канала пленочное и пузырьковое кипение, а также однофазный теплообмен. Доля периметра, занимаемая пленочным кипением, при $\rho_w = 440 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ достигала в опытах 1/3 периметра при сохранении устойчивого теплообмена.

5. Увеличение давления при фиксированной массовой скорости и температуре жидкости на входе приводит к экспериментально зафиксированному увеличению значений температуры стенки и уменьшению значений критических тепловых нагрузок.

Также на РУ №4 были выполнены экспериментальные исследования влияния положения скрученной ленты относительно лобовой точки внутреннего периметра на характер распределения температуры стенки канала. Лента вставлялась по свободной посадке, зазор между стенкой и лентой составлял $\approx 0,1 \text{ мм}$. Переход к разным линиям тока осуществлялся поворотом скрученной ленты по отношению к обогреваемой поверхности с шагом в 30 градусов. Измерения

распределения температур были выполнены для разных углов поворота ленты в однотипных условиях: температура жидкости на входе $T_{ж.вх} = 20$ °С, давление $p_{ср} = 1,0$ МПа, массовая скорость теплоносителя $\rho w = 1100$ и 2200 кг/(м²·с), плотность подводимого теплового потока $q_e = 3,4 - 15,5$ МВт/м² с дискретным шагом изменения $1,1$ МВт/м².

Анализ полученной опытной информации позволил сделать следующие выводы:

- Для относительно малых тепловых нагрузок, соответствующих конвективному теплообмену и пузырьковому кипению на внутреннем периметре канала, влияние ориентации вставленной скрученной ленты незначительно, что можно объяснить высокой теплопроводностью медной мишени и высокой эффективностью теплообмена при кипении и конвекции.

- С увеличением плотности подводимого теплового потока, температуры стенки вдоль разных линий тока начинают расходиться, причем с приближением к ребру ленты температура стенки возрастает. Рост температуры, по видимому, объясняется влиянием зоны замедленного движения теплоносителя вблизи ребра ленты, что приводит к уменьшению интенсивности теплообмена и возникновению паровой пленки в области, прилегающей к ребру, размеры которой растут с увеличением теплового потока.

- По мере удаления от лобовой точки (с ростом угловой координаты) со смещением от тепловоспринимающей поверхности вдоль линии тока, неоднородность температурного поля сглаживается.

При исследовании теплообмена к закрученному потоку при одностороннем нагреве был получен массив опытных данных по кипению, в виде зависимости температуры стенки, плотности теплового потока и коэффициента теплоотдачи в лобовой точке от подводимой нагрузки. При этом только на РУ № 2 в задачу исследований входило получение КТН при кипении (данные в канале диаметром 8 мм были получены ранее). Анализ опытных данных, полученных на РУ № 2, позволил идентифицировать переход от пузырькового к пленочному кипению, пользуясь несколькими способами: из зависимости распределения

температуры в мишени РУ от подводимой мощности; по изменению характера колебаний температуры стенки вблизи поверхности теплообмена; по акустическим сигналам. Как показал детальный анализ, в подавляющем большинстве случаев все три способа идентификации момента наступления кризиса вполне эквивалентны.

В таблице 2 представлены опытные данные о критических тепловых нагрузках при кипении в закрученном недогретом потоке при одностороннем нагреве полученные на РУ № 2. В табл. 2 $T_{кр}$ и $q_{кр}$ – соответственно температура стенки и плотность теплового потока в лобовой точке внутреннего периметра, соответствующая появлению устойчивой зоны ухудшенного теплообмена в окрестности этой точки (кризису теплообмена при кипении).

Таблица 2. Экспериментальные данные о критических тепловых нагрузках при кипении

№	ρw кг/(м ² ·с)	$T_{вх}$ °С	$p_{ср}$ МПа	k -	$x_{ср}$ -	$T_{кр}$ °С	$q_{кр}$ МВт/м ²
1	1 200	20	1,0	0,37	-0,29	240	11,4
2	1 700	20	1,0	0,37	-0,29	255	16,2
3	2 250	20	1,0	0,37	-0,29	256	17,6
4	2 500	20	1,0	0,37	-0,29	259	19,1
5	4 500	20	1,0	0,37	-0,30	288	32,2
6	5 900	20	1,0	0,37	-0,31	302	37,0
7	8 050	20	1,0	0,37	-0,31	311	45,1
8	9 900	20	1,0	0,37	-0,31	311	(расчет 51,0)
9	2 200	40	1,0	0,37	-0,26	248	14,2
10	2 000	60	1,0	0,37	-0,22	249	13,2
11	1 900	60	0,7	0,37	-0,18	233	11,7
12	2 800	60	0,7	0,37	-0,19	258	14,2
13	1 100	20	1,0	0,19	-0,28	247	11,6
14	1 700	20	1,0	0,19	-0,30	259	16,4
15	4 600	20	1,0	0,19	-0,31	290	32,8
16	1 500	20	1,0	без ленты	-0,31	251	13,3
17	3 800	20	1,0	без ленты	-0,32	259	24,0

Из анализа данных табл. 2 можно сделать следующие выводы. С ростом массовой скорости потока и недогрева теплоносителя возрастают и критиче-

ские тепловые нагрузки. Для диапазона массовых скоростей $\rho w = 1100\text{--}2700$ кг/(м²·с) для данных соответствующих закрученному потоку $T_{кр} = (233\text{--}259)$ °С. Отличие данных по $q_{кр}$ для прямого и закрученного потока в этом диапазоне массовых скоростей незначительное. При $\rho w > 4600$ кг/(м²·с) $T_{кр}$ достигает значений, соответствующих температуре предельного перегрева жидкости. В этом случае кризис теплообмена объясняется достижением термодинамического предела кипения. При $\rho w = 9900$ кг/(м²·с) ухудшение теплообмена экспериментально зафиксировано не было. При достаточно большой мощности, подводимой к мишени, происходил перегрев угловых зон внешнего периметра мишени РУ, хотя условия теплообмена на поверхности канала носили бескризисный характер. Значение $q_{кр}$ при этом значении массовой скорости получено расчетным путем при условии равенства температуры стенки температуре предельного перегрева жидкости. Особенности, характерные и присущие теплообмену к закрученному потоку в условиях одностороннего нагрева (приводящего к сильной неизотермичности внутренней стенки), проявляются при $\rho w > 2200$ кг/(м²·с). Сочетание условий одностороннего нагрева и закрутки потока позволяет ограничить возможность развития пристеночного пузырькового слоя. Наличие этих особенностей приводит к отличию данных для прямого потока при $\rho w = 3800$ кг/(м²·с) и для закрученного при сходных значениях массовой скорости. Данные, соответствующие значениям коэффициента закрутки $k = 0,37$ и $0,19$ совпадают в пределах погрешности эксперимента, т.е. использование лент с $k < 0,4$ дает в условиях эксперимента практически одинаковые результаты.

Обобщение опытных данных о КТН при кипении в сильно недогретом потоке ($x_{вых} < -0,2$), не соответствующих термодинамическому пределу кипения, выполнено на основании модели теплообмена при кипении, приведшей к уравнению (13). Можно предположить, что условия отвода тепла в ядро потока вынужденной конвекцией ограничивают и возможность предельного теплоотвода от стенки. КТН в этом случае соответствуют предельным отводимым нагрузкам. Закрутка потока приводит к увеличению скорости вблизи стенки в $(1+k^2)^{0.5}$ раз и появлению дополнительного механизма теплоотвода в ядро потока, обу-

словленного «центробежной» конвекцией. Полученное выражение для предельной плотности теплового потока в условиях закрутки имеет вид:

$$q_{пр} = \rho_{ж} w (1 + k^2)^{0.5} c_p (T_s - T_{ж}) \frac{\xi_*/8}{1 - 12\sqrt{\xi_*/8}} + q_{ц}, \quad (16)$$

где ξ_* рассчитывается с учетом увеличения скорости потока, $q_{ц}$ — вклад в плотность теплового потока «центробежной» конвекции, $q_{ц} = \alpha_{ц}(T_s - T_{ж})$, $\alpha_{ц}$ рассчитывается из соотношения (12), $T_{ж}$ — температура жидкости в «сечении» кризиса.

На рис. 16 представлено сравнение расчета по уравнению (16) с опытными данными табл. 2 и данными других авторов для закрученного и прямого потока (для которого в (16) расчет ведется по первому слагаемому при $k = 0$) полученных в условиях одностороннего нагрева и не соответствующих термодинамическому пределу кипения. Сравнение опытных и расчетных данных показывает их удовлетворительное соответствие.

Для расчета КТН, соответствующих термодинамическому пределу кипения, использована разработанная методика расчета теплообмена. Применение в уравнениях (13)–(15) условия равенства температуры стенки температуре предельного перегрева жидкости $T_{ст} = T_{пп}$ определяет термодинамически предельные значения тепловых потоков за счет однофазной конвекции и кипения. Суммарный тепловой поток соответствует наступлению кризиса, т.е. формула (13) дает в этом случае значения $q_{кр}$. Сравнение такого расчета с опытными данными в условиях одностороннего нагрева представлено на рис. 17. Данные, представленные на рис. 17, говорят об удовлетворительном соответствии расчета плотности теплового потока при условии $T_{ст} = T_{пп}$ опытными значениям КТН настоящей работы и работ [Дедов, 2000], [Koski, 1988]. Заметный разброс данных [Boscary, 1999] объясняется тем, что в этих опытах пленочное кипение занимало значительную часть внутреннего периметра канала, и под КТН понимались нагрузки, соответствующие механическому разрушению рабочего участка, а не появлению зон с ухудшенным теплообменом, как в настоящей работе. Кроме того, увеличению значений КТН в работе [Boscary, 1999] способствовали осевые растечки тепла, ведь из 400 мм медного РУ нагревалась только центральная зона длиной 100 мм.

Подобный подход позволяет объяснить и зафиксированное в опытах отрицательное влияние давления на значения КТН, соответствующие термодинамическому пределу кипения. Увеличение давления, при прочих равных условиях, приводит к уменьшению возможного перегрева стенки относительно температуры насыщения, а значит и вклада составляющей за счет кипения в (13), и, следовательно, к уменьшению плотности теплового потока на стенке.

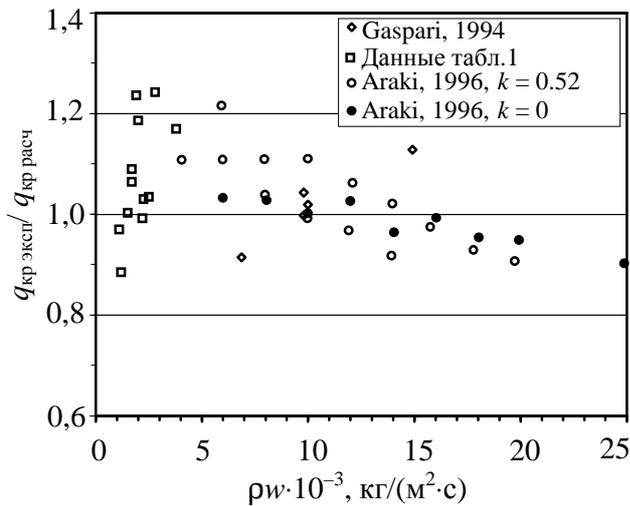


Рис. 16. Сравнение опытных данных о КТН с расчетом по (16): $d_{\text{вн}} = 4\text{--}15$ мм, $p_{\text{вых}} = 0.7\text{--}3.6$ МПа, $T_{\text{вх}} = 20\text{--}103$ °С, $k = 0.19\text{--}1.57$

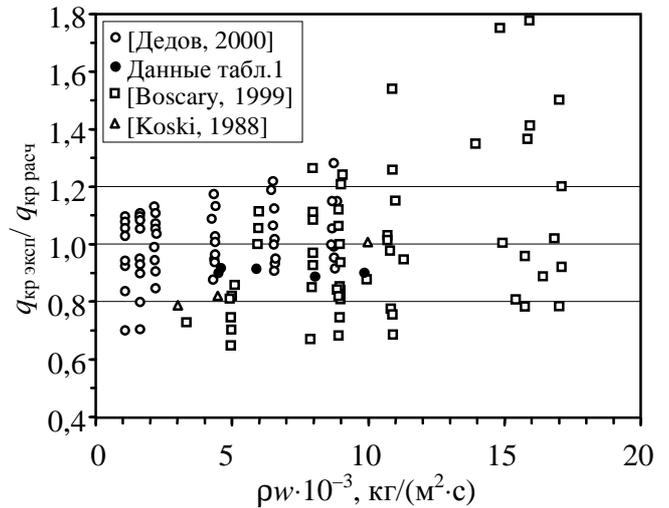


Рис. 17. Сравнение опытных данных о КТН, соответствующих термодинамическому пределу с расчетом: $d_{\text{вн}} = 4\text{--}18$ мм, $p_{\text{вых}} = 0.7\text{--}3.7$ МПа, $T_{\text{вх}} = 20\text{--}171$ °С, $k = 0.19\text{--}0.9$

Глава 7. Модель теплообмена при пленочном кипении в потоке недогретой жидкости

Для условий развитого турбулентного течения и больших значений недогрева жидкости до температуры насыщения предложена простая предельная модель теплоотдачи при пленочном кипении, схема которой представлена на рис. 18. Малая толщина паровой пленки позволяет принять, что в ней абсолютно доминирует молекулярный перенос импульса и энергии, так что на межфазной границе касательное напряжение: $\tau = \tau_w = \mu_{\text{п}} du/dy = \mu_{\text{п}} u_{\delta}/\delta$.

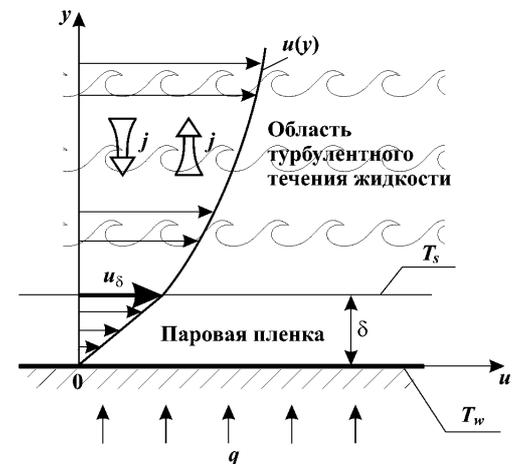


Рис. 18. Схема течения и теплообмена через тонкую паровую пленку на стенке

Тепловой поток на границе пленки равен тепловому потоку на стенке и определяется как: $q = \lambda_{\text{п}} \Delta T / \delta$. За пределами паровой пленки в жидкости доминирует турбулентный перенос. Примем, что основной перенос импульса и энергии происходит в достаточно тонкой «пристеночной» области с постоянным касательным напряжением, за пределами которой скорость и температура жидкости примерно равны их среднемассовым значениям (u_m, T_m), причем в пределах рассматриваемой области справедлива аналогия Рейнольдса. Тогда касательное напряжение и тепловой поток можно выразить через эффективный рейнольдсов поперечный поток массы j следующим образом: $\tau = \tau_w = j(u_m - u_\delta)$, и $q = j c_p \Delta T_{\text{нед}}$. Из записанных выражений следуют зависимости для толщины паровой пленки: $1/\delta = \alpha \lambda_{\text{п}} = (j/\mu_{\text{п}})(u_m/u_\delta - 1)$, и для безразмерного коэффициента теплоотдачи (если ввести гидравлический диаметр канала $d_{\text{г}}$):

$$\text{Nu} \equiv \alpha d_{\text{г}} / \lambda_{\text{п}} = (j d_{\text{г}} / \mu_{\text{п}}) (u_m / u_\delta - 1). \quad (17)$$

Безразмерный комплекс в (17) $j d_{\text{г}} / \mu_{\text{п}} = q d_{\text{г}} / (c_p \Delta T_{\text{нед}} \mu_{\text{п}}) = \text{Re}_v$ представляет собой некоторое специфическое число Рейнольдса, отражающее отношение сил инерции, определяемых эффективным поперечным потоком массы в жидком ядре, к силам вязкости в паровой пленке.

Для профиля скорости в турбулентном потоке жидкости можно использовать эмпирический степенной закон $u/u_0 = (y/r_0)^{1/n} = 2^{1/n} (y/d_{\text{г}})^{1/n}$, где u_0 – скорость на оси канала, r_0 – радиус трубы, n для различных диапазонов чисел Рейнольдса принимает значения от 6 до 10. Для круглой трубы при этом можно использовать: $u_m/u_0 = 2n^2/(n+1)/(2n+1) = C_1$. В этом случае уравнение (17) может быть преобразовано к виду:

$$\text{Nu} = \text{Re}_v (C_1 \text{Nu}^{1/n} / 2^{1/n} - 1). \quad (18)$$

Опосредованная зависимость в (18) интенсивности теплоотдачи от массовой скорости жидкости через показатель степени в эмпирическом профиле скорости неудобна практически. Поэтому для получения практически удобного соотношения для теплоотдачи уравнение (18) было преобразовано с использованием экспериментальных данных. Итоговое уравнение для безразмерного ко-

эffициента теплоотдачи при пленочном кипении в закрученном потоке недогретой жидкости получено в следующем виде:

$$\text{Nu} = k_1 \text{Re}_{v1}(1 + k_2/\text{Re}_v^{0.25}). \quad (19)$$

где $\text{Re}_{v1} = \rho w (\xi/8) d_r/\mu_{\text{п}}$, теплопроводность и вязкость пара выбираются при средней температуре в паровой пленке $T_{\text{ср. п}} = (T_{\text{сг}} + T_s)/2$; теплоемкость жидкости – по средней температуре жидкости $T_{\text{ср. ж}} = (T_m + T_s)/2$. Коэффициент гидравлического сопротивления рассчитывается с использованием формулы (7) по значению $\text{Re} = \rho w d_r/\mu_{\text{ж}}$, в котором вязкость жидкости выбирается по T_s . Влияние закрутки потока учитывается при расчете Re_{v1} и входящего в него коэффициента гидравлического сопротивления ξ использованием скорости, определяемой уравнением (3).

Значения эмпирических констант в уравнении (19): $k_1=0,24$, $k_2=1,4$ были подобраны из условия согласия с результатами собственных опытных данных, полученных ранее [Дедов, 2000]. Используемые в качестве определяющих критериев подобия числа Re_{v1} и Re_v следуют непосредственно из модели, а итоговое уравнение (19) представляет собой модификацию теоретического уравнения (18).

Граница раздела фаз в настоящей модели принята гладкой. Можно показать, что устойчивость поверхности паровой пленки определяется значением числа Вебера $We = \rho_{\text{п}} u_m^2 \delta/\sigma$. При $We \gg 1$ поверхность пленки становится неустойчивой, модель ламинарной пленки пара у стенки перестает отвечать реальности. В диапазоне $We=1-10$ восстанавливающие и возмущающие силы соизмеримы, а предложенная модель теплообмена при пленочном кипении справедлива при $We \leq 1$.

Апробация уравнения (19) выполнена в основном на собственных данных (400 точек). В стационарных режимах пленочное кипение в потоке недогретой жидкости удается исследовать либо при околоскритических давлениях, либо при чрезвычайно высоких скоростях течения, а опытных данных опубликовано крайне мало. Данные, полученные в околоскритической области давлений, не могут быть обобщены на основании модели с ламинарной пленкой пара с ис-

пользованием аналогии Рейнольдса. На рис. 19 показано сравнение расчетов по уравнению (19) со всеми известными опытными данными о теплообмене при стационарном пленочном кипении, полученными не при околоскритических давлениях и соответствующих условию $We \leq 10$.

На рис. 19 из собственных точек 95% находится в полосе $\pm 10\%$ от расчетной кривой, среднеквадратичная погрешность аппроксимации данных составляет 2%. Заметное отклонение данных [Fukuyama, 1982] объяснимо тем, что им отвечают значения $We \approx 1.1-3.8$, граничные для модели (18); а для [Viannay, 1982] – отсутствием возможности из публикации достоверно восстановить первичные данные. Практически все остальные данные, представленные на рис. 19, укладываются в 25 % коридор отклонений.

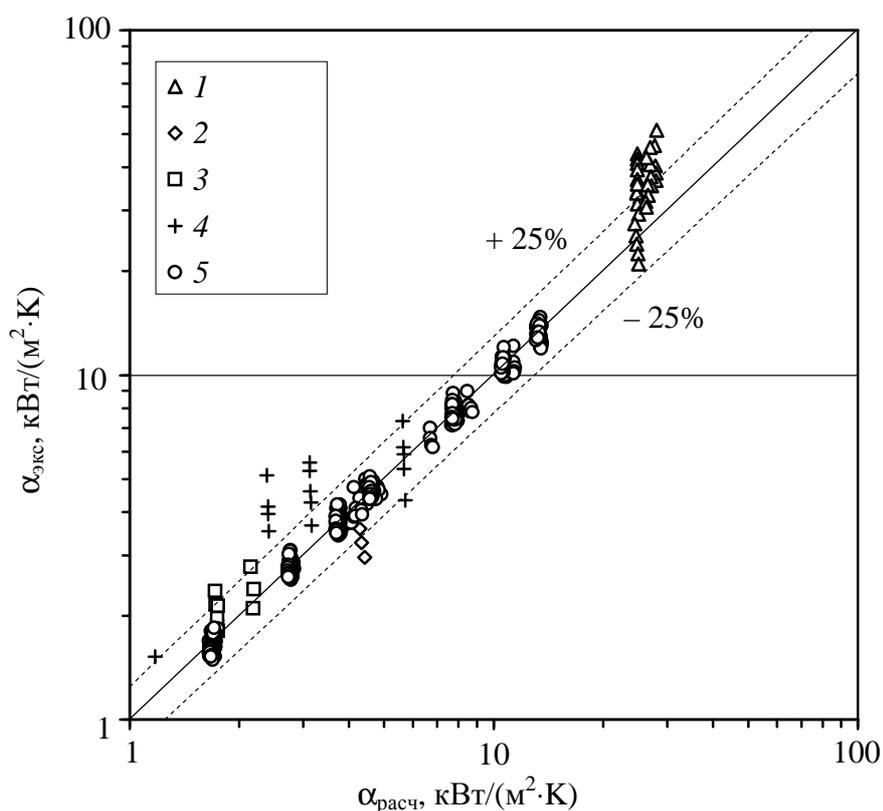


Рис. 19. Сопоставление расчетов по формуле (19) с опытными данными: 1 [Fukuyama, 1982] – хладон R-113, $d_{вн} = 1,2$ мм, $p_{ср} = 0,44-2,38$ МПа, $T_{вх} = 15-26$ °С, $\rho_w = 28000-56000$ кг/(м²·с); 2 [Chou, 1995] – хладон R-113, $d_{н} = 6,35$ мм, $p_{ср} = 0,1$ МПа $w = 3$ м/с; 3 [Peng, 1992] – хладон R11, $d_{г} = 14$ мм, $p_{ср} = 0,5$ МПа $w = 2,8-3,9$ м/с, $\Delta T_{нед} = 20-36$ К; 4 [Viannay, 1982] – данные по охлаждению металлического листа размерами 1 м \times 0,5 м от начальной температуры около 800 °С потоком недогретой воды в узком щелевом канале; 5 [Дедов, 2000] – вода, $d_{г} = 4,6$ мм, $p_{ср} = 0,7-1,5$ МПа, $T_{вх} = 15-60$ °С, $\rho_w = 540-8850$ кг/(м²·с), $k = 0,90$

Основные результаты и выводы

1. Модернизирован экспериментальный стенд. Сконструированы и изготовлены рабочие участки. Впервые, в условиях одностороннего нагрева пучками частиц, реализована методика проведения эксперимента и обработки первичных данных, позволяющая определять параметры теплообмена без применения процедуры численного решения краевой задачи теплопроводности.

2. Представлены результаты экспериментального исследования гидравлического сопротивления в закрученном потоке для коэффициентов закрутки $k = 0-0.9$ в диапазоне чисел $Re = 5 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^5$. Показано, что использование предложенных в работе эффективной скорости потока и длины канала при определении опытных значений коэффициента гидравлического сопротивления позволяет обобщить их с помощью хорошо известных соотношений для гладких труб. Для расчета потерь давления в закрученном потоке в диапазоне, соответствующем проведенным исследованиям, рекомендована формула, отличающаяся простотой и надежностью. Впервые представлены систематизированные данные о потерях давления в закрученном потоке при одностороннем нагреве. Показано, что в области пузырькового кипения потери давления практически не изменяются с ростом температуры стенки и гидравлическое сопротивление определяется только скоростью течения и вязкостью в пристеночном слое.

3. Представлен систематизированный массив опытных данных о теплообмене при вынужденной однофазной конвекции в условиях одностороннего нагрева рабочих участков. Данные охватывают весь практически используемый диапазон коэффициентов закрутки $k = 0-0.90$ и получены для массовых скоростей $\rho w = 1000 - 24000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Показано, что при закрученном течении, помимо эффекта увеличения скорости потока, присутствует дополнительный механизм интенсификации теплообмена, обусловленный действием массовых сил. Разработана методика расчета теплообмена при вынужденной однофазной конвекции в закрученном потоке, учитывающая действие массовых сил. Методика удовлетворительно обобщает представительный массив опытных данных.

4. Впервые получен систематизированный массив опытных данных о теплообмене при кипении сильно недогретого потока в диапазоне коэффициентов закрутки $k = 0-0.90$ в условиях одностороннего нагрева при плотности теплового потока до 51 МВт/м^2 . Выполнена оценка вкладов механизмов вынужденной конвекции и кипения в полный тепловой поток, отводимый от стенки. Показано, что влияние вынужденной конвекции на характеристики теплообмена при кипении недогретого теплоносителя становится определяющим при высоких массовых скоростях. При относительно малых значениях массовой скорости (до $2200 \text{ кг/(м}^2\cdot\text{с)}$) реализуются режимы теплообмена с преобладающим влиянием механизмов пузырькового кипения. Установлено, что условия теплообмена в прямом и закрученном потоке качественно одинаковы, интенсификация теплообмена при одинаковых параметрах воды на входе связана, главным образом, с увеличением действительной скорости потока, хотя дополнительное влияние массовых сил на теплоотдачу также наблюдается.

5. Разработана методика расчета теплообмена при кипении недогретой жидкости, учитывающая конвективную составляющую в тепловой поток, отводимый от стенки. С ее использованием удовлетворительно обобщены как собственные опытные данные, так и данные других авторов (всего 1090 точек), в том числе как для условий равномерного, так и одностороннего нагрева, в прямом и закрученном потоке разных жидкостей. Методика апробирована в широком диапазоне параметров потока теплоносителя: $p = 0.44 - 2.0 \text{ МПа}$, $\rho_w = 350 - 45000 \text{ кг/(м}^2\cdot\text{с)}$, $x < - 0.2$, $k = 0 - 0.9$.

6. Впервые получены опытные данные о КТН при кипении в сильно недогретом закрученном потоке в канале с гидравлическим диаметром 2.2 мм в условиях одностороннего нагрева. Показано, что только в этих условиях возможно достижение термодинамического предела кипения при умеренных приведенных давлениях. Для расчета КТН при кипении в сильно недогретом закрученном потоке, получено уравнение, основанное на рассмотрении предельных возможностей теплообмена и учитывающее действие массовых сил. Уравнение позволяет удовлетворительно обобщить как собственные опытные данные, так

и все известные данные других исследователей. Предложен метод расчета КТН, соответствующих достижению термодинамического предела кипения.

7. Выполнено исследование условий смены режимов теплообмена при кипении. Получены и проанализированы характерные распределения температур мишени вблизи стенки канала в зависимости от подводимой нагрузки. Экспериментально показано существование обширной по периметру канала области пленочного режима кипения с сохранением устойчивого теплообмена.

8. Прямыми температурными измерениями определено влияние скрученной ленты на характер распределения температуры стенки по азимутальной и продольной координате. Установлено, что для относительно малых тепловых нагрузок, соответствующих конвективному теплообмену и пузырьковому кипению на внутреннем периметре канала, влияние ориентации вставленной по свободной посадке скрученной ленты на температурное поле в стенке незначительно. Увеличение плотности подводимого теплового потока приводит к образованию зоны с ухудшенным теплообменом в области внутреннего периметра канала, прилегающей к ребру ленты.

9. На основе приближенной модели пленочного кипения получено уравнение для расчета теплоотдачи в этих условиях. Обобщение известных экспериментальных данных о теплообмене при пленочном кипении недогретой жидкости по полученному уравнению дает удовлетворительное согласие, как с собственными данными, так и с данными других авторов, как на воде, так и на хладагентах. Проведена оценка границ применимости модели. Показано, что условию $We > 1$ соответствуют режимы с неустойчивой паровой пленкой, для которых разработанная модель неприменима.

Основное содержание работы отражено в следующих публикациях в журналах, входящих в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий ВАК:

1. Dedov A.V., Varava A.N., Komov A.T., Naumov V.K., Shcheglov S.A. Experimental Investigation of Heat Transfer in a Cylindrical Tube Heated on One Side by Highly Dense Energy Beams / Heat Transfer Research, V. 32, № 1-3, 2001, pp. 149–155.

2. Varava A.N., Dedov A.V., Komov A.T., Tsukanov V.V., Shcheglov S.A. Critical Heat Loads in Boiling under the Conditions of a Subcooled Swirled Flow / Heat Transfer Research, V. 35, № 5-6, 2004, pp. 27–37.

3. Варава А.Н., Дедов А.В., Комов А.Т., Ягов В.В. Исследование гидравлического сопротивления и теплообмена в однофазном закрученном потоке при одностороннем нагреве / Теплофизика высоких температур, 2006, т. 44, № 5, стр. 699–708.

4. Малаховский С.А., Варава А.Н., Дедов А.В., Захаров Е.М., Комов А.Т. Экспериментальное исследование гидродинамики и теплообмена в каналах малого диаметра / Вестник МЭИ, 2007, №1, стр. 51–55.

5. Komov A.T., Varava A.N., Dedov A.V., Yagov V.V. Mixed Heat Transfer in a Subcooled Twisted Flow / Heat Transfer Research, V. 38, №6, 2007, pp. 519–532.

6. Komov A.T., Varava A.N., Dedov A.V., Kamenskov-Nemynov R.I. Experimental Investigations of Heat Transfer in a Subcooled Twisted Flow / Heat Transfer Research, V. 38, № 6, 2007, pp. 533–539.

7. Varava A.N., Dedov A.V., Komov A.T., Malakhovskii S.A. Experimental Investigation of Heat Transfer in Small-Diameter Channels / Heat Transfer Research, 2009, V.40, № 3, pp. 187–195.

8. Ягов В.В., Дедов А.В. Теплообмен при пленочном кипении в турбулентном потоке недогретой жидкости / Теплоэнергетика, 2009, № 3, стр. 21–29.

9. Варава А.Н., Дедов А.В., Захаров Е.М., Малаховский С.А., Комов А.Т., Ягов В.В. Исследование гидродинамики и теплообмена в докризисной области тепловых нагрузок в закрученном потоке при одностороннем нагреве / Теплоэнергетика, 2009, № 11, стр. 53–62.

10. Дедов А.В. Особенности кипения в недогретом потоке / Теплоэнергетика, 2009, № 8, стр. 62–69.

11. А. Н. Варава, А. В. Дедов, А. Т. Комов, С. А. Малаховский Экспериментальное исследование кризиса теплообмена при кипении в недогретом закрученном потоке в условиях одностороннего нагрева / Теплофизика высоких температур, 2009, Т. 47, № 6, стр. 877–883.

12. Варава А.Н., Дедов А.В., Захаров Е.М., Комов А.Т., Малаховский С.А., Цуканов В.В. Экспериментальное исследование теплообмена в режиме кипения в недогретом закрученном потоке при одностороннем нагреве / Вестник МЭИ, 2009, № 2, стр. 35–42.

13. Комов А.Т., Варава А.Н., Дедов А.В. Высокоинтенсивный теплообмен. Кризис теплоотдачи / Вестник МЭИ, 2009, № 4, стр. 83–95.

14. Дедов А.В. Критические тепловые нагрузки при кипении в недогретом потоке / Теплоэнергетика, 2010, № 3, стр. 2–8.

15. Varava A.N., Dedov A.V., Zakharov E.M., Komov A.T., Malakhovskii S.A. Experimental Study of the Influence of a Twisted Tape on Local Heat Transfer / Heat Transfer Research, 2010, V.41, № 1, pp. 33–40.