А.В. Овсянник

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ НА РАЗВИТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Монография

Гомель
ГГТУ им. П.О. Сухого
2004

УДК 536.24
ББК 31.31
О-34

Рецензенты: заведующий кафедрой «Техническая механика» Учреждения образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», доктор физико-математических наук, профессор *О.Н. Шабловский*;
заведующий лабораторией пористых сред ИТМО им. А.В. Лыкова НАН РБ, доктор технических наук, профессор *Л.Л. Васильев*

Утверждено к изданию Советом ГГТУ им. П.О. Сухого

Овсянник А.В.
О-34 Теплообмен при кипении на развитых поверхностях: Монография /А.В. Овсянник. – Гомель: ГГТУ им. П.О. Сухого», 2004. – 372 с.

ISBN 985-420-241-0.

В предлагаемой книге рассматриваются вопросы теплообмена при кипении жидкостей на гладких и развитых изотермических и неизотермических (оребренных) теплоотдающих поверхностях. Излагаются основные положения механизма процесса теплообмена, приводятся обобщающие соотношения для расчета интенсивности теплоотдачи при кипении различных жидкостей на поверхностях различного типа. Рассмотрены вопросы физического моделирования процессов теплообмена на изотермических и оребренных теплоотдающих поверхностях, приводятся результаты численного решения дифференциальных уравнений, полученных в результате модельного представления процессов кипения.

Предназначается для студентов старших курсов вузов, магистрантов и аспирантов, а также для специалистов, занимающихся исследовательской работой в области теплообмена при кипении жидкостей.

УДК 536.24
ББК 31.31

© Овсянник А.В., 2004
© Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», 2004

ISBN 985-420-241-0

ВВЕДЕНИЕ

Теплообменные аппараты широко применяются в энергетике, химической, нефтеперерабатывающей, авиационной и космической технике, пищевой промышленности, в холодильной и криогенной технике, в системах отопления и горячего водоснабжения, кондиционирования, в различных тепловых двигателях. С ростом энергетических мощностей и объема производства все более увеличивается их масса и габариты, что приводит к расходу большого количества легированных и цветных металлов. В связи с этим уменьшение габаритно-весовых показателей теплообменных аппаратов является актуальной проблемой. Значительный вклад в решение этой проблемы может внести внедрение научно обоснованных и экспериментально проверенных методов интенсификации теплообмена при кипении. Опыт создания и эксплуатации различных тепломассообменных устройств показал, что разработанные к настоящему времени методы интенсификации теплообмена обеспечивают снижение габаритов и металлоемкости (массы) этих устройств в 1,5…2 и более раз по сравнению с аналогичными серийно выпускаемыми устройствами при одинаковой тепловой мощности. Поэтому создание тепломассообменных аппаратов с развитыми теплопередающими поверхностями представляет собой одно из перспективных направлений организации процесса теплообмена при кипении жидкостей.

Несмотря на большое количество работ по теплообмену при кипении, их результаты далеко не полностью отражают процессы теплообмена на развитых поверхностях. Для условий «стеснения» и затрудненного отвода паровой фазы литературные данные практически отсутствуют. Поэтому размеры и оптимальные параметры теплопередающих поверхностей ряда теплообменных аппаратов, применяемых в энергоустановках различных отраслей промышленности, не могут быть определены без достаточных знаний в этой области. Также практически отсутствуют исследования процессов кипения загрязненных жидкостей (маслами и т. п.), где оребренные поверхности имеют несомненный приоритет. При кипении жидкостей на оребренных поверхностях с различным типом оребрения еще недостаточно полно исследованы специфические особенности теплообмена и гидродинамики, связанные с влиянием параметров и ориентации ребер. Имеющихся данных недостаточно для определения оптимальных геометрических параметров ребра и межреберного расстояния, которые в значительной степени определяются свойствами рабочей жидкости и давлени-

ем в системе. Практически отсутствуют данные при кипении на оребренной поверхности в околокритической области. В работах по кипению на поверхностях с пористыми покрытиями зачастую отсутствует полная информация о свойствах покрытий, поэтому интерпретация и практическое использование экспериментальных данных весьма затруднено. Известные расчетные соотношения для определения интенсивности теплообмена при кипении жидкостей на пористых и, в особенности, на ребристых поверхностях применимы лишь в частных случаях, исследованных авторами, поскольку получены эмпирическим путем, а не на основе модельных представлений. Создание универсальной аналитической модели процесса кипения на пористой поверхности едва ли возможно в связи с влиянием на него большого количества факторов, в том числе имеющих случайное распределение параметров.

Целенаправленное формирование поверхности теплообмена позволяет обеспечить такие условия протекания физико-химических процессов взаимодействия кипящей или испаряющейся жидкости с микроструктурой поверхности (смачиваемость, возникновение и рост паровых зародышей, растекание и т. д.), которые будут значительно интенсифицировать теплообмен при сохранении требуемых режимных параметров теплообменных аппаратов. Следовательно, возникает необходимость в детальном исследовании теплообмена при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями и оребрением для определения оптимальных параметров поверхности теплообмена.

Процессы теплообмена при кипении жидкостей являются очень интенсивными и сопровождаются переносом больших количеств теплоты и массы. Применение высокоэффективных методов интенсификации теплообмена приводит к созданию теплообменников с малыми габаритно-весовыми показателями, характеризующихся высокой компактностью, малыми тепловыми потерями, малыми температурными напорами, что приводит к повышению не только экономических показателей, но и энергетических. Интенсификация теплообмена при кипении может быть достигнута либо увеличением температурного напора между теплоотдающей поверхностью и температурой насыщения, либо изменением поверхностных условий протекания процесса кипения. Наиболее эффективным методом интенсификации теплообмена при кипении является создание благоприятных поверхностных условий для возникновения, роста и отрыва паровых пузырей. Этого можно добиться в той или иной мере за счет развития теплоотдающей поверхности (повышение шероховатости, нанесение на поверхность различного рода покрытий, применение оребрения с определенными геометрическими параметрами). В связи с этим возникает необходимость в выборе способа развития теплоотдающей поверхности применительно к конкретным условиям работы теплообменных аппаратов. Интенсификация

процессов теплообмена при кипении позволяет, кроме того, существенно снизить температурные напоры за счет повышения коэффициента теплоотдачи при тех же значениях плотностей тепловых потоков.

Теплофизические свойства жидкостей существенно влияют на интенсивность отвода теплоты с теплоотдающей поверхности и, в связи с принятием Монреальской конвенции, запрещающей применение озоноразрушающих рабочих тел, необходимо вести интенсивный поиск экологически безопасных и нетоксичных хладагентов, способных обеспечивать эффективный теплообмен. В настоящее время все больше внимания уделяется использованию «натуральных» веществ в качестве хладагентов. Это объясняется не только требованиями Монреальского протокола, но и стремлением снизить косвенный и прямой вклад в полный эквивалент глобального потепления холодильного оборудования – TEWI (Total Equivalent Warming Impact). Этого можно достичь выбором хладагентов, имеющих высокую энергетическую эффективность и низкий потенциал глобального потепления. Таким требованиям в большой степени удовлетворяют углеводороды и, в частности, пропан. Вместе с тем у углеводородов есть один существенный недостаток – пожароопасность.

Отсутствие общепризнанных методик оценки экологической целесообразности применения пожароопасных веществ является причиной принятия экологически необоснованных решений и служит фактором, сдерживающим внедрение углеводородов в холодильную и теплонасосную технику.

Однако в последние годы наблюдается большой интерес к более широкому использованию углеводородов в малых герметичных холодильных машинах (прежде всего в бытовых холодильниках). Рассматривается вопрос о перспективах их применения в холодильных и теплонасосных установках большой холодопроизводительности. Проводятся исследования по разработке новых смесевых хладагентов на основе углеводородов.

Европейскими странами в настоящее время все шире используются углеводороды и другие натуральные хладагенты, потому что в европейских странах потенциалу глобального потепления уделяется больше внимания, чем вопросам пожароопасности в некоторых типах холодильного оборудования. В связи с пересмотром стандартов на использование пожароопасных хладагентов в холодильном оборудовании в ближайшее время возможности применения углеводородов в качестве хладагентов возрастут.

По теплофизическим свойствам близким к свойствам фреонов наиболее перспективным является пропан, обладающий хорошими теплофизическими характеристиками, высокими диэлектрическими свойствами и химической совместимостью с большинством конструкционных материалов. Хорошими термодинамическими и теплофизическими свойствами обладает и аммиак, являющийся прекрасным хладагентом. Благодаря этим

качествам пропан и аммиак могут найти еще более широкое применение в холодильных установках, в тепловых трубах и в другой теплообменной аппаратуре. Исследования закономерностей теплообмена при кипении этих жидкостей на развитых поверхностях позволят решить, помимо энергетических, также экономические и экологические проблемы. Количество работ, посвященных процессам теплообмена при кипении пропана и аммиака на развитых поверхностях крайне мало, а полученные результаты носят ограниченный характер как по геометрическим характеристикам поверхностей, так и по режимным параметрам процесса кипения. Проведение экспериментальных и теоретических исследований в этом направлении, получение экспериментальных и теоретических данных было бы полезно использовать при разработке теплообменной аппаратуры в холодильной технике, электронике, химической и газовой промышленности, теплоэнергетике и т. д., что приводит к снижению энергоемкости теплоиспользующей установки в целом. Поэтому создание более эффективных и компактных теплообменных аппаратов является актуальной и приоритетной научно-технической проблемой, решение которой обеспечит существенную экономию энергетических, материальных и трудовых ресурсов.

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

a – коэффициент температуропроводности, м^2/с;
c – удельная массовая теплоемкость, Дж/(кг · К);
D, d – диаметр, м;
d_0 – отрывной диаметр парового пузыря, м;
$\overline{d_0}$ – средний гидравлический размер пор, м;
F – площадь поверхности теплообмена, м^2;
k – капиллярная проницаемость, м^2;
l – характерный размер, длина, м;
p – давление, Па;
Q – тепловой поток, Вт;
q – плотность теплового потока, Вт/м^2;
R, r – радиус, м;
R_z – шероховатость поверхности, мкм;
r_* – теплота парообразования, Дж/кг;
S, s – шаг, м;
T – температура, К, °С;
θ, ϑ – температурный напор, К, °С;
w – скорость, м/с;
α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2 · К);
μ – динамический коэффициент вязкости, Нс/м^2;
ν – кинематический коэффициент вязкости, м^2/с;
ρ – плотность, кг/м^3;
σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;
δ – толщина, м;
λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К);
$П$ – пористость, %;
l_* – капиллярная постоянная, м;
h, b – высота, м.

БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ЧИСЛА

$Nu = \alpha l / \lambda_{ж}$ – число Нуссельта;
$Pe = wl / a$ – число Пекле;
$Re = wl / \nu$ – число Рейнольдса;
$Pr = \nu / a$ – число Прандтля;
$Gr = gl^3 \beta \Delta T / \nu^2$ – число Грасгофа;
$Fo = a\tau / l^2$ – число Фурье;
$Ja = (c_{ж} \vartheta / r_{\bullet})(\rho_{ж} / \rho_{п})$ – число Якоба;
$p_{\bullet} = p / p_{кр}$ – приведенное давление.

ИНДЕКСЫ

гл – гладкий;
гр – граничный;
ж – жидкость;
кр – критический;
кс – капиллярная структура;
н, s – насыщение;
опт – оптимальный;
ст, с – стенка;
т – труба;
ч – частица;
эф – эффективный;
р – ребро;
мр – межреберный;
о – основание;
п – пар.

ГЛАВА 1

КИПЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ НА ГЛАДКИХ И СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

1.1. Механизм процесса теплообмена при кипении на теплоотдающей поверхности

Все теплообменные аппараты, в которых протекают процессы теплообмена при фазовых превращениях «жидкость – пар» относятся по назначению к испарителям и их можно разделить на две большие группы. К первой группе относятся испарители, в которых кипение осуществляется на теплоотдающей поверхности при направленном движении жидкости, а ко второй – относятся аппараты, в которых кипение происходит при естественной конвекции на теплоотдающих поверхностях, погруженных в объем жидкости. Такой процесс кипения называют кипением в большом объеме, или кипением на поверхности, погруженной в объем жидкости, или кипением при свободном движении жидкости. В обоих случаях могут наблюдаться два, отличных друг от друга по механизму процесса переноса теплоты, режима кипения: *пузырьковый* и *пленочный*.

При пузырьковом режиме кипения паровая фаза (паровые пузыри) возникает и развивается в определенных местах теплоотдающей поверхности – центрах парообразования. При соприкосновении жидкости с твердой теплоотдающей поверхностью, к которой подводится теплота при растущей температуре поверхности, при достижении некоторого превышения температуры поверхности над температурой насыщения жидкости начнется процесс парообразования. При кипении жидкости в каждом центре парообразования возникают паровые зародыши, которые растут в объеме, а затем отрываются и всплывают, увлекая за собой некоторое количество жидкости из пристенной области в основное ядро. Возникновение паровых зародышей возможно только при условии перегрева тонкого пристенного слоя жидкости, соприкасающегося с теплоотдающей поверхностью. При этом фазовый переход происходит на поверхностях при перегревах жидкости более низких, чем в случае кипения жидкости в объеме.

После отрыва парового пузыря от поверхности нагрева освободившееся пространство заполняется жидкостью, подтекающей из основного объема. Когда эта жидкость прогреется до температуры тонкого пристенного слоя жидкости, тогда у центра парообразования начнет зарождаться

новый паровой пузырь. Таким образом, процесс парообразования в кипящей жидкости сопровождается интенсивным массообменом и значительной турбулизацией пристенного слоя жидкости, что существенно увеличивает интенсивность теплообмена при кипении.

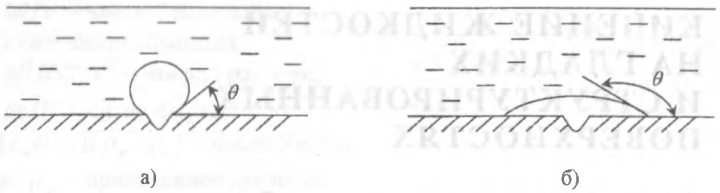


Рис. 1.1. Форма паровых пузырей при кипении жидкости, смачивающей (а) и несмачивающей (б) теплоотдающую поверхность

Однако высокая интенсивность теплообмена при кипении будет наблюдаться только в том случае, если жидкость смачивает теплоотдающую поверхность.

Смачиваемость твердой поверхности характеризуется краевым углом θ, который при пузырьковом кипении меньше 90°. Таким образом, интенсивный процесс пузырькового кипения возможен только на смачивающейся поверхности. В настоящей работе будут рассматриваться основы теории теплообмена и экспериментальные исследования при пузырьковом кипении применительно к смачивающим жидкостям. При краевом угле смачивания $\theta > 90°$ жидкость не смачивает поверхность и теплообмен при кипении осуществляется через паровую фазу и вследствие малой теплопроводности пара интенсивность теплообмена будет значительно ниже, чем при кипении смачивающей жидкости. Формы образующихся пузырей и краевые углы при кипении жидкости смачивающей и несмачивающей теплоотдающую поверхность приведены на рис. 1.1.

Высокие значения коэффициентов теплоотдачи при кипении жидкостей на поверхности нагрева, когда отводятся значительные тепловые потоки, обусловлены иным, значительно более мощным по сравнению с турбулентным процессом в однофазной среде механизмом переноса. Особенность заключается в том, что основное количество теплоты от поверхности нагрева отводится из пристенного слоя в объем жидкости паровыми пузырями и частично перегретой жидкостью, которая увлекается пузырями при их отрыве и всплывании.

Возникновение паровых зародышей на теплоотдающей поверхности. При соприкосновении жидкости с поверхностью, к которой непрерывно подводится возрастающий тепловой поток с одновременным ростом температуры поверхности, при некотором превышении температуры поверхности над температурой насыщения начнется процесс кипения жидкости. Тонкий слой жидкости, прилегающей к поверхности, будет перегрет отно-

сительно температуры насыщения и на поверхности начнется образование паровых зародышей. Возникновение паровой фазы на шероховатой теплоотдающей поверхности будет происходить при более низких значениях перегрева, чем при кипении жидкости в объеме, что является еще одной характерной особенностью процесса кипения на твердой поверхности. Кроме того, процесс кипения на поверхности и его интенсивность зависят от состояния поверхности, ее теплофизических свойств, условий взаимодействия фаз и т. д.

Кипящую на твердой теплоотдающей поверхности жидкость следует рассматривать как систему, состоящую из паровой, жидкой и твердой фаз [1]. Аналитическое описание такого процесса с получением теоретических решений крайне сложно, поэтому при анализе возникновения кипения на твердой поверхности используют положения, полученные при кипении жидкостей в объеме.

Для выяснения роли твердой поверхности в процессе образования паровых зародышей необходимо рассмотреть эту задачу для гладкой горизонтальной поверхности [1].

Работа образования парового зародыша, возникшего на твердой поверхности будет определяться силами поверхностного натяжения, критическим радиусом парового пузыря и краевым углом смачивания, а именно

$$L = \frac{1}{3}\sigma\pi R_{кр}^{\,2}\left(2 + 3\cos\theta - \cos^3\theta\right). \qquad (1.1)$$

При кипении в объеме жидкости работа образования зародыша будет определяться как

$$L_{кр} = \frac{4}{3}\sigma\pi R_{кр}^{\,2}. \qquad (1.2)$$

Выражения (1.1) и (1.2) показывают, что работа образования парового зародыша на твердой поверхности и отношение работ $\frac{L}{L_{кр}}$ зависят от краевого угла смачивания и при значениях θ, близких к 180°, работа образования парового зародыша становится пренебрежимо малой величиной. Однако в реальных условиях краевые углы практически не превышают 140° [2, 3] и влияние смачиваемости поверхности может дать уменьшение работы образования зародыша на твердой поверхности в 2–3 раза. При этом вероятность образования зародыша остается весьма малой, а перегревы жидкости – высокими.

Реальные теплоотдающие поверхности не бывают абсолютно гладкими. На них имеются микрошероховатости – впадины, микротрещины, заполненные газом, твердые частицы, выступы, адсорбированные газы и т. д. Геометрические размеры этих элементов соизмеримы с размерами па-

ровых зародышей и на них значительно облегчается зарождение паровой фазы.

Большое значение для теории процесса парообразования на теплоотдающей поверхности имеет температура начала кипения или перегрев жидкости относительно температуры поверхности, при котором начинается процесс кипения. При рассмотрении задач теории развитого пузырькового кипения на твердой поверхности предполагается, что в центрах парообразования (углублениях) уже имеются паровые зародыши и исходя из этого определяются условия начала кипения и определение размеров впадин, которые могут быть активными центрами парообразования.

В [2] сделан вывод о том, что впадина может быть центром парообразования, если радиус ее устья равен критическому радиусу парового пузыря $R_{кр}$ или больше его. В связи с этим необходимый для начала процесса кипения перегрев жидкости может быть определен из соотношения $R_{кр} = (2\sigma T_н)/(r_* \rho_п \vartheta)$, если вместо $R_{кр}$ подставить R. Тогда

$$\vartheta = \frac{2\sigma T_н}{r_* \rho_п R}. \qquad (1.3)$$

Если принять, что температура теплоотдающей поверхности T_c и прилегающего слоя жидкости $T_ж$ равны, то $\vartheta = T_ж - T_н = T_c - T_н = \vartheta_c$. Тогда выражение (1.3) примет вид

$$\vartheta_c = \frac{2\sigma T_н}{r_* \rho_п R_c}. \qquad (1.4)$$

Однако соотношение (1.4) справедливо для условий равномерного перегрева жидкости и поверхности, т. е. когда перегрев жидкости равен перегреву стенки и постоянен по высоте ее слоя [1]. В реальных же условиях перегрев значительно отличается от рассчитанного по (1.4), т. к. процесс кипения на поверхности протекает в условиях температурной неравномерности стенки и жидкости.

Получение точного решения задачи о начале кипения практически не представляется возможным, т. к. при решении этой задачи принимается ряд упрощающих допущений и, кроме того, перегрев существенно зависит от таких факторов, как состояние жидкости (например, степень дегазации) и состояния теплоотдающей поверхности.

Скорость роста паровых пузырей. Скорость роста парового пузыря $\frac{dR}{d\tau}$ является одной из важнейших внутренних характеристик процесса кипения жидкостей как в объеме равномерно перегретой жидкости так и на теплоотдающей поверхности. При определении скорости роста парового

пузыря исходят из соотношения, по которому приращение массы пара в паровом пузыре за время $d\tau$ равно массе испарившейся за это же время жидкости и в общем случае теплота к паровому пузырю подводится от теплоотдающей поверхности через прилегающий микрослой жидкости и от перегретой жидкости через межфазную поверхность. При этом в жидкости возникают значительные инерционные силы, оказывающие динамическое воздействие на паровой пузырь.

Более подробно вопрос о скорости роста парового пузыря на теплоотдающей поверхности рассмотрен в четвертой главе.

Отрывной диаметр паровых пузырей. При кипении жидкостей на теплоотдающих поверхностях в центрах парообразования из парового зародыша пузырь может вырасти лишь до определенного предела, по достижении которого он отрывается от поверхности и всплывает. Размер пузыря, при котором происходит его отрыв, принято характеризовать отрывным диаметром d_0. При отрыве пузырь выталкивает некоторый объем перегретой жидкости и освободившееся место заполняется новой порцией недогретой до температуры перегрева жидкости. Вновь поступившая к центру парообразования недогретая жидкость нагревается, в результате чего температурные условия восстанавливаются, что обеспечивает образование нового парового зародыша и рост парового пузыря. Этот процесс протекает с определенной периодичностью, которая характеризуется частотой отрыва паровых пузырей от поверхности нагрева f.

Скорость роста парового пузыря в данный момент времени $dR/d\tau$, время роста пузыря от его образования до отрыва τ, отрывной диаметр d_0, частота отрыва пузырей f и средняя скорость роста пузыря $w_0 = d_0 f$ являются внутренними характеристиками процесса пузырькового кипения. Внутренние характеристики имеют важное значение при решении вопросов закономерностей теплообмена при пузырьковом кипении, особенно такие характеристики, как отрывной диаметр и средняя скорость роста парового пузыря.

Отрывной диаметр парового пузыря является масштабной характеристикой процесса пузырькового кипения и теоретическое решение вопроса об отрывном размере представляет собой достаточно трудную задачу, т. к. в процессе роста происходит не только изменение объема пузыря, но и его формы.

В статической постановке задачи о форме растущего и отрывающегося пузыря рассматривается действие на пузырь только подъемной силы и сил поверхностного натяжения. Но даже в этом случае получается довольно сложное дифференциальное уравнение, описывающее равновесие неподвижного в месте контакта с гладкой поверхностью при данном угле смачивания парового пузыря.

Было получено простое по структуре расчетное соотношение для определения величины отрывного диаметра, известное как формула Фритца, в виде

$$d_0 = 0{,}02\theta\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}}. \qquad (1.5)$$

Однако соотношение (1.5) содержит величину краевого угла смачивания θ, от которой в значительной степени зависит отрывной диаметр. Определение величины θ представляет собой весьма сложную задачу, т. к. информация о величине краевого угла для различных жидкостей при разных давлениях противоречива и недостаточно надежна. В работах Лабунцова [10] выявлена слабая зависимость θ от давления насыщения для воды при кипении на серебряной поверхности в диапазоне давлений 0,1–1,5 МПа. В работе же [19], проведенных на различных поверхностях (сталь, медь, никель) при давлении от 0,1 до 1,5 МПа, получено уменьшение величины θ с ростом давления насыщения. Противоречивость и недостоверность данных по величине краевого угла связаны с влиянием на него загрязнений теплоотдающей поверхности различными отложениями и посторонними примесями. Кроме того, экспериментальное определение θ представляет собой трудную техническую задачу, т. к. в реальных условиях развитого пузырькового кипения его величина не остается постоянной, а изменяется, достигая максимума при отрыве парового пузыря [1].

В результате ряда проведенных экспериментальных работ по определению отрывного диаметра парового пузыря как при высоких, так и при низких давлениях было показано резкое различие между экспериментальными данными и расчетными, проведенными по формуле Фритца, что говорит о невозможности ее практического широкого применения. Но в некоторой узкой области давлений насыщения (примерно 0,1 МПа для воды) опытные значения отрывного диаметра мало отличаются от расчетных [1]. Поэтому формулу (1.16) для расчета отрывного диаметра парового пузыря можно использовать только при давлении насыщения близкого к атмосферному.

В реальных условиях развитого пузырькового процесса кипения на паровой пузырь при его росте и отрыве, кроме сил поверхностного натяжения и подъемной силы, действуют инерционная сила и сила трения. Соотношение между этими силами меняется в период формирования парового пузыря. Кроме того, при интенсивном процессе кипения, когда на поверхности нагрева имеется достаточно большое число действующих центров парообразования, имеет место взаимное влияние паровых пузырей друг на друга, что осложняет анализ и теоретическое описание процесса формирования паровых пузырей. Поэтому определение величины отрыв-

ного диаметра производится по полуэмпирическим формулам, в которых сделана попытка учесть влияние отдельных факторов на процесс зарождения, роста и отрыва паровых пузырей.

Таким образом, при развитом пузырьковом кипении, когда происходит интенсивная турбулизация пристенного слоя жидкости паровыми пузырями, силой трения можно пренебречь и уравнение равновесия парового пузыря с учетом силы инерции может быть записано как [20]:

$$\left(\frac{\pi}{6}\right)d_0^3 g\left(\rho_ж-\rho_п\right)=\left(\frac{\pi}{8}\right)\zeta d_0^2\rho_ж\left(\frac{dR}{d\tau}\right)_{R_0}^2+\pi d_0\sigma f(\theta), \qquad (1.6)$$

где ζ – коэффициент гидродинамического сопротивления росту пузыря; $\left(\frac{dR}{d\tau}\right)_{R_0}$ – скорость перемещения жидкости, равная скорости роста парового пузыря.

Определяя скорость жидкости через скорость роста парового пузыря по выражению $dR/d\tau=\beta(a/R)Ja$ при $\beta=10$, уравнение равновесия можно записать в виде [22]:

$$\left(\frac{\pi}{6}\right)d_0^3 g\left(\rho_ж-\rho_п\right)=\left(\frac{1600}{3}\right)\pi\rho_ж a^2 Ja^2+\pi d_0\sigma f(\theta). \qquad (1.7)$$

Силой поверхностного натяжения можно пренебречь в случае определяющего влияния инерционных сил (при развитом пузырьковом кипении) и тогда из уравнения (1.7) следует, что отрывной диаметр парового пузыря равен [22]:

$$d_0=\left[\frac{3200\rho_ж a^2}{g\left(\rho_ж-\rho_п\right)}\right]^{1/3}Ja^{2/3}. \qquad (1.8)$$

Из соотношения (1.8) видно, что с увеличением теплового потока или с увеличением перегрева жидкости (с увеличением числа Якоба) диаметр парового пузыря при отрыве от теплоотдающей поверхности увеличивается.

Частота отрыва паровых пузырей. Большое значение для выявления закономерностей процесса пузырькового кипения имеет частота отрыва или образования паровых пузырей f. В общем виде $f=1/(\tau_1+\tau_2)$ и для определения величины f необходимо знать время роста до отрыва τ_1 и время ожидания τ_2 (период времени от момента отрыва до момента зарождения нового пузыря).

Время роста пузыря до отрыва τ_1 можно получить из уравнения роста пузыря, а время ожидания τ_2 может быть получено из решения задачи о прогреве полуограниченного массива жидкости при постоянном перегреве его поверхности [1]. При принятых в [1] значениях постоянных, связывающих размеры зародыша и впадины, выражение для определения времени ожидания будет

$$\tau_2 = \frac{144}{\pi a}\left(\frac{\sigma T_н}{r_* \rho_п \vartheta}\right)^2. \qquad (1.9)$$

В [23] время ожидания находится из решения задачи о прогреве полуограниченного массива жидкости до заданного значения ϑ на его поверхности для постоянной плотности подводимого теплового потока q:

$$\tau_2 = \frac{\pi}{4}\left(\frac{\vartheta}{q}\right)^2 \lambda c \rho. \qquad (1.10)$$

Однако выражения (1.9) и (1.10) не полностью отражают зависимость τ_2 от режимных параметров, т. к. они получены при идеализированных начальных предпосылках в расчетных схемах при оптимальной геометрии центров парообразования, в то время как многие особенности реального процесса парообразования и геометрии поверхности не учтены.

Приближенную оценку частоты образования паровых пузырей можно упростить, если принять $\tau_2 \to 0$ [1]. Этому соответствует область высоких давлений и больших плотностей теплового потока. В этом случае частота будет близка к $f = 1/\tau_1$. При низких значениях давлений и малых плотностях теплового потока частота образования паровых пузырей будет $f = 1/\tau_2$.

В связи с трудностью получения величины частоты отрыва паровых пузырей на основании теоретических предпосылок появляется необходимость получения f на основании полуэмпирических соотношений. Если на процесс роста пузырей определяющее влияние оказывают инерционные силы, то частоту отрыва можно определить через объемное количество пара, генерируемого каждым центром парообразования в единицу времени fd_0^3, по полуэмпирическому соотношению [22]:

$$fd_0^3 = 588\left[\frac{\rho_ж a^5}{g(\rho_ж - \rho_п)}\right]^{1/3} Ja^{5/3}. \qquad (1.11)$$

Удовлетворительно согласуется с опытными данными и полуэмпирическое соотношение, полученное в [24]:

$$f\sqrt{d_0} = 0{,}56\left[\frac{(\rho_ж - \rho_п)}{\rho_ж} g\right]^{0{,}5}. \qquad (1.12)$$

Соотношение (1.11) может быть преобразовано к виду, подобному выражению (1.12), если совместно решить (1.8) и (1.11). Совместное решение этих выражений дает следующую формулу для определения частоты отрыва f:

$$f\sqrt{d_0} = 0{,}7\left[\frac{(\rho_ж - \rho_п)}{\rho_ж} g\right]^{0{,}5}. \qquad (1.13)$$

Видно, что решение (1.13) и полуэмпирическое соотношение (1.12) различаются между собой только коэффициентами [25].

1.2. Уравнения подобия, описывающие теплообмен при пузырьковом кипении

Процесс пузырькового кипения в объеме жидкости и на теплоотдающей поверхности представляет собой очень сложный физический процесс, точное решение которого из-за отсутствия достаточно полных и исчерпывающих сведений об особенностях и деталях процесса получить пока не представляется возможным. Сложной задачей является также получение приближенного решения, описывающего процесс кипения с достаточно ясным физическим смыслом, позволяющим получать зависимости, обобщающие опытные данные. Это связано с тем, что процесс кипения имеет свои специфические особенности, связанные с массообменом, обусловленным фазовым превращением, причем паровая фаза возникает и взаимодействует с жидкостью в виде мелкодиспергированной среды. Этот процесс отличается глубоким своеобразием.

Физические представления о процессе кипения приводят к тому, что этот процесс представляется совокупностью множества индивидуальных, периодически повторяющихся малых процессов, из которых складывается развитие совокупности пузырьков пара от момента зарождения каждого их них до конца существования их как самостоятельных образований. Если рассматривать каждый элемент акта, то в отдельности они достаточно хорошо обоснованы, однако как целое явление поведение пузырьков в их взаимодействии с окружающей жидкостью и друг с другом отличается большой сложностью и вся картина процесса не ясна даже с качественной точки зрения. Поэтому процесс теплообмена при кипении рассматривается в упрощенной форме, иногда не адекватной его сложной структуре [26].

К настоящему времени получено большое количество различного рода эмпирических и полуэмпирических зависимостей определяющих как внутренние, так и внешние характеристики процесса кипения, которые широко применяются в инженерной практике, но до создания теории процесса кипения и точного решения задачи о теплообмене при кипении еще далеко.

Существующие расчетные зависимости, охватывающие различные условия процесса теплообмена при кипении и широкий диапазон изменения режимных параметров до настоящего времени не являются цельной системой количественных связей, объединенных общими принципами построения, взаимно дополняющих и подкрепляющих друг друга. Сопоставляемые уравнения приводят часто к несовпадающим численным результатам и, что более существенно, они зачастую отвечают разным физическим представлениям. Это особенно проявляется при анализе системы уравнений, применяемых для получения обобщенных зависимостей. Отсутствие единства в постановке задачи является следствием ограниченности знаний и исходных физических представлений о процессе кипения как сложном теплофизическом явлении.

Задача осложняется и тем, что в качестве параметров принимаются величины как термодинамические (определяющие состояние системы – давление и температура), так и физические константы обеих фаз, которые изменяются вместе с состоянием системы, а следовательно, являются функциями ее состояния. Кроме того, при решении задачи теплообмена при пузырьковом кипении следует иметь в виду, что некоторые внешние факторы, связанные с микрогеометрией поверхности, практически не поддаются количественному определению и не могут быть представлены в решении в простой и ясной форме через непосредственно заданные параметры [26]. В связи с этим поставим перед собой более ограниченную задачу: провести анализ задачи теплообмена при кипении на теплоотдающей поверхности при свободном движении жидкости методом теории подобия, используя возможности метода для анализа связей между исходными представлениями и конечными результатами. Кроме того, анализ позволяет обосновать систему чисел подобия и расчетных соотношений, пользуясь которыми можно приближенно решить для разных условий (род жидкости, давление, плотность теплового потока) одну из главных задач теории теплообмена при пузырьковом кипении – определение коэффициента теплоотдачи.

Рассмотрим уравнения подобия, которые нашли наиболее широкое применение при решении задач теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей и при обобщении экспериментальных данных.

В [1] рассматривается процесс пузырькового кипения, при котором практически вся теплота от теплоотдающей поверхности идет на нагрев жидкости, а затем переходит в теплоту фазового перехода (испарение при росте пузыря на поверхности нагрева и при движении его в перегретой жидкости). Процесс интенсивного теплообмена осуществляется в отдельных местах поверхности нагрева в условиях нестационарного теплообме-

на, т. к. механизм теплообмена между поверхностью и жидкостью связан с протекающими с определенной частотой и амплитудой элементарными актами, которые вызывают колебания температуры соприкасающихся тонких слоев жидкости и поверхности. Основное снижение температуры жидкости происходит в пристенном слое.

Поэтому теплообмен при кипении следует рассматривать как нестационарный теплообмен между твердой поверхностью и жидкостью и эту задачу нужно решать как сопряженную [1]. При приближенном анализе свойства поверхности можно не учитывать. В такой постановке приближенный анализ был проведен в [27], где вид основных чисел подобия определялся из системы дифференциальных уравнений конвективного теплообмена, в которую входят:

– уравнение неразрывности

$$divw = 0; \tag{1.14}$$

– уравнение движения жидкости

$$\frac{dw}{d\tau} + (wgrad)w = g - \frac{1}{\rho} gradp + \nu\nabla^2 w; \tag{1.15}$$

– уравнение энергии

$$\frac{dT}{d\tau} + (wgrad)T = a\nabla^2 T; \tag{1.16}$$

– уравнение теплообмена на границе поверхность нагрева – жидкость

$$\frac{dT}{dy} = -\frac{\alpha}{\lambda}\vartheta. \tag{1.17}$$

Из этой системы уравнений получаются известные числа подобия:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda};\ Pe = \frac{wl}{a};\ Fo = \frac{a\tau}{l^2};\ Pr = \frac{\nu}{a};\ Gr = \frac{gl^3\beta\vartheta}{\nu^2};\ Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2}.$$

При решении задачи теплообмена при кипении из всего комплекса чисел подобия необходимо выделить те числа, которые являются определяющими и определяемыми. К определяющим не относится число Эйлера, т. к. величина Δp не может быть заранее задана. Влияние сил тяжести, связанных с температурным расширением жидкости, пренебрежимо мало по сравнению с силами инерции и вязкости, поэтому число Грасгофа можно опустить. Число Нуссельта Nu является определяемым числом подобия [1].

В результате определяющими числами подобия будут: Пекле Pe, Фурье Fo и Прандтля Pr.

Для того чтобы из многообразного круга явлений конвективного теплообмена выделить рассматриваемый класс явлений (теплообмен при кипении), необходимо к системе уравнений добавить условия, которые отражают специфику теплообмена при кипении и конкретизируют поставленную задачу.

Целью приближенного анализа теплообмена при кипении является не нахождение локальных характеристик процесса в отдельных точках в любой момент времени, а определение его интегральных характеристик, усредненных по поверхности и во времени.

Кроме того, особенностью процесса кипения при свободном движении жидкости является то, что перемещение жидкости – есть результат самого процесса и скорость движения жидкости w не может быть заранее задана. Однако число Пекле входит в определяющие числа по той причине, что процесс развитого пузырькового кипения определяется следующими условиями и заранее заданными величинами: физическими свойствами жидкости и пара, зависящими от рода жидкости и давления, заданным температурным напором $\vartheta = T_c - T_н$ или плотностью теплового потока q. Выбор способа задания не имеет значения, но от него зависят форма и комбинация определяющих чисел. Если задается ϑ, то величина q не может входить в определяющие числа, т. к. $q = f(\vartheta)$, а если задается q, то в определяющие числа не может входить ϑ. Исходя из практических соображений, при развитом пузырьковом кипении чаще применяют задание плотности теплового потока q [1].

Так как в условия однозначности заранее включены q, физические свойства жидкости и пара, в частности теплота парообразования r_* и плотность пара ρ_n, то величина $q / r_* \rho_n$ будет иметь вполне определенное значение, имеющее размерность скорости, поэтому она может входить в число Пекле Pe. Эта скорость называется приведенной скоростью парообразования и обозначается w_*.

Характеристическим размером, входящим в числа Нуссельта, Пекле и Фурье, не может быть линейный размер поверхности нагрева, потому что интенсивность процесса теплообмена при кипении от него не зависит, т. к. рассматривается задача кипения на протяженной поверхности, значительно превышающей размер паровых пузырей. Высота слоя жидкости над теплоотдающей поверхностью также не может быть принята в качестве характеристического размера в связи с тем, что она не влияет на интенсивность теплообмена при кипении. Критический радиус парового пузыря $R_{кр}$ должен быть исключен в связи с тем, что он зависит от температурного напора ϑ, а следовательно, и от плотности теплового потока.

В качестве характеристического линейного размера при кипении жидкостей принимается среднее значение отрывного диаметра парового пузыря d_0, т. к. его можно считать независящим от плотности теплового потока q. На основании этого число Пекле для теплообмена при кипении принимает вид [1]:

$$Pe = \frac{qd_0}{r_* \rho_n a}. \qquad (1.18)$$

Здесь средний отрывной диаметр парового пузыря $d_0 = l_0 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_n)}}$, где l_0 – безразмерная линейная величина, характеризующая двухфазный пристенный слой.

В число Фурье Fo вместо времени полного цикла образования паровых пузырей на поверхности нагрева τ может быть введена обратная ему величина – частота образования паровых пузырей f, которую в первом приближении можно считать независящей от плотности теплового потока q. Таким образом, число Фурье для теплообмена при пузырьковом кипении будет

$$Fo = \frac{a\tau}{d_0^2} = \frac{a}{d_0^2 f}. \qquad (1.19)$$

Число Прандтля, характеризующее теплофизические свойства жидкости, присутствует во всех уравнениях конвективного теплообмена и не содержит каких-либо специфических величин, поэтому

$$Pr = \frac{\nu}{a}. \qquad (1.20)$$

Число Нуссельта для теплообмена при кипении будет иметь вид

$$Nu = \frac{\alpha_* d_0}{\lambda}. \qquad (1.21)$$

Величины, характеризующие физико-химическое взаимодействие между поверхностью нагрева и жидкостью (в частности угол смачивания θ) исключаются из рассмотрения, т. к. свойства теплоотдающей поверхности в принятом приближении не учитываются.

Специфической особенностью процесса кипения на теплоотдающей поверхности является наличие двухфазного пристенного слоя, в котором проявляется действие поверхностных сил, характеризуемых коэффициентом поверхностного натяжения σ, и подъемной архимедовой силы, обу-

словленной разностью плотностей жидкости и пара. Поверхностные силы, действующие в пристенном слое, можно выразить через капиллярную постоянную жидкости $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_{п})}}$. С учетом принятого характеристического масштаба длины можно получить безразмерную величину

$$l_0 = \frac{d_0}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_{п})}}}, \qquad (1.22)$$

характеризующую двухфазный пристенный слой. Наличие подъемных архимедовых сил может быть учтено включением в уравнение подобия числа Архимеда

$$Ar = \frac{gd_0^2}{\nu^2}\left(\frac{\rho_{ж}-\rho_{п}}{\rho_{ж}}\right), \text{ или симплекса } \rho_* = \rho_{ж}/\rho_{п}. \qquad (1.23)$$

Таким образом, с учетом (1.18) и (1.19) процесс теплообмена при пузырьковом кипении приближенно описывается системой безразмерных величин: Nu, Pe, Fo, Pr, l_0, ρ_*. Такое описание процесса позволяет получить удовлетворительные соотношения для расчетного определения коэффициента теплоотдачи.

При определении интенсивности процесса теплообмена при кипении определяемым числом является число Нуссельта Nu [1]:

$$Nu = Nu(Pe,\ Fo,\ Pr,\ l_0,\ \rho_*). \qquad (1.24)$$

В виде степенной функции уравнение (1.24) получим

$$Nu = CPe^{m_1}Fo^{n_2}Pr^{m_3}l_0^{m_4}\rho_*^{m_5}. \qquad (1.25)$$

Уравнение (1.25) можно представить также в виде:

$$Nu = CK^{m_1}Fo^{m_2}Pr^{m_3}l_0^{m_4}\rho_*^{m_5}. \qquad (1.26)$$

Здесь $m_2 = n_2 - m_1$, а критерий подобия

$$K = PeFo = \frac{q}{r_* \rho_п d_0 f}. \qquad (1.27)$$

Показатели степени и постоянная в уравнениях подобия определяются на основании опытных данных. Интенсивность процесса теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей в широком интервале изменения давлений и плотностей тепловых потоков может быть описана с достаточ-

ной точностью уравнением подобия, в котором $m_4 \approx 1$, а $m_5 \approx 0$. Тогда уравнение (1.26) можно упростить и записать в виде [1]:

$$Nu = CK^{m_1} Fo^{m_2} Pr^{m_3}, \tag{1.28}$$

или в развернутом виде

$$\frac{\alpha_*}{\lambda}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}} = C\left(\frac{q}{r_*\rho_п w''}\right)^{m_1}\left(\frac{a}{d_0^{\,2} f}\right)^{m_2}\left(\frac{\nu}{a}\right)^{m_3}. \tag{1.29}$$

Здесь $Nu = \dfrac{\alpha_*}{\lambda}\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}}$.

Кроме того, оказалось, что $m_2 = n_2 - m_1 \approx 0{,}1$ и поэтому уравнение (1.28) можно записать как [1]

$$Nu = CK^m Pr^n. \tag{1.30}$$

Так как число Прандтля является критерием, характеризующим теплофизические свойства жидкостей и присутствующим во всех уравнениях конвективного теплообмена, то задача сводится только к нахождению специфического для кипения критерия K.

В соответствии с (1.30) и опытными данными была получена обобщенная зависимость для определения интенсивности теплообмена при пузырьковом кипении

$$Nu = 75K^{0,7} Pr^{-0,2}, \tag{1.31}$$

или в развернутой форме

$$\frac{\alpha_*}{\lambda}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}} = 75\left(\frac{q}{r_*\rho_п w''}\right)^{0,7}\left(\frac{a}{\nu}\right)^{0,2}. \tag{1.32}$$

Здесь w'' – средняя скорость роста паровых пузырей, а $l_* = \sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}}$ – капиллярная постоянная. Все теплофизические свойства жидкости и пара принимаются на линии насыщения.

Существует несколько основанных на различных предпосылках систем дифференциальных уравнений, служащих для установления вида обобщенных переменных и функциональных связей между ними применительно к задачам гидродинамики двухфазного потока и теплообмена при кипении. Одна из таких систем предложена С.С. Кутателадзе [20], в которой рассматриваются следующие дифференциальные уравнения:

– уравнение движения для жидкой фазы

$$\rho_{ж}\frac{D\vec{w}_{ж}}{d\tau}=\rho_{ж}g-\bar{V}p+\mu_{ж}\bar{V}^2\vec{w}_{ж}; \tag{1.33}$$

– уравнение движения для паровой фазы

$$\rho_{п}\frac{D\vec{w}_{п}}{d\tau}=(\rho_{п}-\rho_{ж})\vec{g}-\bar{V}p+\mu_{п}\bar{V}^2\vec{w}_{п}; \tag{1.34}$$

– уравнения сплошности для жидкой и паровой фаз

$$div\vec{w}_{ж}=\frac{\partial w_{жx}}{\partial x}+\frac{\partial w_{жy}}{\partial y}+\frac{\partial w_{жz}}{\partial z}=0; \tag{1.35}$$

$$div\vec{w}_{п}=\frac{\partial w_{пx}}{\partial x}+\frac{\partial w_{пy}}{\partial y}+\frac{\partial w_{пz}}{\partial z}=0; \tag{1.36}$$

– уравнение теплопроводности для жидкой фазы

$$\frac{dT}{d\tau}=a\nabla^2T; \tag{1.37}$$

– условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз:

$$-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{гр}=r_{*}\rho_{п}w_{п}''; \tag{1.38}$$

$$t_{гр}=t_{н}+\frac{T_{н}(\rho_{ж}-\rho_{п})}{r_{*}\rho_{ж}\rho_{п}}\left[\frac{2\sigma\rho_{ж}}{R(\rho_{ж}-\rho_{п})}-\frac{\lambda}{r_{*}\chi}\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{гр}\sqrt{2\pi BT_{н}}\right], \tag{1.39}$$

где χ – коэффициент аккомодации; B – удельная газовая постоянная;

– условия механического взаимодействия на границе раздела фаз:

$$p_{п(гр)}=p_{гр}+\sigma(1/R_1+1/R_2); \tag{1.40}$$

$$\mu_{п}\left(\frac{\partial w_{п}}{\partial n}\right)_{гр}=\mu_{ж}\left(\frac{\partial w_{ж}}{\partial n}\right)_{гр}; \tag{1.41}$$

$$(w_{п(x,y)})_{гр}=\left(w_{ж(x,y)}\right)_{гр}; \tag{1.42}$$

– масштаб сформировавшихся пузырей:

$$R\sqrt{g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\sigma}=f(\theta,w^2/(gl)...), \tag{1.43}$$

$$\delta_i/l...,z_i,... \tag{1.44}$$

В условия однозначности входят физические свойства, параметры насыщения p и $T_н$, температурный напор ϑ или плотность теплового потока q, ускорение силы тяжести и геометрические размеры системы. Вязкость сухого насыщенного пара практически не влияет на гидродинамику двухфазного потока, поэтому величина $\mu_п$ исключается из условий однозначности.

В уравнении (1.38) произведение $\rho_п w_п''$ представляет собой массовую скорость пара в направлении нормали к поверхности пузыря.

В уравнении (1.40) величины R_1 и R_2 – главные радиусы кривизны границы раздела фаз в данной точке.

Анализ системы уравнений (1.33)–(1.44) для процесса теплообмена при кипении в большом объеме (когда задана плотность теплового потока) приводит к обобщенным переменным в виде:

$$\frac{\alpha_* l_*}{\lambda} = f_1\left[\frac{\nu}{a};\ \frac{g}{\nu^2}\left(\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_п)}\right)^{3/2}\left(1-\frac{\rho_п}{\rho_{ж}}\right);\ \frac{q}{r_*\rho_п\nu}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_п)}};\right.$$
$$\left.\frac{(r_*\rho_п)^2}{c_p T_н \rho_{ж}\sqrt{\sigma g(\rho_{ж}-\rho_п)}};\ \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_{ж}-\rho_п)}};\ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_п)l_*^2};\ \theta;\right.$$
$$\left.\delta_i\sqrt{\frac{g(\rho_{ж}-\rho_п)}{\sigma}};\ z_i\right]. \quad (1.45)$$

В зависимости (1.45) комплексы $\frac{q}{r_*\rho_п\nu}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_п)}} = Re$ и $\frac{g}{\nu^2}\left(\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_п)}\right)^{3/2}\left(1-\frac{\rho_п}{\rho_{ж}}\right) = Ar$ представляют собой числа Рейнольдса и Архимеда кипения, соответственно. За определяющий размер принята капиллярная постоянная $l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_п)}}$, а в качестве скорости – скорость парообразования $q/(r_*\rho_п)$. Число Прандтля для жидкости $Pr = \frac{\nu}{a}$.

Комплекс $\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_п)l_*^2}$ характеризует относительные размеры зародышей паровых пузырей и входит в критериальные уравнения в том случае, если отрывной диаметр паровых пузырей соизмерим с размерами

поверхности нагрева. В противном же случае влияние этого комплекса не учитывается [25].

Число $K_p = \dfrac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_ж - \rho_п)}}$ рассматривается как отношение двух обобщенных переменных – безразмерного перепада давлений на границе раздела фаз $\dfrac{\Delta p}{(\sigma / d_0)}$ и величины этого перепада – $\Delta p / p$ [25].

Комплексная переменная $K_t = \dfrac{(r_* \rho_п)^2}{c_p T_н \rho_ж \sqrt{\sigma g(\rho_ж - \rho_п)}}$ получена в [21] и представляет собой произведение нескольких комплексов:

$$K_t = \frac{\rho_п}{\rho_ж} \cdot \frac{\rho_п}{(\rho_ж - \rho_п)} \cdot \frac{r_*}{c_p T_н} \cdot \frac{r_*}{g\sqrt{\sigma / [g(\rho_ж - \rho_п)]}}.$$

Величины θ, z_t и $\delta_t \sqrt{g(\rho_ж - \rho_п)/\sigma}$ исключаются из числа аргументов, т. к. они характеризуют свойства теплоотдающей поверхности. В связи с трудностью количественной оценки этих свойств, при построении обобщенных зависимостей рассматриваются лишь условия, при которых влияние этих величин не проявляется [25].

Число Нуссельта кипения $Nu = \dfrac{\alpha . l_*}{\lambda} = \dfrac{\alpha_*}{\lambda} \sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}}$.

Число Re_* можно заменить на число Пекле кипения $Pe = \dfrac{q}{r_* \rho_п a} \sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}}$. С учетом этого соотношения уравнение (1.45) можно записать

$$Nu = f\left(Pe,\ Ar,\ Pr,\ K_t,\ K_p\right). \qquad (1.46)$$

1.3. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении жидкостей на гладких изотермических поверхностях

Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении жидкостей на различных теплоотдающих поверхностях является одним из основных методов исследования и определения интенсивности теплообмена с установлением зависимости между коэффициентом теплоотдачи и режимными параметрами. Кроме того, при экспериментальном исследовании крайне важно установить влияние на интенсивность теплообмена

других факторов, таких как теплофизические свойства жидкости, тип поверхности и ее теплофизические свойства, влияние перегрева, начало процесса развитого пузырькового кипения и т. д. В результате экспериментальных исследований появляется возможность получения обобщающих зависимостей, позволяющих рассчитать интенсивность теплообмена при кипении в исследованных условиях не только для исследованных жидкостей, но и для жидкостей со схожими физическими свойствами.

В работе [28] рассматривался процесс теплообмена при кипении фреона-21, применение которого перспективно в низкой ступени бинарного цикла мощных энергетических установок. Представлены результаты экспериментальных исследований процесса теплообмена при кипении в диапазоне температур кипения от +20 до +160 °С. Процесс кипения осуществлялся на никелевой трубке диаметром 2,5 мм и длиной 85 мм с шероховатостью 8 класса чистоты. Давление насыщения изменялось от 0,15 до 4 МПа, а плотность теплового потока от 0,4 до 200 кВт/м^2. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 1.2 в виде зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при различных температурах (давлениях) насыщения.

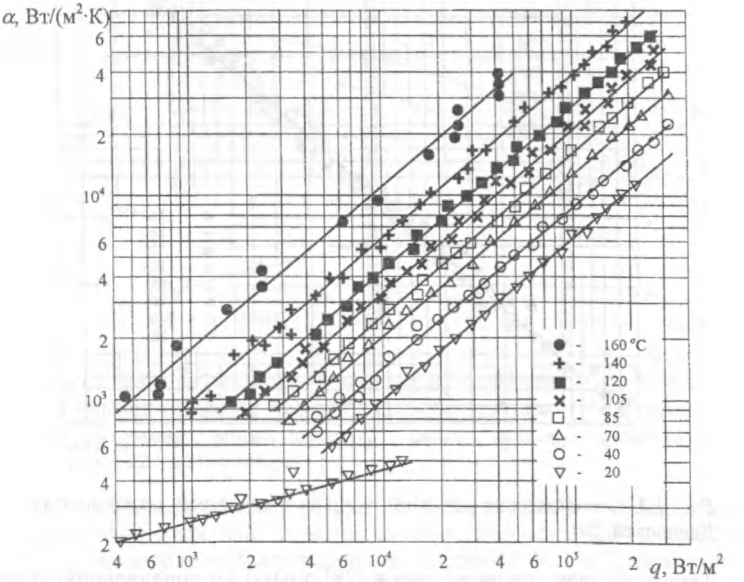


Рис. 1.2. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от теплового потока q при различных температурах насыщения [28]

Установлено, что большинство известных критериальных зависимостей не пригодны для расчета коэффициентов теплоотдачи при кипении фреонов. Оказалось, что полученные экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью, предложенной Г.Н. Даниловой [29]. На рис. 1.3 представлена обработка результатов экспериментов по формуле Г.Н. Даниловой. Разброс экспериментальных данных от расчетной зависимости не превысил ± 20 %. Величина A в формуле Г.Н. Даниловой рассчитывалась по формуле

$$A = \frac{p_*^{1/4}}{T_*^{7/8} M^{1/8}} \left(0{,}14 + 2{,}2\frac{p}{p_*}\right)\left(\frac{R_z}{R_{z0}}\right), \qquad (1.47)$$

где p_* и T_* – критические параметры; M – молекулярный вес; R_z – высота выступов шероховатости экспериментального участка, мкм; $R_{z0} = 1$ мкм.

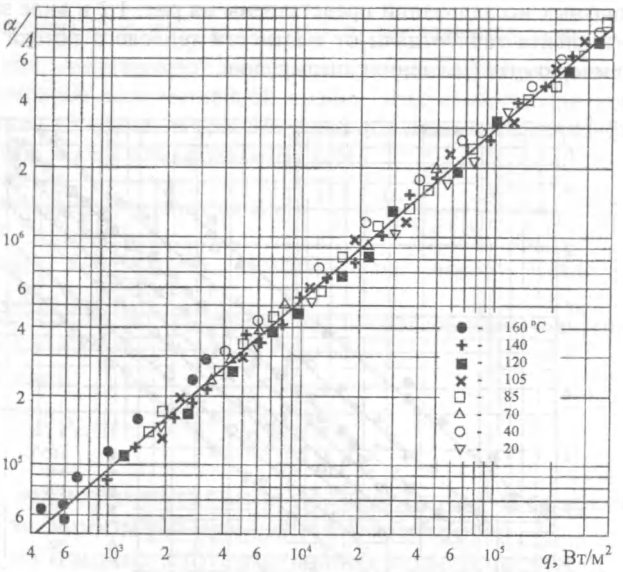


Рис. 1.3. Сопоставление результатов опыта с расчётной зависимостью Даниловой [29]

Таким образом, проведенные в [28] опыты по определению коэффициентов теплоотдачи при кипении фреона-21 показали, что формула, предложенная Г.Н. Даниловой, наиболее точно описывает экспериментальные данные, а на интенсивность процесса теплообмена при кипении фреона-21

оказывает величина шероховатости R_z, усиливая ее при увеличении последней.

В [30] рассматривалась теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных одиночных трубах и пучках труб, выполненных из различных материалов.

Одиночная труба № 1: Ст 3, диаметр 5 мм, длина 90 мм, шероховатость 6,02 мкм, температура кипения –40…+20 °С, плотность теплового потока 600…72000 Вт/м^2. Одиночная труба № 2: нержавеющая сталь, диаметр 6 мм, длина 92 мм, шероховатость 2,6 мкм, температура кипения –40…+20 °С, плотность теплового потока 440…91400 Вт/м^2.

Визуальные наблюдения и измерения показали наличие гистерезиса при переходе от кипения к свободной конвекции и от свободной конвекции к кипению. Коэффициенты теплоотдачи существенно различаются при одном и том же тепловом потоке (рис. 1.4). Температура кипения при этом составила +20 °С.

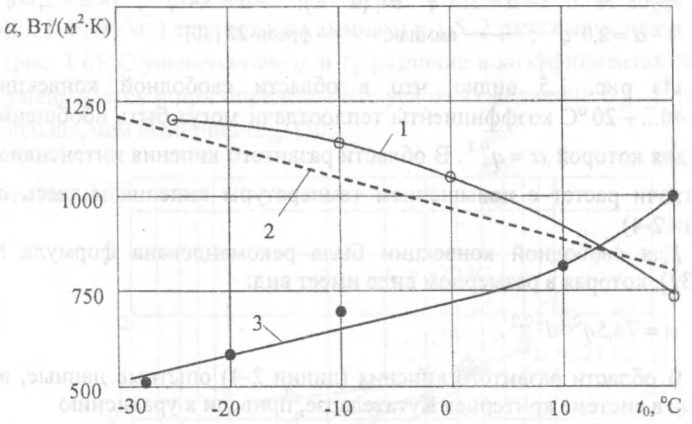


Рис. 1.4. Влияние температуры кипения на коэффициент теплоотдачи при кипении аммиака и фреона-22 на пучке труб при q = 2000 Вт/м^2 [30]: 1 – аммиак, данные автора; 2 – аммиак, данные Гоголина [31]; 3 – фреон-22, данные автора

В зависимости от температуры насыщения процесс кипения прекращался или начинался при значении теплового потока 4200…12000 Вт/м^2 (рис. 1.5). Эксперименты, проведенные на трубах № 1 и 2, показали, что интенсивность процесса теплообмена не зависит от шероховатости поверхности в рассмотренном интервале шероховатостей.

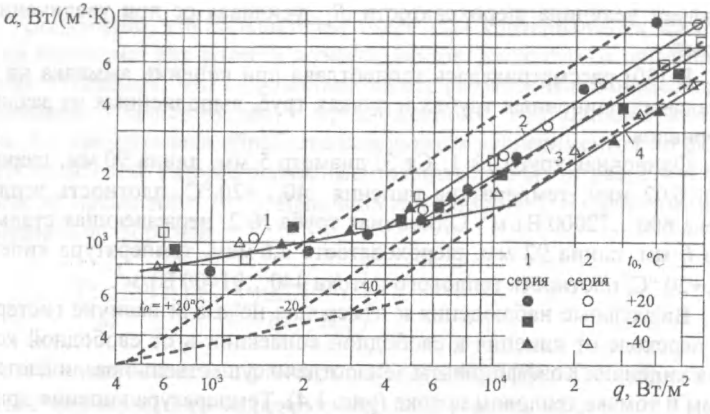


Рис. 1.5. Коэффициенты теплоотдачи при кипении аммиака на одиночной трубе № 1: $1-\alpha = 215 \cdot q^{0,2}$ Вт/(м² · К); $2-\alpha = 3,4 \cdot q^{0,7}$; $3-\alpha = 2,7 \cdot q^{0,7}$; $4-\alpha = 2,0 \cdot q^{0,7}$; ——— аммиак; – – – – фреон-22 [30]

Из рис. 1.5 видно, что в области свободной конвекции при $t_0 = -40... + 20$ °С коэффициенты теплоотдачи могут быть обобщены линией 1, для которой $\alpha \approx q^{0,2}$. В области развитого кипения интенсивность теплоотдачи растет с повышением температуры кипения и здесь $\alpha \approx q^{0,7}$ (линии 2-4).

Для свободной конвекции была рекомендована формула Михеевой [32], которая в размерном виде имеет вид:

$$\alpha = 74,5 q^{0,2} d^{-0,2}. \qquad (1.48)$$

В области развитого кипения (линии 2-4) опытные данные, обработанные в системе критериев Кутателадзе, привели к уравнению

$$Nu = 5,9 \cdot 10^{-4} Re^{0,7} Pr^{0,35} Kp^{0,7}.$$

Кипение фреона-22 начиналось и прекращалось при меньших тепловых потоках, чем у аммиака, что можно объяснить меньшим поверхностным натяжением фреона. Однако интенсивность теплообмена аммиака до определенного значения q выше, чем у фреона-22. Это объясняется более высокой теплопроводностью аммиака, поэтому при малых значениях теплового потока, когда кипение фреона развито слабо, процесс передачи теплоты в аммиаке идет более интенсивно [30].

Когда процесс кипения фреона-22 становится более интенсивным, теплоотдача фреона и аммиака становятся одинаковыми, а при $t_0 = +20$ °С

теплоотдача фреона-22 превышает теплоотдачу аммиака. Это говорит о большей степени влияния давления на теплоотдачу при кипении фреона-22 (при равных значениях t_0 приведенное давление у фреона-22 больше, чем у аммиака).

В области $t_0 = -20...-40$ °С и $q = (1000...5000)$ Вт/м^2 коэффициент теплоотдачи аммиака больше α фреона-22 в 1,2...2,2 раза, а при $q = (8000...1300)$ Вт/м^2 коэффициенты теплоотдачи сравниваются.

При $t_0 = +20$ °С и $q \geq 5000$ Вт/м^2 $\frac{\alpha_{Ф-22}}{\alpha_{ам}} > 1{,}5$.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов [30] установлено наличие гистерезиса при кипении аммиака и его влияние при этом проявляется при всех исследованных значениях t_0 и охватывает область тепловых потоков от 5000 до 100000 Вт/м^2. Начало и прекращение кипения аммиака соответствует более высоким значениям тепловых потоков, чем для фреона-22.

Оказалось, что для условий работы испарителей ($t_0 = -25...-10$ °С и $q = (700...3500)$ Вт/м^2) теплоотдача аммиака в 1,5–2 раза выше, чем у фреона-22 (рис. 1.6). С увеличением q и t_0 различие в коэффициентах теплоотдачи уменьшается и при определенных условиях величина $\alpha_{Ф-22}$ оказывается больше, чем величина $\alpha_{ам}$ [30].

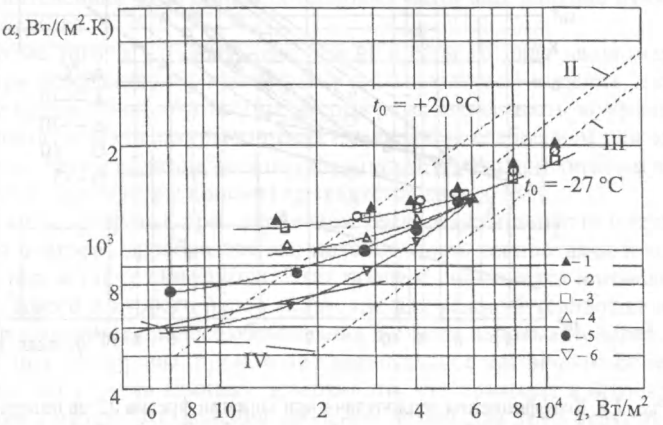


Рис. 1.6. Средние коэффициенты теплоотдачи при кипении аммиака на пучке труб: 1 – $t_0 = -25$ °С; 2 – $t_0 = -20$ °С; 3 – $t_0 = -10$ °С; 4 – $t_0 = 0$ °С; 5 – $t_0 = +10$ °С; 6 – $t_0 = +20$ °С; I, II, III – одиночная труба, аммиак [I – $\alpha = 167q^{0,7}$ Вт/(м^2 · град); II – $t_0 = +20$ °С; III – $t_0 = -20$ °С]; IV – пучок труб, фреон-22 [30]

Были проведены исследования интенсивности теплообмена при кипении фреона-22 на одиночной медной трубе и пучке горизонтальных труб [32] наружным диаметром 20 мм и длиной 380 мм при тепловой нагрузке q от 900 до 11600 Вт/м^2. Температура насыщения при этом изменялась от –40 до –3 °С. Полученная зависимость $\alpha = f(q)$ представлена на рис. 1.7 и она сравнивалась с данными по теплоотдаче при кипении фреона-22 других авторов. Сопоставление представленных на рис. 1.7 данных по кипению фреона-22 на одиночной трубе удовлетворительно согласуются между собой и коэффициенты теплоотдачи находятся в пределах (300–5000) Вт/м^2 · К при исследованных плотностях теплового потока. Сопоставление экспериментальных данных и расчетных зависимостей различных авторов показало, что наилучшие результаты дает уравнение, предложенное Г.Н. Даниловой. Максимальное расхождение расчетных и опытных значений составило 15 %.

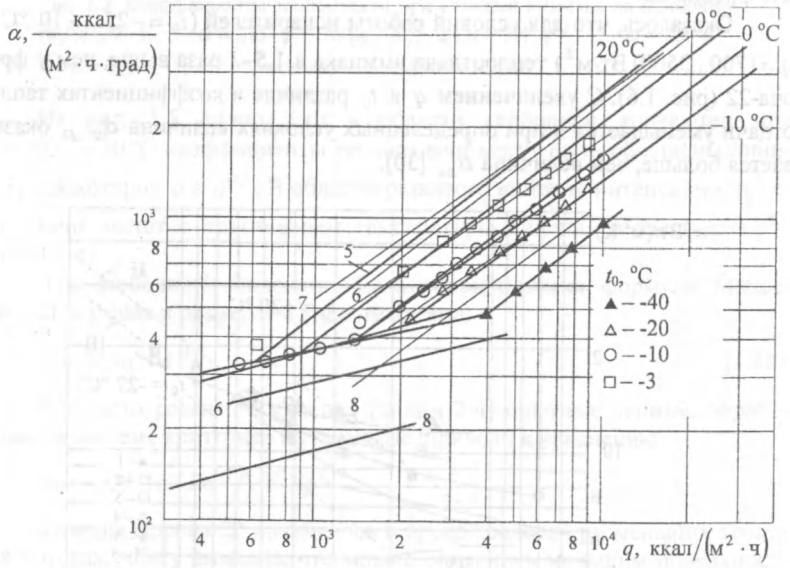


Рис. 1.7. Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона-22 на поверхности одиночной трубы: опыты: 1–4 – автора; 5 – Даниловой; 6 – Даниловой и Бельского (никелевая трубка t_0 = 18–38 °С); 7 – Ратиани и Авалиани (t_0 = 15–17 °С); 8 – Лавровой (t_0 = –15 °С) [32]

При кипении на пучке процесс теплоотдачи интенсифицируется, начало пузырькового кипения перемещается в область меньших тепловых

потоков по сравнению с одиночной трубой. Так, если при $t_0 = -20$ °С образование паровых пузырей на поверхности одиночной трубы наблюдалось при $q > 2800$ Вт/м^2, то в пучке уже при $q = 2300$ Вт/м^2 процесс парообразования на поверхности труб носил интенсивный характер [32].

Закономерности изменения теплоотдачи с изменением нагрузки для первого и верхних рядов существенно различны. На верхних рядах теплоотдача значительно интенсивнее, чем на нижних. Это обусловлено тем, что при кипении на пучках, помимо процесса образования и отрыва паровых пузырей, на теплоотдаче существенно сказывается гидродинамика образующегося двухфазного потока [32]. В связи с этим, возрастание коэффициентов теплоотдачи по рядам может быть объяснено турбулизацией потока и пограничного слоя жидкости пузырями пара, идущими от труб нижних рядов.

По мнению Г.Н. Даниловой [32], теплоотдача при кипении на поверхности пучка труб определяется наложением двух процессов: парообразования на поверхности каждой трубы, как и для одиночной трубы; обтекания труб верхних рядов потоком паровых пузырей, образующихся на трубах нижних рядов (влияние пучка).

Степень влияния каждого из этих процессов меняется с изменением температуры кипения и тепловой нагрузки. Влияние пучка труб на интенсивность теплообмена проявляется в большей степени при малых тепловых нагрузках, когда процесс парообразования на поверхности труб протекает не интенсивно. При больших тепловых нагрузках влияние пучка проявляется слабее.

Кроме того, в [32] выявлено, что для первого ряда закономерность изменения коэффициента теплоотдачи с температурой кипения такая же, как и для одиночной трубы. Для пятого ряда зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры кипения проявляется слабее, чем для одиночной трубы. Таким образом, можно предположить, что при кипении в пучке понижение температуры кипения проявляется двояко [32].

С одной стороны, при понижении температуры кипения уменьшается число центров парообразования; интенсивность теплоотдачи и коэффициенты теплоотдачи снижаются. Этот процесс сказывается в основном на трубах первого и второго рядов снизу, где для условий теплоотдачи определяющим является процесс образования и отвода паровых пузырей.

С другой стороны, происходит значительное увеличение объема пара, приходящегося на единицу поверхности, что приводит к большей турбулизации потока. Это явление особенно важно для труб верхних рядов пучка, где определяющим фактором для процесса теплообмена является омывание труб идущим снизу потоком парожидкостной смеси [32].

Исследование теплоотдачи при кипении пропана [110] проводилось на трубке из стали 1Х18Н9Т, диаметром 10 и 15 мм, рабочей длиной 180 мм в области неразвитого и развитого пузырькового кипения в интервале плотностей тепловых потоков 500...116×10^3 Вт/м^2 и температур на-

сыщения $T_н = 273 - 323$ К. Данные, полученные при кипении пропана в большом объеме на горизонтальной трубке при температуре насыщения 303 К, представлены на рис. 1.8. Для области неразвитого пузырькового кипения, в интервале плотностей тепловых потоков 500...3000 Вт/м^2 опытные значения коэффициента теплоотдачи описывались уравнением $\alpha = Bq^{n_1}$, где B – коэффициент пропорциональности, равный 99,6, при температуре насыщения 303 К, $n_1 = 0{,}24$ [33]. В этой области условия теплообмена определяются полностью свободной конвекцией жидкости. При плотности теплового потока $q > 3000$ Вт/м^2 кипение постепенно охватывало всю трубку, температура ее поверхности падала и значения коэффициентов теплоотдачи приближались к значениям на линии развитого пузырькового кипения. Было определено, что в этой области имеет место явление гистерезиса: при постепенном увеличении плотности теплового потока от 500 до 3000 Вт/м^2 кипение запаздывало, а при постепенном уменьшении нагрузки от 4000 Вт/м^2 были получены более высокие значения коэффициентов теплоотдачи, чем в первом случае, при тех же нагрузках. Существует неустойчивая область, в которой можно получить значения коэффициентов теплоотдачи, находящиеся между значениями для развитого и неразвитого пузырькового кипения. Для пропана эта область находится в интервале плотностей тепловых потоков 900...3000 Вт/м^2. При $\alpha \sim q^n$ и $q < 800$ Вт/м^2 теплообмен не зависит от направления изменения тепловой нагрузки. Для области развитого пузырькового кипения опытные точки описываются уравнением:

$$\alpha < Aq^n,$$

где A – коэффициент пропорциональности, равный 4,74 при $T_н = 303$ К, $n = 0{,}7$ [33].

На рис. 1.9 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры насыщения, полученная экспериментально [33]. Показатели степени с изменением температуры не менялись и оставались равными 0,7 и 0,24. В области неразвитого пузырькового кипения интенсивность теплоотдачи незначительно зависит от температуры, а в области развитого кипения эта зависимость существенная. В области развитого кипения коэффициенты теплоотдачи могут быть определены по формуле [33] для фреона-12:

$$\alpha = 3{,}5\frac{\lambda^{1,3}\gamma'^{0,2}\gamma''^{0,06}}{r^{0,6}\gamma_0^{0,66}c^{0,33}\sigma^{0,5}\nu^{0,3}}q^{0,6}, \qquad (1.49)$$

где $\lambda, r, c, \sigma, \nu$ – для жидкости; $\gamma', \gamma'', \gamma_0$ – жидкости, пара и пара при 0,1 МПа.

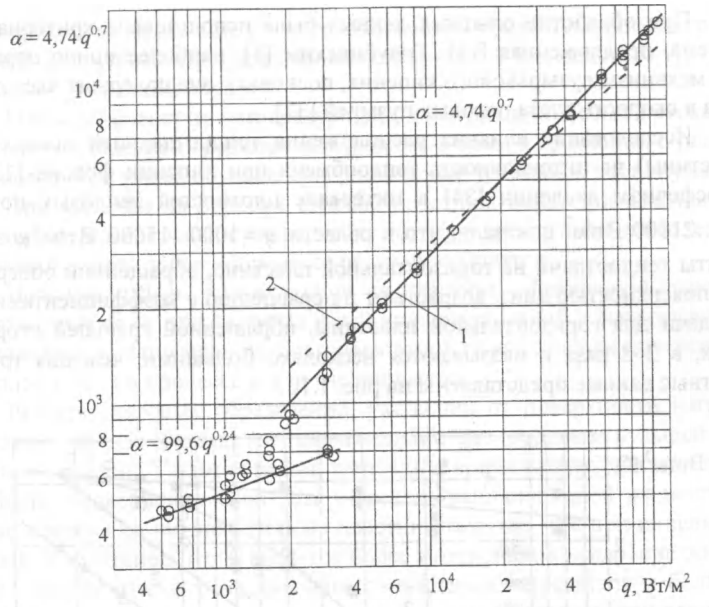


Рис. 1.8. Результаты исследования теплоотдачи при кипении пропана для $T_н = 303$ °К [33]: 1 – экспериментальные данные; 2 – рассчитанные по уравнению [33]

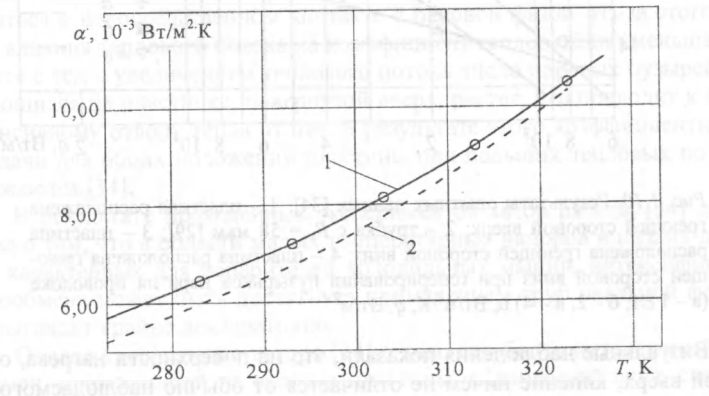


Рис. 1.9. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры насыщения [33]: 1 – полученная экспериментально; 2 – по уравнению [33] для $q = 41{,}868 \cdot 10^3$ Вт/м^2

При обработке опытных данных была использована критериальная система, предложенная В.И. Толубинским [1], наиболее полно отражающая механизм пузырькового кипения, поскольку она содержит частоту отрыва и скорость роста паровых пузырей [33].

Исследование влияния расположения теплоотдающей поверхности (пластины) на интенсивность теплообмена при кипении фреона-113 при атмосферном давлении [34] в интервале плотностей тепловых потоков 900...21000 Вт/м^2 показали, что в области $q = 1000...15000$ Вт/м^2 коэффициенты теплоотдачи на горизонтальной пластине, обращенной обогреваемой поверхностью вниз, возрастают по сравнению с коэффициентами теплоотдачи для горизонтальной пластины, обращенной греющей стороной вверх, в 2–3 раза и оказываются несколько большими, чем для трубки. Опытные данные представлены на рис. 1.10.

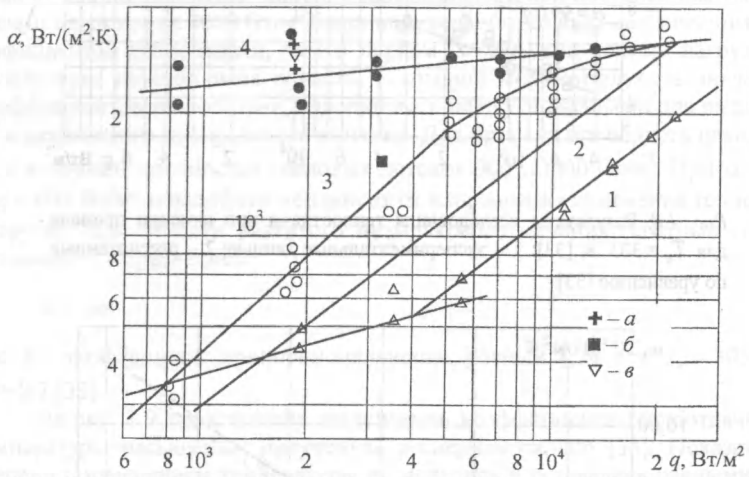


Рис. 1.10. Результаты опытных данных [34]: 1 – пластина расположена греющей стороной вверх; 2 – трубка с R_z = 58 мкм [29]; 3 – пластина расположена греющей стороной вниз; 4 – пластина расположена греющей стороной вниз при генерировании пузырьков пара на проволоке (а – 1 Вт; б – 2; в – 4) α, Вт/м^2·К, q, Вт/м^2

Визуальные наблюдения показали, что на поверхности нагрева, обращенной вверх, кипение ничем не отличается от обычно наблюдаемого. На пластине, обращенной греющей стороной вниз, растущий пузырек сначала имеет шарообразную форму, которая в процессе роста и слияния с соседними пузырями принимает форму плоских сфероидов, медленно скользящих

по поверхности. Последние по мере сползания к краям пластинки отрываются в виде крупных парообразований неправильной формы. Автор [34] это объясняет следующим образом.

Меньшие разности температур при одинаковых тепловых потоках на пластине, обращенной греющей поверхностью вниз, в сравнении с пластиной, повернутой вверх, обусловлены различными условиями роста пузырей.

При кипении на верхней стороне пластины доля, примыкающей к нагревателю поверхности пузыря, через которую происходит наиболее интенсивный подвод тепла, в процессе роста уменьшается.

Паровой пузырь, возникающий на пластине, обращенной греющей поверхностью вниз, прижимается к ней подъемной силой и вытягивается в горизонтальном направлении. Благодаря этому доля площади интенсивного теплоподвода в процессе роста увеличивается.

Размеры паровых образований, уходящих от поверхности нагрева, при этом гораздо больше отрывных диаметров паровых пузырей при обычном кипении. Таким образом, площадь и время взаимодействия паровой фазы с поверхностью нагрева (через пограничный слой жидкости) в случае кипения на нижней стороне пластины больше, чем при кипении на верхней. Следствием этого является более интенсивное испарение жидкости у поверхности нагрева, большее охлаждение нагревателя и большие коэффициенты теплоотдачи в первом случае, чем во втором (при равных и невысоких q).

С ростом теплового потока увеличивается интенсивность испарения в примыкающем к поверхности нагрева слое жидкости, вследствие чего при кипении на нижней стороне пластины часть ее поверхности может оказаться в непосредственном контакте с паровой фазой. Из-за этого степень влияния теплового потока на коэффициент теплоотдачи уменьшается. Вместе с тем с увеличением теплового потока число паровых пузырей, образующихся на пластинке, повернутой вверх, растет, что приводит к более интенсивному отводу тепла от нее. В результате этого коэффициенты теплоотдачи для обоих положений пластины при больших тепловых потоках сближаются [34].

В результате проведенных экспериментов автор работы [34] делает вывод о том, что в области малых температурных напоров и низких давлений, характерных для испарителей холодильных машин, интенсификация теплообмена может быть достигнута применением труб овальной формы, что выглядит крайне декларативно.

Однако утверждение автора [34] о том, что более интенсивный теплообмен, протекающий на стороне пластины, обращенной вниз, связан с увеличением доли теплоты, подводимой путем теплопроводности через основание пузыря, и является определяющим при парообразовании, вызывает большие возражения, и вот по какой причине. Известно [1, 10, 11, 12], что образование паровой фазы в пристенном перегретом слое жидкости в

общем случае происходит как с межфазной поверхности парового пузыря, так и за счет передачи теплоты от теплоотдающей поверхности у основания пузыря. При высоких давлениях превалирует второй механизм парообразования, а при низких и средних давлениях – первый. В [34] исследована теплоотдача при кипении жидкости при атмосферном давлении, поэтому более интенсивный процесс теплообмена на нижней поверхности образца связан, по-видимому, с первым механизмом процесса парообразования за счет увеличения площади межфазной поверхности при слиянии отдельных паровых пузырей в крупные паровые конгломераты.

В [256] был исследован процесс теплообмена при кипении аммиака на горизонтальной трубе в условиях свободного движения жидкости при следующих параметрах: давление (температура) насыщения $p_н = 0{,}066...0{,}16$ МПа $(T_н = -24...-42\,°C)$; плотность теплового потока $q = 36...82$ кВт/м^2; диаметр исследованного образца – 112 мм, длина – 750 мм. При анализе и решении задачи об интенсивности теплообмена в условиях вынужденного движения кипящей жидкости возникают дополнительные, по сравнению с кипением в большом объеме, трудности. Эти трудности вызваны многообразием форм течения парожидкостной смеси, необходимостью учитывать динамическое воздействие потока на процесс парообразования, а также процессы термического и механического взаимодействия между фазами на границе раздела.

При анализе условий теплообмена на поверхности образца установлено, что при малых значениях скорости циркуляции аммиака теплоотдача на поверхности определяется интенсивностью процесса парообразования, т. е. плотностью теплового потока q. С учетом этого процесс теплоотдачи можно рассматривать как теплоотдачу при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции [25] и критериальная зависимость для процесса теплообмена может быть представлена в общем виде как

$$Nu = f\left(Re,\ Ar,\ Pr,\ K_t,\ K_p\right). \qquad (1.50)$$

Из переменных, стоящих под знаком функции, необходимо выделить те, которые в большей степени влияют на процесс теплоотдачи, и исключить из числа аргументов те переменные, которые незначительно влияют на теплоотдачу при кипении в исследованных условиях и усложняют расчет процесса теплоотдачи. Было установлено, что на интенсивность теплоотдачи наибольшее влияние оказывают плотность теплового потока q и давление (температура) насыщения $p_н$ при различных массовых расходах аммиака. Влияние величин q и $p_н$ определяется числом Рейнольдса кипения Re и числом K_p. При реализации условия беспрепятственного отвода паровой фазы теплоотдача при развитом пузырьковом кипении не зависит от формы и ориентации теплоотдающей поверхности. Это означает, что ускорение сил поля тяжести не оказывает заметного влияния на теплоот-

дачу и число Архимеда кипения Ar можно исключить из числа аргументов. Кроме того, из числа аргументов можно исключить и комплексную переменную $K_t = \dfrac{(r\rho_п)^2}{c_p T_н \rho_ж \sqrt{\sigma g(\rho_ж - \rho_п)}}$, т. к. в нее входят параметры, незначительно влияющие на теплоотдачу при исследованных условиях или влияние которых учтено Re или K_p. Число Прандтля Pr в исследованном диапазоне температур кипения аммиака изменяется в небольших пределах, поэтому его также можно исключить из числа аргументов.

Следовательно, критериальная зависимость, описывающая процесс теплоотдачи на поверхности образца при кипении аммиака, запишется в виде

$$Nu = f\left(Re,\ K_p\right), \tag{1.51}$$

а уравнение для определения коэффициента теплоотдачи будет иметь вид

$$Nu = cRe^m K_p^n. \tag{1.52}$$

Здесь $Nu = \dfrac{\alpha_*}{\lambda}\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}}$; $Re = \dfrac{w_*}{\nu}\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_ж - \rho_п)}}$;

$K_p = \dfrac{p_н}{\sqrt{\sigma g(\rho_ж - \rho_п)}}$; $w_* = \dfrac{q}{r\rho_п}$.

Теплофизические параметры выбираются при температуре насыщения.

Как показали эксперименты, коэффициент теплоотдачи при кипении аммиака в исследованном диапазоне плотностей тепловых потоков и температур насыщения изменялся в пределах от 3700 до 5200 Вт/(м^2 · К).

Зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при различных температурах кипения аммиака представлены на рис. 1.11.

Полученные опытные данные коэффициента теплоотдачи использовались для определения постоянных c, m, n из уравнения (1.52), в результате чего критериальная зависимость имеет вид

$$Nu = 0{,}235 \cdot 10^{-3} Re^{0{,}85} K_p^{0{,}73}. \tag{1.53}$$

Из зависимостей $\alpha_* = f(p_н)$ видно, что с уменьшением температуры (давления) кипения аммиака интенсивность теплоотдачи падает, что обусловлено обеднением центрами парообразования теплоотдающей поверхности. При этом для зарождения на поверхности паровых пузырей данного радиуса требуется все более и более высокий перегрев жидкости или более высокое значение плотности теплового потока.

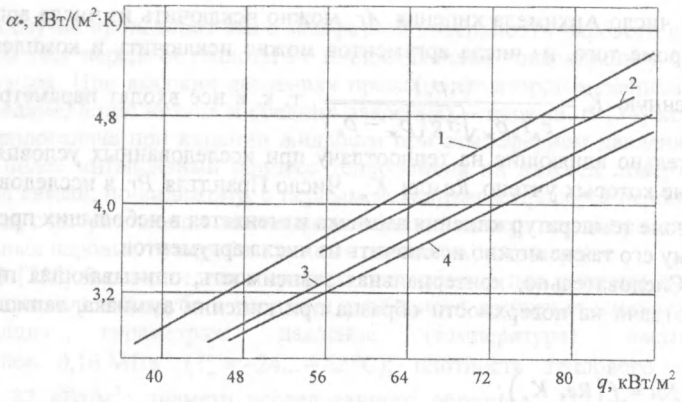


Рис. 1.11. Зависимости коэффициента теплоотдачи α_0 аммиака от плотности теплового потока q при различных температурах кипения хладагента [256]: 1 – t_0 = –24…–26 °С; 2 – t_0 = –30…–32 °С; 3 – t_0 = –35 °С; 4 – t_0 = –40…–42 °С

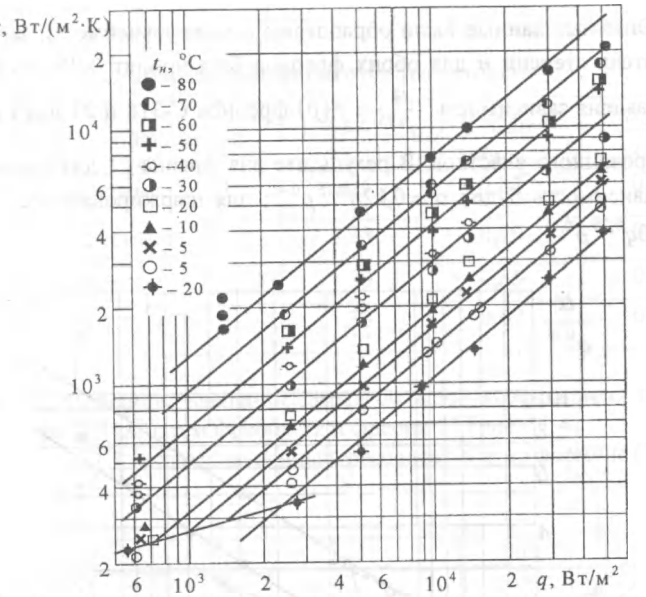
Фреоны С-318 и 21 [29] по своим термодинамическим свойствам могут быть использованы в тепловых насосах, а, кроме того, фреон-21 может быть использован в качестве рабочего тела в низкой ступени бинарного цикла энергетических установок большой мощности.

В [29] был исследован процесс теплообмена при кипении фреона С-318 и 21 на поверхности нагрева – нержавеющая трубка ∅ 5,1 мм, длиной 91 мм с толщиной стенки 0,2 мм. Половина трубки была гладкой с R_z = 3,84 мкм, а другая половина – шаржированной с R_z = 9,13 мкм.

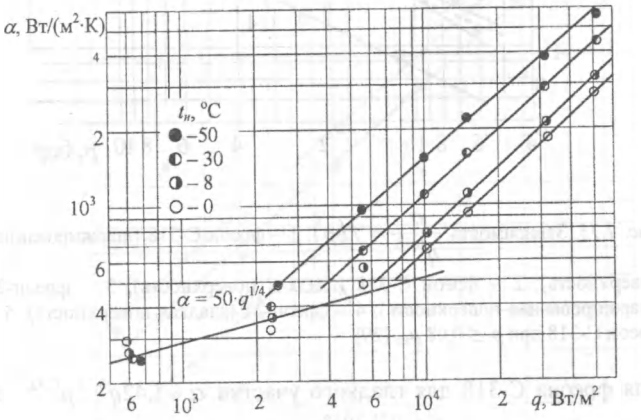
Область исследованных режимных параметров: плотность теплового потока – 600–53000 Вт/м^2; для С-318 $t_0 = -20... + 80$ °С, $p = 0,057...1,35$ МПа; для фреона-21 $t_0 = 0... + 50$ °С и $p = 0,07...0,41$ МПа.

На гладкой поверхности трубки кипение начиналось и прекращалось при более высоких значениях тепловых нагрузок, чем на шаржированной. Чем выше температура кипения, тем при более низкой тепловой нагрузке начиналось кипение, причем кипение сначала начиналось на шаржированной трубке. При одинаковой тепловой нагрузке отрывные диаметры пузырей на гладкой поверхности были значительно большими, чем при тех же условиях на шаржированной.

Результаты опытов для гладкой поверхности с R_z = 3,84 мкм приведены на рис. 1.12.



а)



б)

Рис. 1.12. Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона С-318 (а) и фреона-21 (б) на гладком участке трубки [29]

Опытные данные были обработаны в виде зависимости $\alpha = A q^n p^m$. Показатель степени n для обоих фреонов был принят 0,75. На рис. 1.13 представлена зависимость $\frac{\alpha}{q^{0,75}} = f(p)$ фреонов С-318 и 21 для гладкого и шаржированного участков. В результате для фреона-21 для гладкого участка зависимость будет $\alpha = 0{,}82 q^{0,75} p^{0,41}$; для шаржированного участка – $\alpha = 1{,}50 q^{0,75} p^{0,41}$.

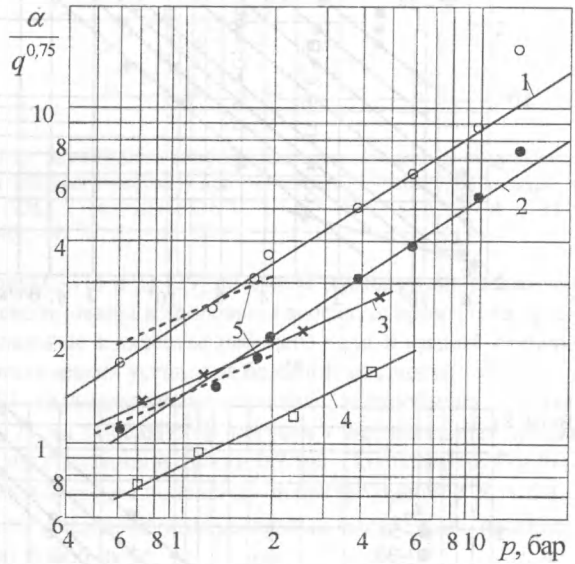


Рис. 1.13. Зависимость $\frac{\alpha}{q^{0,75}} = f(p)$: 1 – фреон С-318 (шаржированная поверхность); 2 – фреон С-318 (гладкая поверхность); 3 – фреон-21 (шаржированная поверхность); 4 – фреон-21 (гладкая поверхность); 5 – фреон С-318 при $p \le 0{,}08\, p_{кр}$ [29]

Для фреона С-318 для гладкого участка $\alpha = 1{,}42 q^{0,75} p^{0,58}$; для шаржированного участка $\alpha = 2{,}4 q^{0,75} p^{0,58}$.

При $t_0 = 0 \ldots + 20$ °С коэффициенты теплоотдачи фреона С-318 примерно на 15 %, а фреона-21 на 50 % ниже, чем у фреона-12 (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Сравнение коэффициентов теплоотдачи

t_0, °C	Данные	$\frac{\alpha_{Ф\text{-}22}}{\alpha_{Ф\text{-}12}}$	$\frac{\alpha_{ФС\text{-}318}}{\alpha_{Ф\text{-}12}}$	$\frac{\alpha_{Ф\text{-}21}}{\alpha_{Ф\text{-}12}}$
20	Опытные	1,26	0,83	0,34
	Расчетные	1,38	0,70	0,44
0	Опытные	1,59	0,85	0,46
	Расчетные	1,33	0,67	0,53

При атмосферном давлении самый большой коэффициент теплоотдачи у фреона С-318, затем фреона-22 и фреона-21 (рис. 1.14).

В таблице 1.1 приведены данные, рассчитанные по формуле (1.63).

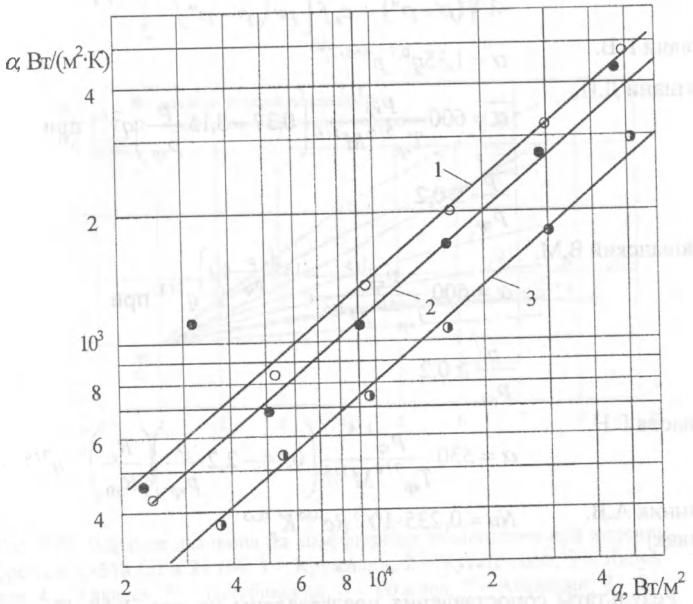
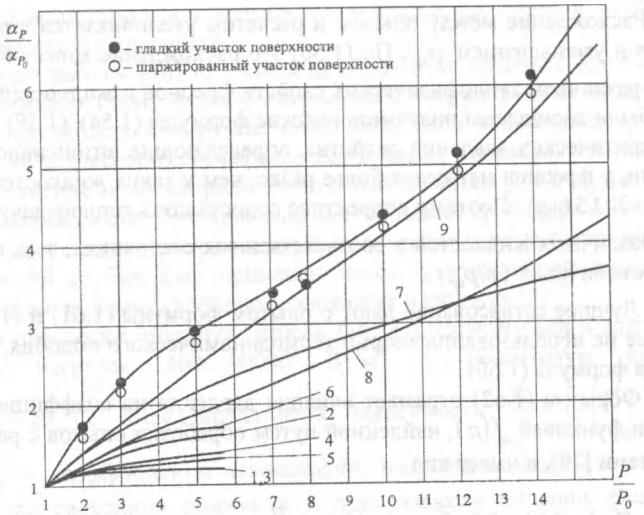


Рис. 1.14. Сравнение опытных значений коэффициентов теплоотдачи фреонов-21, 22 и С-318 при $p = 1$ ата: 1 – фреон С-318 ($t_0 = -6{,}4$ °С); 2 – фреон-22 ($t_0 = -40{,}8$ °С); 1 – фреон-21 ($t_0 = +8{,}9$ °С) [29]

Приведено сопоставление опытных данных с результатами расчетов по формулам различных авторов в виде зависимости $\frac{\alpha_p}{\alpha_{p0}} = f\left(\frac{p}{p_0}\right)$, где p – данное давление, а $p_0 = 1$ ата.

Автор:	Расчетное уравнение:	
Кружилин Г.Н.	$Nu = 0{,}082 Pr^{-0{,}45} K_q^{\ 0{,}7} K_t^{\ 1/3}$	(1.54)
Кутателадзе С.С.	$Nu = 0{,}55 Re^{0{,}7} Pr^{0{,}35} K_p^{\ 0{,}7}$	(1.55)
Лабунцов Д.А.	$Nu = 0{,}125 Re^{0{,}65} Pr^{1/3}$	(1.56)
Аладьев И.Т.	$\frac{\theta}{T_s} = B\left(\frac{10^{-6} qr}{A\lambda T_s}\right)^{0{,}3}\left(\frac{r}{c_p T_s}\right)$	(1.57)
Толубинский В.И.	$Nu = 75 K^{0{,}7} Pr^{-0{,}2}$	(1.58)
Розенов У.М.	$\frac{\alpha}{\lambda}\sqrt{\frac{\sigma}{(\rho' - \rho'')}} = \frac{1}{c_s f}\left[\frac{q}{\mu r}\left(\frac{\sigma}{\rho' - \rho''}\right)^{0{,}5}\right]^{2{,}3} Pr^{0{,}7}$	(1.59)
Ратиани Г.В.	$\alpha = 1{,}35 q^{0{,}7} p^{665/T_s^{1{,}3}}$	(1.60)
Авалиани Д.И.	$\alpha = 600 \frac{p_{кр}^{\ 1/3}}{T_{кр}^{\ 5/6} M^{1/6}}\left(0{,}37 + 3{,}15\frac{p}{p_{кр}}\right) q^{2/3}$ при $\frac{p}{p_{кр}} \le 0{,}2$	(1.61)
Боришанский В.М.	$\alpha = 600 \frac{p_{кр}^{\ 1/3}}{T_{кр}^{\ 5/6} M^{1/6}} e^{1{,}85\left(\frac{p}{p_{кр}} - 0.2\right)} q^{2/3}$ при $\frac{p}{p_{кр}} \ge 0{,}2$	(1.62)
Данилова Г.Н.	$\alpha = 530 \frac{P_{кр}^{\ 1/4}}{T_{кр}^{\ 7/8} M^{1/8}}\left(0{,}14 + 2{,}2\frac{p}{p_{кр}}\right)\left(\frac{R_z}{R_{z0}}\right)^{0{,}2} q^{3/4}$	(1.63)
Овсянник А.В. (аммиак)	$Nu = 0{,}235 \cdot 10^{-3} Re^{0{,}85} K_p^{\ 0{,}73}$	(1.64)

Результаты сопоставления представлены на рис. 1.15. При одинаковом p_0 изменение α с давлением для фреона С-318 оказывается более существенным, чем для фреона-21. Это объясняется различием критических давлений (для С-318 $p_{кр} = 27{,}8$ бар, а для фреона-21 – 51,7 бар).



а)



б)

Рис. 1.15. Влияние давления на коэффициент теплоотдачи при кипении фреонов С-318 (а) и 21 (б): 1 – Кружилин; 2 – Кутателадзе; 3 – Лабунцов; 4 – Аладьев; 5 – Толубинский; 6 – Розенов; 7 – Авалиани; 8 – Боришанский; 9 – Данилова

По рис. 1.15 влияние давления на коэффициент теплоотдачи по формулам (1.54)–(1.59) сказывается в меньшей степени, чем в действительно-

сти. Расхождение между опытом и расчетом увеличивается с ростом давления и уменьшением $p_{кр}$. По (1.56) это расхождение может быть объяснено различием теплофизических свойств фреонов и жидкостей, для которых были составлены полуэмпирические формулы (1.54)–(1.59). Из-за низких критических давлений свойства, определяющие интенсивность теплоотдачи, у фреонов меняются более резко, чем у таких жидкостей, как вода ($p_{кр} = 221{,}5$ бар). Поэтому корректнее сопоставлять теплоотдачу при кипении различных жидкостей в соответственных состояниях, т. е. при одинаковых величинах $(p/p_{кр})$.

Лучшее согласование дают с опытом формулы (1.61) и (1.62), основанные на использовании теории термодинамического подобия, и эмпирическая формула (1.60).

Формула (1.62) отражает влияние давления на коэффициент теплоотдачи функцией $f(\pi)$, найденной путем обработки опытов с различными фреонами [29], и имеет вид

$$f(\pi) = 0{,}14 + 2{,}2\frac{p}{p_{кр}} \text{ при } 0{,}02 \le \frac{p}{p_{кр}} \le 0{,}5.\ R_{z0} = 1 \text{ мкм}.$$

В таблице 1.2 приведены результаты расчета коэффициентов теплоотдачи С-318 и 21 при атмосферном давлении для гладкой трубки.

Таблица 1.2

Сравнение расчетных и опытных коэффициентов теплоотдачи

Показатели	Расчетные формулы										Опытн. значен.
	(1.65)	(1.66)	(1.67)	(1.68)	(1.69)	(1.70)	(1.72)	(1.73)	(1.74)		
Фреон-21	840	680	1095	870	1250	647	820	1260	1010	α	820
	1,02	0,83	1,34	1,06	1,52	0,79	1,00	1,54	1,23	$\frac{\alpha}{\alpha_{оп}}$	
Фреон С-318	695	680	975	2720	1110	354	820	1165	1100	α	1400
	0,65	0,48	0,70	1,95	0,79	0,25	0,58	0,83	0,79	$\frac{\alpha}{\alpha_{оп}}$	

Формула (1.62) лучше, чем все остальные, описывает опытные данные для обоих фреонов при атмосферном давлении.

Для шаржированного участка трубки опытные коэффициенты теплоотдачи выше рассчитанных по всем формулам. Подобные результаты наблюдались для шаржированной поверхности и в опытах с фреонами-12 и 113 [29].

Авторы [29] на основании опытных данных пришли к выводу о том, что коэффициенты теплоотдачи для шаржированной поверхности

в 1,5–2 раза выше, чем для поверхности с чистотой, полученной на трубках промышленного изготовления.

Авторы работы [36] представили обобщение опытных данных при кипении аммиака. Горизонтальные аммиачные кожухотрубные испарители работают при тепловых нагрузках 1000…5000 Вт/м^2 и давлениях кипения 0,08…0,3 МПа. Экспериментальные исследования показали, что при этих условиях кипение аммиака носит неразвитый характер [37] и на интенсивность теплообмена существенное влияние оказывает свободная конвекция.

Для обобщения опытных данных, полученных при кипении аммиака на одиночной трубке, был применен метод, учитывающий совместное влияние на теплоотдачу свободного движения и кипения [20].

Для обработки опытных данных [36, 37], полученных в интервале тепловых нагрузок 400…90000 Вт/м^2 и температур кипения $t_0 = -40...+20$ °С, была предложена зависимость $\frac{\alpha_{on}}{\alpha_0} = f\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)$, где $\alpha_{on}, \alpha_0, \alpha_k$ – коэффициенты теплоотдачи, полученные соответственно в опытах, при свободном движении и при развитом кипении. Величину α_0 предлагалось рассчитывать по формуле Михеевой $Nu_0 = 0{,}50(GrPr)^{0{,}25}$, а величину α_k – по уравнению, полученному в [37]:

$$Nu = 0{,}37Re^{0{,}7}K_p^{\,0{,}7}Pr^{0{,}35}. \qquad (1.65)$$

Результаты обработки данных для кривой кипения, полученной при уменьшении тепловой нагрузки (рис. 1.16, линия 1 – сверху вниз), соответствуют уравнению

$$\frac{\alpha_{on}}{\alpha_0} = \sqrt{1+\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2}. \qquad (1.66)$$

Или в критериальном виде:

$$Nu_{on} = Nu_0\left[1+\left(\frac{0{,}37Re^{0{,}7}K_p^{\,0{,}7}Pr^{0{,}35}l_0}{0{,}50(GrPr)^{0{,}25}l_*}\right)^2\right]^{0{,}5}. \qquad (1.67)$$

В числах Nu_{on}, Nu_0, Gr за определяющий размер l_0 принимался диаметр трубки d, а в числе Re за определяющий размер принималась капиллярная постоянная $l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{ж}-\rho_{п})}}$. Но принимать за определяющий размер диаметр трубки в числе Nu_{on} будет некорректным, т. к. этот размер не

отражает характерных особенностей процесса теплообмена при кипении [1, 26].

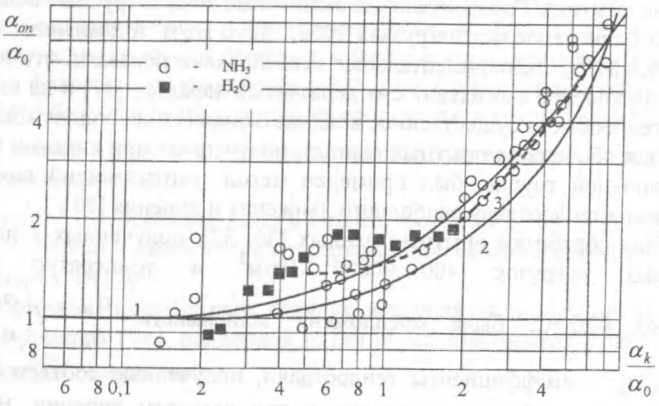


Рис. 1.16. Обобщение опытов с аммиаком, фреоном-22 и водой при кипении на одиночной трубе [36]: $1-\frac{\alpha_{on}}{\alpha_0}=\sqrt{1+\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2}$;

$2-\frac{\alpha_{on}}{\alpha_0}=1+0{,}12\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2$; 3 – фреон-22

При $\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\le 0{,}1$ теплообмен характеризуется свободной конвекцией и $\alpha_{on}=\alpha_0$; при $\frac{\alpha_k}{\alpha_0}>4$ – процессом кипения и $\alpha_{on}=\alpha_k$.

Для случая изменения тепловой нагрузки снизу вверх (рис. 1.16, линия 2) обработка результатов приводит к следующей формуле:

$$\frac{\alpha_{on}}{\alpha_0}=1+0{,}12\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2; \qquad (1.68)$$

при $\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\le 0{,}4$ $\alpha_{on}=\alpha_0$; $\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\ge 7$ $\alpha_{on}=\alpha_k$. Область совместного действия свободной конвекции и кипения при $t_0=-40...+20\,^{\circ}C$ соответствует плотности теплового потока $q=1000...35000$ Вт/м^2.

На рис. 1.16 также приводятся результаты обработки данных по кипению фреона-22 [37] и воды [38], кипящей при атмосферном давлении и плот-

ности теплового потока $q = 270...13000$ Вт/м^2. Значения α_0 в обоих случаях рассчитывалось по уравнению для Nu_0, значения α_k для фреона-22 – по формуле Даниловой [39], для воды – по формуле Кутателадзе [20].

Зависимость для воды и аммиака оказалась одинаковой, тогда как для фреонов влияние свободной конвекции перестает сказываться на теплоотдаче при значительно меньших значениях $\frac{\alpha_k}{\alpha_0}$. $\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0} = 1{,}6\right)$ – для фреона-22 и $\frac{\alpha_k}{\alpha_0} \approx 4$ для воды и аммиака.

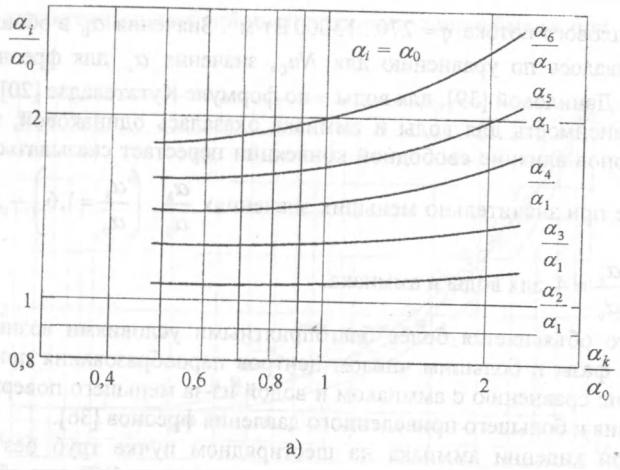
Это объясняется более благоприятными условиями возникновения паровой фазы и большим числом центров парообразования при кипении фреона по сравнению с аммиаком и водой из-за меньшего поверхностного натяжения и большего приведенного давления фреонов [36].

При кипении аммиака на шестирядном пучке труб без обечайки влияние рядности слабо сказывается на теплоотдаче [37], что объясняется неупорядоченным характером обтекания отдельных рядов жидкостью и паром. При кипении аммиака на пучке труб, огражденного обечайкой, создается направленное движение жидкости и парожидкостной смеси вдоль рядов трубок пучка из-за стесненных условий процесса кипения. Коэффициенты теплоотдачи возрастают при переходе от нижних рядов к верхним. Эксперименты показывают [36], что и в случае кипения аммиака на пучке труб при $q = 1000...10000$ Вт/м^2 процесс парообразования развит слабо и на теплообмен существенное влияние оказывает свободная конвекция. Теплоотдача пучка труб увеличивается по сравнению с теплоотдачей одиночной трубы в 1,4 [36] раза и средний коэффициент теплоотдачи можно рассчитать по формуле

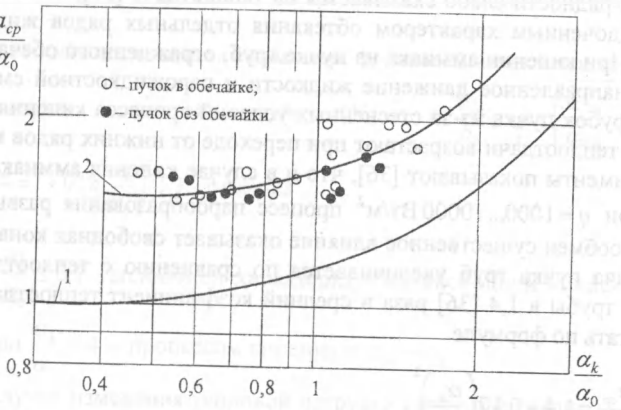
$$\frac{\alpha_{cp}}{\alpha_0} = 1{,}4 + 0{,}17\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2. \qquad (1.69)$$

Для условий работы аммиачных испарителей характерно неразвитое кипение, при котором интенсивность теплообмена определяется совместным действием парообразования и свободной конвекции [36].

Средние коэффициенты теплоотдачи на пучке труб при $t_0 = -20...0$ °С и $q = 1000...10000$ Вт/м^2 также существенно зависят от свободной конвекции.



а)



б)

Рис. 1.17. Обобщение опытных данных по аммиаку, кипящему на пучках трубок [36]: а – зависимость $\frac{\alpha_i}{\alpha_1} = f\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)$; б – зависимость $\frac{\alpha_{cp}}{\alpha_0} = f\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)$; $1 - \frac{\alpha_{on}}{\alpha_0} = 1 + 0{,}12 \cdot \left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2$; $2 - \frac{\alpha_{cp}}{\alpha_0} = 1{,}4 + 0{,}17 \cdot \left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2$

К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по кипению различных фреонов в области режимных парамет-

ров, соответствующих работе холодильных, теплонасосных и теплоэнергетических установок. Для анализа, сопоставления и использования их в расчетной практике эти экспериментальные данные разными авторами обычно представляются в той или иной форме обобщенных переменных. При этом используются методы теории подобия, анализ размерностей или теория приближенного термодинамического подобия [40].

Для расчета теплоотдачи при развитом кипении фреонов предложено [39] обобщенное уравнение, полученное методом приближенного термодинамического подобия, которое позволяет лучше учесть влияние свойств жидкости и давления насыщения на интенсивность теплоотдачи, но не вскрывает внутренней физической сущности процесса.

Для получения системы количественных соотношений особое значение приобретают теоретические и экспериментальные исследования с целью определения внутренних характеристик механизма пузырькового кипения, а также изучения совместного влияния этих характеристик на гидродинамическое состояние двухфазного слоя и интенсивность отвода тепла от поверхности нагрева. К таким характеристикам относятся отрывной диаметр и частота отрыва пузырька, скорость роста пузырьков и плотность центров парообразования на поверхности нагрева, макроскопические краевые углы смачивания [40].

Анализ физических представлений о механизме переноса тепла при пузырьковом кипении [39, 42, 43] и соответствующих уравнений для расчета интенсивности теплоотдачи показывает, что для получения достаточно строгих количественных соотношений, способных обобщить накопленный экспериментальный материал, необходимо наиболее удобным образом представить суммарный тепловой поток, отводимый с поверхности нагрева.

Для определения суммарной плотности теплового потока используются результаты, изложенные в [44].

Суммарная плотность теплового потока складывается из потока тепла, расходуемого на фазовое превращение, и потока тепла, затрачиваемого на перегрев жидкости, которая выносится паровыми пузырьками из пристенного слоя в основной объем. Плотность теплового потока, расходуемого на фазовое превращение [40]:

$$q_1 = \frac{\pi}{6} f d_0^3 r \rho'' n_F , \qquad (1.70)$$

где n_F – число действующих центров парообразования.

Часть перегретой жидкости уносится из пристенного слоя вместе с паровым пузырьком в виде присоединенной массы. При этом всплывающий пузырек окружен оболочкой из перегретой жидкости, избыточная энтальпия которой расходуется на рост пузырька в процессе всплывания.

Таким образом, из пристенного перегретого слоя с каждого центра парообразования выталкивается и уносится в основной объем некоторая секундная масса жидкости [40]:

$$m = c_m \rho' \frac{\pi}{6} f d_0^{\,3}, \tag{1.71}$$

где c_m – числовой коэффициент.

Плотность теплового потока, затрачиваемого на перегрев этого количества жидкости [40]:

$$q_2 = \frac{\pi}{6} f d_0^{\,3} n_F c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T. \tag{1.72}$$

Суммарная плотность теплового потока

$$q = \frac{\pi}{6} f d_0^{\,3} n_F \left(r \rho_n + c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T \right). \tag{1.73}$$

Средняя объемная скорость паровой фазы (объемный расход), отводимой от одного центра парообразования поверхности нагрева [44]:

$$\frac{\pi}{6} f d_0^{\,3} = \frac{20\pi}{3} C_0 \sqrt{2\varphi(\theta)} a_{ж} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_n)} \right]^{1/2} Ja, \tag{1.74}$$

где C_0 – числовой коэффициент; $\varphi(\theta)$ – некоторая функция краевого угла.

Для оценки n_F используется соотношение [42]: $n_F = C_1 \left(\frac{r \rho_n \Delta T}{\sigma T_н} \right)^2$, где C_1 – числовой коэффициент.

Плотность теплового потока

$$q = \frac{20\pi}{3} C_0 C_1 \sqrt{2\varphi(\theta)} a_{ж} Ja \left[\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_n)} \right]^{1/2} \left(\frac{r \rho_n \Delta T}{\sigma T_н} \right)^2 \left(r \rho_n + c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T \right). \tag{1.75}$$

Или в безразмерной форме

$$Nu = \frac{20\pi}{3} \sqrt{2\varphi(\theta)} C_0 C_1 K_t^2 Ja^2 \left(1 + c_m \frac{\delta T}{\Delta T} Ja \right). \tag{1.76}$$

Здесь $Nu = \frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \left[\frac{\sigma}{(\rho_{ж} - \rho_n) g} \right]^{1/2}$.

При $c_m \frac{\delta T}{\Delta T} Ja << 1$ $Nu = \frac{20\pi}{3} \sqrt{2\varphi(\theta)} C_0 C_1 K_t^2 Ja^2$. (1.77)

При $c_m \frac{\delta T}{\Delta T} Ja >> 1$ $Nu = \frac{20\pi}{3} \sqrt{2\varphi(\theta)} C_0 C_1 K_t^2 Ja^3 c_m \frac{\delta T}{\Delta T}$. (1.78)

Уравнение (1.76) использовалось при обобщении экспериментальных данных при кипении различных фреонов. Основные условия проведения опытов представлены в таблице 1.3 [40].

Таблица 1.3

Условия проведения экспериментов

Данные авторов	Фреон	Пределы изменения		Характеристика поверхности нагрева
		Давление p_s, бар	Плотность теплового потока $q\times10^{-3}$, Вт/м^2	
Данилова [1]	12 22 142	1,65-5,68 3,54-9,22 0,98-2,90	3,46-51,3 0,856-51,5 0,226-49,7	Горизонт. ст. тр. 1Х18Н9Т, ∅ 12,5×0,2 мм длиной 253 мм
Данилова Куприянова [2]	21 С318	0,71-3,97 0,545-13,5	0,6-54,3 0,6-52,9	Тоже ∅ 5,1 × 0,2 мм; l = 91; R_z = 3,84; 9; 13
Данилова [3]	113	1,1-2,68	0,98-31,4	Тоже ∅ 18×1; l = 305 мм R_z = 0,6 мкм
Данилова [3]	11	0,606-2,36	1,5-125,5	То же ∅ 2,04×0,21 мм l = 156 мм
Поволоцкая [7]	22	1,025-4,56	0,496-10,8	Горизонт. мед. тр. ∅ 20×3 мм l =380 мм; R_z = 2 мкм
Поволоцкая [8]	22	0,441-5,0	0,84-5,43	Горизонт. мед. тр. ∅ 20×3 мм l = 380 мм; R_z = 2 мкм
Гогонин [9]	21	1,53-9,6	0,42-310	Горизонт. никел. тр. ∅ 2,5×0,1 l = 85 мм; R_z = 3,2 мкм
Дюндин [10]	12 22	1,0-5,6 1,65-9,26	0,3-23,5 0,3-18,0	Горизонт. мед. ребр. тр. ∅ 16,5×1,5 мм l = 400 мм R_z = 3,4 мкм

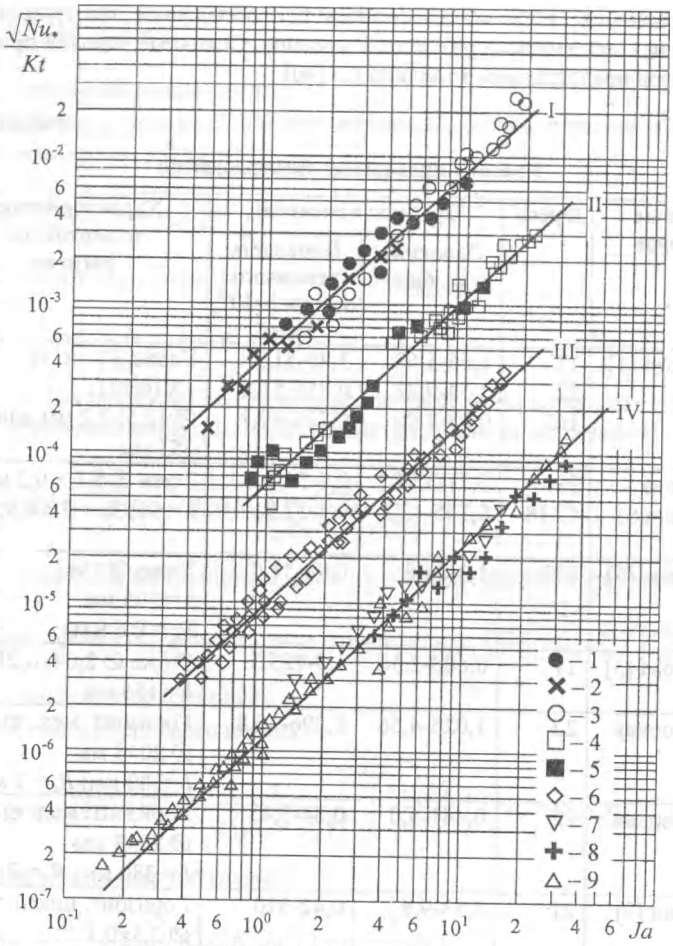


Рис. 1.18. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.79): фреоны: 1–12; 2–22; 3–142 [41]; 4–22 [32]; 5–22 [45]; 6–21 [28]; 7–113; 8–11 [39]; 9–С318 [29]. Ординаты кривых II, III и IV уменьшены, соответственно, в 10, 100 и 1000 раз [40]

Опытные данные, соответствующие широкой области определяющих параметров для основной группы фреонов, удовлетворительно обобщаются критериальным уравнением

$$Nu = C_W K_t^2 Ja^{2,4}. \qquad (1.79)$$

Для каждой кривой значение коэффициента C_W будет [40]:

	I	II	III	IV	V	VI
$C_W \times 10^6$	0,25	0,41	0,74	1,5	2,5	4,84

Анализ результатов обобщения опытных данных говорит о том, что поверхностные условия существенно влияют на интенсивность теплоотдачи при кипении фреонов, поскольку каждое конкретное сочетание поверхность нагрева – жидкость в состоянии физико-химического взаимодействия при кипении создает определенные условия для зарождения паровых пузырьков [40].

Таким образом, различие коэффициентов в уравнении (1.79) объясняется своеобразными условиями, которые складываются на границе поверхность нагрева – жидкость.

Уравнением (1.79) удобно пользоваться когда независимым переменным является температурный напор.

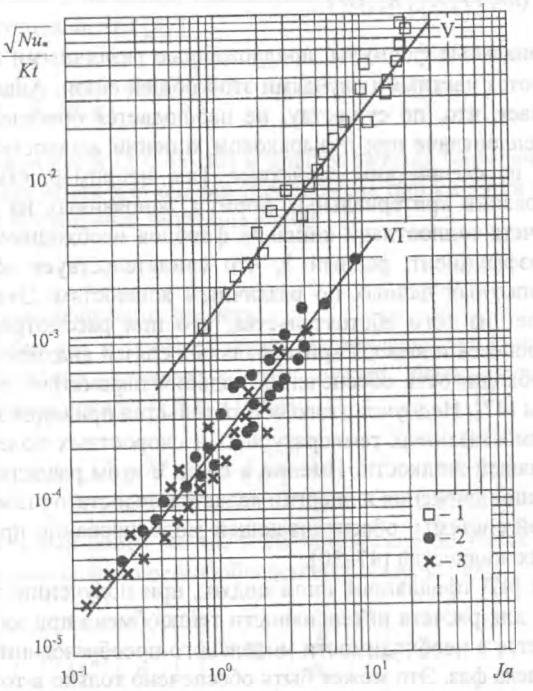


Рис. 1.19. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.79): фреоны: 1–21 (поверхность шаржирована) [29]; 2–12; 3–22 (оребренная поверхность) [46]. Ординаты кривой VI уменьшены в 10 раз [40]

Если в условия однозначности входит плотность теплового потока, то уравнение можно записать [40]

$$Nu = C_W^{0,294} K_t^{0,588} Pe^{0,706}. \; Pe = \frac{q}{r\rho_п a_ж}\left[\frac{\sigma}{(\rho_ж - \rho_п)g}\right]^{1/2}. \qquad (1.80)$$

Недостатком уравнений (1.79) и (1.80) является то, что для определения интенсивности теплообмена при кипении фреонов (числа Нуссельта или коэффициента теплоотдачи) необходимо знать или определить из эксперимента коэффициенты C_0, C_1, C_W, что не всегда возможно или крайне затруднительно.

Известные в литературе [47] эмпирические критериальные уравнения для оценки коэффициента теплоотдачи при кипении в наиболее общем случае [47] могут быть записаны в виде

$$Nu = f(Re, Pr, K_p, K_t, Gr). \qquad (1.81)$$

Критериальные формулы, предложенные различными авторами [39, 48–50], являются частными случаями этой общей связи. Анализ этих формул показывает, что, по существу, не наблюдается обобщения опытных данных по теплоотдаче при пузырьковом кипении жидкостей, сильно отличающихся по физическим свойствам. Так, например, отмечается, что при использовании критериальных формул, основанных на опытах с водой, для расчета теплоотдачи кипящих фреонов необходимо вводить постоянный коэффициент, равный 3, что свидетельствует об отсутствии обобщения опытных данных по различным жидкостям. Эта недостаточность вытекает из того обстоятельства, что при рассмотрении системы уравнений процесса и вывода критериальных связей аналитически не учитывается необходимость обеспечения подобия параметров состояния кипящих систем [47]. Недоучет этого обстоятельства приводит к нарушению подобия взаимосвязанных температурных и скоростных полей в пристенном слое кипящей жидкости. Именно в связи с этим раздельное рассмотрение уравнений движения и энергии является недостаточным для получения замкнутой системы, обеспечивающей моделирование процесса кипения различных жидкостей [47–50].

Авторы [47] предлагают иной подход при получении обобщающих соотношений для расчета интенсивности теплообмена при кипении, который заключается в необходимости модельного преобразования условий на границах раздела фаз. Это может быть обеспечено только в том случае, если системы уравнений для различных сред рассматриваются в соответствующих состояниях. Таким образом, помимо уравнений процесса, в общую систему связей должны быть введены условия, обеспечивающие по-

добие линий насыщения (p, T) рассматриваемых кипящих сред. Физические свойства, входящие в уравнения, описывающие явления теплообмена при кипении, взаимосвязаны на линии насыщения. Поэтому в уравнениях процесса они могут рассматриваться постоянными только в соответственных точках, которые для явления, протекающего по линии насыщения, в первом приближении определяются условием $p/p_{кр} = idem$. Поэтому подобие явления кипения может быть обеспечено только правильным моделированием всей совокупности физических свойств, входящих в уравнение процесса, включая и условия на границах раздела фаз [47].

Моделирование физических свойств, входящих в уравнения процесса теплообмена, может быть обеспечено учетом закона соответственных состояний, аналитическая запись которого должна быть включена в перечень связей, входящих в общую систему уравнений процесса [47–50]. В этом случае моделирование физических свойств, в том числе и коэффициентов переноса χ на линии насыщения, может производиться с учетом следующего соотношения [47]:

$$\frac{\chi}{f_1(M, p_{кр}, T_{кр}, R, g)} = f_2\left(\frac{p}{p_{кр}}\right). \tag{1.82}$$

Предложенные в [39, 48–50] и других работах эмпирические критериальные зависимости для оценки теплообмена при кипении могут быть с точностью до постоянных записаны в виде

$$\alpha = f_3(q)\cdot\varphi, \tag{1.83}$$

где φ – функция физических свойств.

Таким образом, в общем случае для описания теплоотдачи при пузырьковом кипении различных сред может быть написана общая связь [47], вытекающая из (1.82) и (1.83):

$$\alpha = F(q)\cdot F_2(p_{кр}, T_{кр}, M, g, R)\cdot F_3\left(\frac{p}{p_{кр}}\right). \tag{1.84}$$

Выполненный ранее анализ и сопоставление опытных данных привели к получению следующей обобщающей формулы [47]:

$$\alpha = 384\frac{p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6} M^{1/6}}\left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{0,1}\left[1 + 4{,}64\left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{1,16}\right] q^{2/3}. \tag{1.85}$$

В [47], помимо ранее использованных данных, в число рассматриваемых рабочих сред была включена группа фреонов, данные по кипению бензола и дифенила и этилового спирта (рис. 1.20).

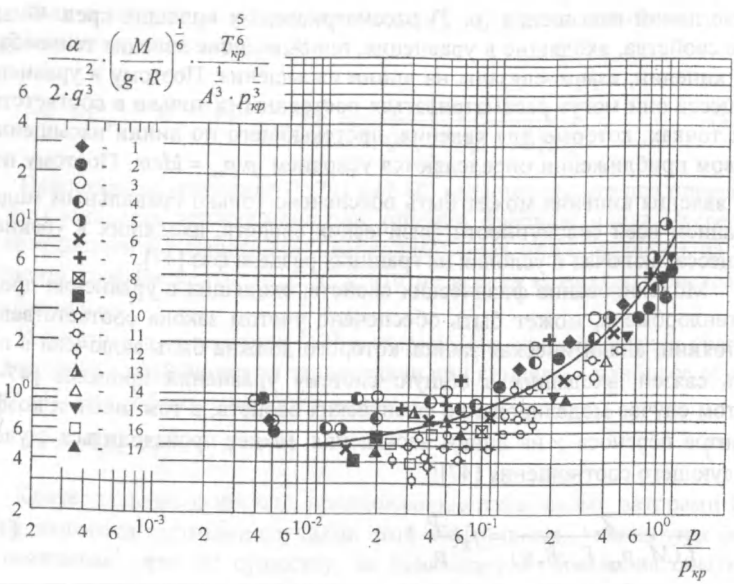


Рис. 1.20. 1–5 – вода; 6–8 – этиловый спирт; 9 – бензол; 10 – ф-142; 11 – ф-12; 12 – ф-22; 13 – аммиак; 14 – гептан; 15 – пентан; 16 – дифенил; 17 – бензол [47]

Опытные данные были обработаны по методике [47]. Для удобства пользования зависимостью (1.83) ранее приводимые и вновь обрабатываемые данные представлены в координатах

$$\frac{\alpha}{2q^{2/3}}\left(\frac{M}{gR}\right)^{1/6}\frac{T_{кр}^{\,5/6}}{A^{1/3}p_{кр}^{\,1/3}}=F\left(p/p_{кр}\right). \qquad (1.86)$$

Осредняющая линия, проведенная через точки на графике, с достаточной степенью точности описывается зависимостью

$$\alpha=2\left(\frac{g\cdot R}{M}\right)^{1/6}\frac{A^{1/3}p_{кр}^{\,1/3}}{T_{кр}^{\,5/6}}q^{2/3}\left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{1/8}\left[1+3\frac{p}{p_{кр}}+5\left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{3}\right]. \qquad (1.87)$$

Здесь $\frac{p}{p_{кр}}>0{,}5$.

На рис. 1.21 представлено сопоставление расчетных линий по формулам (1.85) и (1.87). Как видно из графиков на рис. 1.20 и 1.21, новая

формула в области значений $p/p_{кр} > 0{,}5$ лучше отвечает расположению опытных точек.

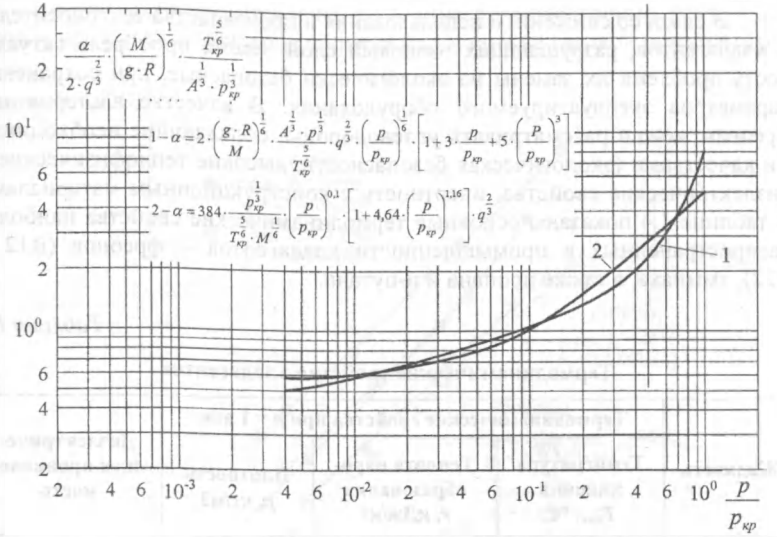


Рис. 1.21. Сопоставление расчётных линий [47]

Формула (1.87) удовлетворительно обобщает опытные данные для значительной группы веществ с различной структурой молекул в широком диапазоне изменения режимных параметров и может быть использована для расчета теплообмена при кипении различных сред в случае отсутствия для них непосредственных экспериментальных данных.

Для относительного давления $p/p_{кр} < 0{,}04$ коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по упрощенной формуле

$$\alpha = 2\left(\frac{g\cdot R}{M}\right)^{1/6}\frac{A^{1/3}p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6}}\cdot q^{2/3}\left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{1/8}, \qquad (1.88)$$

при относительном давлении $p/p_{кр} < 0{,}3$ по формуле

$$\alpha = 2\left(\frac{g\cdot R}{M}\right)^{1/6}\frac{A^{1/3}\cdot p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6}}q^{2/3}\left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{1/8}\left[1+3\frac{p}{p_{кр}}\right]. \qquad (1.89)$$

При этом отклонение расчетов по сравнению с расчетами по точной формуле (1.87) не превышает 10 %. При относительных давлениях $p/p_{кр} > 0{,}3$ расчет ведется по формуле (1.87).

В связи со снижением использования и производства теплоносителей и хладагентов, разрушающих озоновый слой Земли, приобрела актуальность проблема их замены на экологически безопасные, при сохранении параметров эксплуатируемого оборудования. В качестве альтернативы фреонам можно рассматривать углеводороды, обладающие необходимыми качествами (экологическая безопасность, высокие теплофизические и диэлектрические свойства, инертность к конструкционным материалам). В таблице 1.4 показаны основные термодинамические свойства наиболее распространенных в промышленности хладагентов – фреонов (R12 и R22), аммиака, а также пропана и н-бутана.

Таблица 1.4

Термодинамические свойства хладагентов

Жидкость	Термодинамические свойства при $p = 1$ атм			Диэлектрическая проницаемость
	Температура кипения $T_{кип}$, °С	Теплота парообразования r, кДж/кг	Плотность ρ, кг/м3	
Аммиак	–33	1370	683	4-6
Фреон-12	–30	170	1394	2
Фреон-22	–41	234	1285	6
Пропан	–42	426	586	2-4
н-бутан	–0,5	355	581	2-4

Аммиак обладает высокими теплофизическими свойствами, но крайне агрессивен к цветным металлам. Фреон-12 – тяжелый бесцветный газ с очень слабым запахом. Один из наименее токсичных для человека холодильных агентов, но с 01.01.2000 г. запрещен к использованию из-за экологических соображений. Хорошо растворим в масле. При отсутствии влаги нейтрален к металлам. Не растворим в воде. Имеет немного худшие термодинамические свойства, нежели аммиак. Фреон-22 имеет близкие физические качества к фреону-12 и хорошие термодинамические свойства (близкие к аммиаку). При отсутствии влаги нейтрален к металлам. Не взрывоопасен и не горюч, но более токсичен, чем фреон-12.

Пропан обладает более высокими термодинамическими свойствами по сравнению с фреонами, имеет нулевой потенциал истощения озонового слоя, не токсичен и инертен к металлам, является диэлектриком. Поэтому понятен возросший интерес к теплообмену при кипении пропана, бутана и

их смесей в нашей стране и за рубежом. Недостатком углеводородов является горючесть, что ограничивает область их применения герметичным оборудованием.

На рис. 1.22 представлены экспериментальные данные различных авторов при кипении фреонов, пропана и н-бутана на гладкой поверхности.

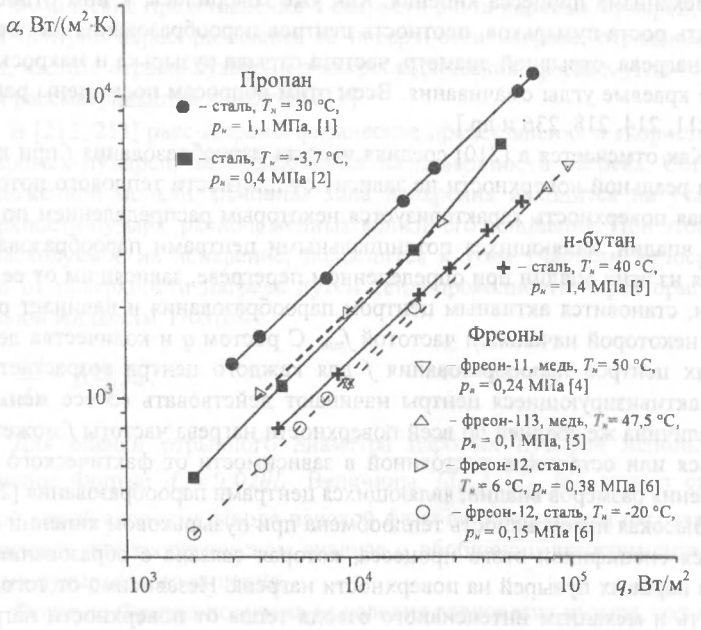


Рис. 1.22. Опытные данные по теплоотдаче при кипении фреонов, пропана и н-бутана на гладкой поверхности

Как видно из рисунка, коэффициенты теплоотдачи при кипении пропана при схожих условиях соизмеримы и даже выше, что подтверждает возможность его использования в качестве хладагента и теплоносителя.

1.4. Модели процесса кипения на изотермической неинтенсифицированной поверхности теплообмена

Интерес к исследованию процесса кипения обусловлен большим разнообразием технических приложений, где кипение либо является частью технологического процесса (энергетика, холодильная техника, дис-

тилляция, выпарка и т. д.), либо позволяет осуществлять охлаждение различных тепловыделяющих и теплопередающих поверхностей, их термостабилизацию в узком интервале температур. Для создания теории теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей большое значение приобретают теоретические исследования для определения внутренних характеристик механизма процесса кипения. Как уже говорилось, к ним относятся скорость роста пузырьков, плотность центров парообразования на поверхности нагрева, отрывной диаметр, частота отрыва пузырька и макроскопические краевые углы смачивания. Всем этим вопросам посвящены работы [210, 211, 214, 218, 236 и др.].

Как отмечается в [210] средняя частота парообразования f при кипении на реальной поверхности не зависит от плотности теплового потока и реальная поверхность характеризуется некоторым распределением по размерам впадин, являющихся потенциальными центрами парообразования. Каждая из этих впадин при определенном перегреве, зависящим от ее геометрии, становится активным центром парообразования и начинает работать с некоторой начальной частотой f_{min}. С ростом q и количества действующих центров парообразования f для каждого центра возрастает, но вновь активизирующиеся центры начинают действовать со все меньшей f_{min}. Величина же средней по всей поверхности нагрева частоты f может изменяться или оставаться постоянной в зависимости от фактического распределения размеров впадин, являющихся центрами парообразования [210].

Высокая интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении объясняется спецификой этого процесса, которая связана с образованием и ростом паровых пузырей на поверхности нагрева. Независимо от того, какой путь и механизм интенсивного отвода тепла от поверхности нагрева при кипении является преобладающим в том или ином случае (турбулизация пристенного слоя жидкости, отвод тепла паровыми пузырями, выталкивание перегретой жидкости из пристенного слоя, тепло- и массоперенос при конденсации пара на верхушке пузыря и испарение жидкости из микрослоя), важную роль во всех случаях играет средняя за цикл скорость роста паровых пузырей $\overline{w}''$. Она представляет собой произведение максимального диаметра парового пузыря $\overline{d}_m$ на частоту его отрыва от поверхности нагрева $\overline{f}$. При кипении насыщенной жидкости максимальный диаметр парового пузыря $\overline{d}_m$ равен его отрывному диаметру $\overline{d}_o$. Интенсивность теплообмена при кипении находится в обратной зависимости от средней за цикл скорости паровых пузырей, которая однозначно определяет число действующих центров парообразования n_F при заданной плотности теплового потока q.

Средняя за цикл скорость роста паровых пузырей определяется физическими свойствами жидкости, давлением и не зависит от плотности теплового потока.

С изменением w'' интенсивность теплообмена при кипении изменяется в противоположном направлении [210].

Физические представления о скорости роста паровых пузырей, плотности центров парообразования на поверхности нагрева, отрывном диаметре, частоте отрыва пузыря и о макроскопических краевых углах смачивания рассматриваются в работе [211].

В [212, 213] рассмотрены физические представления о скорости роста паровых пузырей, зарождающихся на поверхности нагрева. Согласно предложенной модели, основная зона испарения находится на участках поверхности пузыря, расположенных вблизи его основания. При этом тепло, расходуемое на испарение, подводится к этим участкам непосредственно от поверхности нагрева путем теплопроводности через прилегающие слои жидкости. Поэтому

$$\frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} Ja . \qquad (1.90)$$

Для оценки отрывного диаметра паровых пузырей используется уравнение Фритца $d_0 = 0{,}02\theta l_*$. Величины $fd_0, f\sqrt{d_0}, fd_0^3$ служат своеобразной мерой скорости отвода паровой фазы от поверхности нагрева и используются при теоретическом анализе и обобщении экспериментальных данных пузырькового кипения.

Формула Фритца получена из условия равновесия пузыря, находящегося в момент отрыва под действием двух сил: подъемной и силы поверхностного натяжения. Динамическое взаимодействие парового пузыря с окружающей его жидкостью не учитывалось [211].

В [22] выполнено решение задачи по определению размера парового пузыря при отрыве его от горизонтальной, обращенной вверх поверхности нагрева при действии на пузырь:

- подъемной силы – $F_q = \frac{\pi}{6} d_0^3 (\rho_{ж} - \rho n) q$;
- силы поверхности натяжения – $F_\sigma = \pi \sigma / _0 \sigma f(\theta)$;
- силы инерции – $F_i = \frac{d(mu)}{d\tau} = \frac{8\pi}{3} C_m \beta^2 \rho_{ж} a^2 Ja^2$; $u = \frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} Ja$.

В соответствии с [211] суммарная плотность теплового потока состоит из потока тепла, расходуемого на фазовое превращение q_1 и потока

тепла, затрачиваемого на перегрев жидкости q_2, которая выталкивается и уносится паровыми пузырями из пристенного слоя в основной объем, определяемый по (1.70)

Из пристенного перегретого слоя с каждого центра парообразования выталкивается и уносится в основной объем некоторый массовый расход жидкости, определяемый по (1.71).

Плотность теплового потока q_2 затрачивается на перегрев этого расхода жидкости и определяется по (1.72) [40], а суммарная плотность силового потока по (1.73).

Из [212]

$$n_F = c_w\left(\frac{r\rho_n\Delta T}{\sigma T_н}\right)^2, \tag{1.91}$$

или

$$q = \frac{20\pi}{3}c_o c_w\sqrt{2\varphi(\theta)}a_ж Jal_*\left(\frac{r\rho_n\Delta T}{\sigma T_н}\right)^2(r\rho_n + c_m\rho_ж c_ж\delta T). \tag{1.92}$$

Или в безразмерном виде

$$Nu = AK_t^2 Ia^2\left(1 + BIa\right). \tag{1.93}$$

Здесь $A \equiv \frac{20\pi}{3}c_0 c_w\sqrt{2\varphi(\theta)}$; $B \equiv c_m\frac{\delta_T}{\Delta T}$.

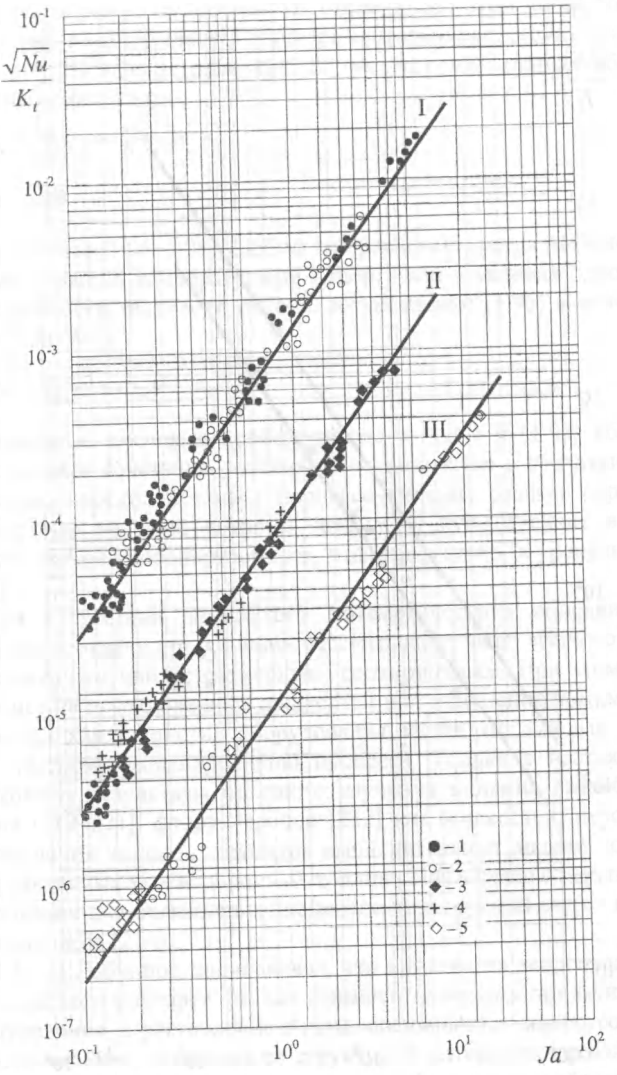
При $BJa << 1 \rightarrow Nu = A\left(K_t \cdot Ja\right)^2$. (1.94)

При $BJa >> 1 \rightarrow Nu = ABK_t^2 Ja^3$. (1.95)

В настоящее время нет сведений для аналитического определения значений A и B. Однако полученные уравнения (1.94) и (1.95) показывают, что в зависимости от числа Ja показатель степени при нем в общем случае может изменяться и существенно зависит от давления насыщения. Решения (1.94) и (1.95) отражают доминирующее влияние одного из указанных слагаемых суммарной плотности теплового потока [211].

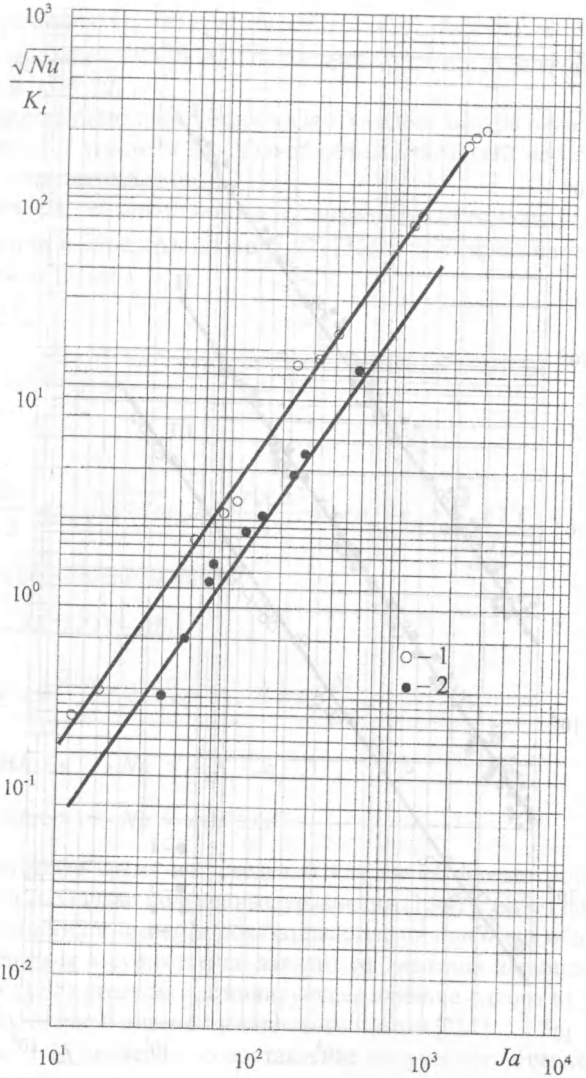
На рис. 1.23 приведено сопоставление полученного уравнения (1.93) с экспериментальными результатами. Как видно из рис. 1.23а, экспериментальные результаты В.М. Боришанского [47, 39] и Д.А. Лабунцова удовлетворительно описываются критериальным уравнением

$$Nu = 25\cdot 10^{-8}K_t^2 Ja^{2,75}. \tag{1.96}$$



а)

Рис. 1.23а. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.93) [211]: 1 – вода-сталь; 2 – этиловый спирт-сталь; 3 – вода-сталь; 4 – вода-латунь; 5 – вода-серебро



б)

Рис. 1.23б. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.93) [211]: 1 – вода-медь; 2 – вода-сталь

С ростом числа *Ja* показатель степени при этом числе должен возрастать. Это подтверждается экспериментальными результатами Рабена [211] и Н.Н. Мамонтовой [211]. Эти опытные данные обобщаются (рис. 1.23б) уравнениями:

$$Nu = 25 \cdot 10^{-7} K_t^2 Ja^3, \tag{1.97}$$

$$Nu = 25 \cdot 10^{-8} K_t^2 Ja^3. \tag{1.98}$$

Уравнения (1.96–1.98) удобны для расчета α, когда независимым переменным является температурный напор. Если в условия однозначности входит плотность теплового потока, то уравнение (1.96) можно записать (при $Pe = Ja \cdot Nu$):

$$Nu = 1{,}78 \cdot 10^{-2} K_t^{0{,}53} Pe^{0{,}73}. \tag{1.99}$$

Различные числовые коэффициенты в (1.97) и (1.98) объясняются тем, что каждое сочетание «поверхность–жидкость» в состоянии физико-химического взаимодействия в процессе кипения создает определенные поверхностные условия, которые оказывают существенное влияние на плотность центров парообразования, а следовательно, и уровень теплосъема [211].

При отсутствии замкнутого математического описания процесса [218], теплоотдачу при кипении рассчитывают чаще всего по эмпирическим (размерным или безразмерным) соотношениям. При этом использование ранее не исследованных жидкостей или изменение режимных и геометрических характеристик оборудования заставляет каждый раз прибегать к опытному моделированию процесса. Только в настоящее время опубликованы результаты опытного изучения кипения озонобезопасных хладонов [219–221], фторуглеродов [222] как жидкостей, перспективных для охлаждения чипов – элементов вычислительных машин нового поколения, реактивных углеводородных топлив [214] в связи с перспективой их использования для охлаждения элементов конструкций сверх- и гиперзвуковых самолетов [214].

В [217] Лабунцов подчеркивал, что влияние на теплоотдачу при кипении «слабых» факторов (малые примеси поверхностно-активных добавок, загрязнения и растворенные газы, специфичная микрогеометрия поверхности кипения, связанная со структурой материала, технологией приготовления и обработки поверхности, адсорбционные свойства поверхности, ее однородность, смачиваемость и т. д.) оказываются более значительными, чем воздействие «сильных» факторов, таких как уровень напряженности гравитационного поля, вибрации, организация циркуляции и вынужденного движения жидкости, наложение электрического поля, теплофизи-

ческие свойства материала поверхности. Стремление учесть все факторы, влияющие на теплоотдачу при кипении, означало бы нарастание объема экспериментальных исследований, заканчивающихся все новыми и новыми эмпирическими формулами [214].

Другое направление исследований кипения связано с созданием обобщающих расчетных соотношений для коэффициента теплоотдачи. В [219] отмечалось, что отсутствие замкнутого математического описания процесса и обилие факторов, влияющих на теплоотдачу при кипении, делают выбор обобщенных переменных произвольным. В настоящее время число различных обобщенных соотношений для теплоотдачи при кипении исчисляется десятками [214]. В [216] Лабунцов указывал на такую ситуацию, когда один и тот же массив опытных данных о коэффициентах теплоотдачи при кипении различных жидкостей удовлетворительно описывается различными – в отношении влияния поверхностного натяжения, вязкости, теплоты испарения и других свойств жидкости – эмпирическими формулами. Согласно [216] это объясняется взаимозависимостью различных теплофизических свойств жидкостей. В некоторых работах отвергаются подходы, связанные с разработкой каких-либо физических моделей процесса и используется формальный метод регрессионного анализа значимости для теплоотдачи при кипении некоторых, произвольно выбранных безразмерных комплексов. В результате получены четыре различные эмпирические корреляции для теплоотдачи при кипении воды, углеводородов, хладонов и криогенных жидкостей [214]. Парадоксальность этих результатов состоит в том, что только соотношение для теплоотдачи при кипении хладонов содержит комплекс, отражающий влияние вязкости, причем положительное, что противоречит экспериментам Г.Н. Кружилина, В.И. Толубинского, А. Моргана и Л. Бромли [216]. Выбор чисел подобия опирается в [223] на некоторые физические соображения, поэтому расчетное соотношение этой работы [214]:

$$Nu = CPe^{0,6} K_p^{0,54} Pr^{-0,33} K_\lambda^{0,12}, \qquad (1.100)$$

где $Pe = qb\left(ra\rho_n\right)^{-1}$; $K_p = pl_* / \sigma$; $K_\lambda = \lambda_w / \lambda_{ж}$; $l_* = \left[\sigma / \left[g\left(\rho_{ж} - \rho_n\right)\right]\right]^{1/2}$; $\lambda_{ж}, \lambda_w$ – коэффициенты теплопроводности жидкости и материала стенки; r – теплота парообразования. Серьезные возражения [214] вызывает использование комплекса K_p, которое не может быть обосновано в рамках теории подобия [214]. Кроме того, использование в качестве линейного масштаба l_* приводит хотя и к слабой, но конечной зависимости α от q, что противоречит опытным наблюдениям даже при кипении в большом объеме и совершенно лишено смысла для случая кипения в каналах [223]. Для достижения согласия с экспериментальными данными константа C

в (1.100) принимается различной для четырех групп жидкостей, так что ее крайние значения отличаются более чем в 1,5 раза [214].

Путь, избранный автором [223], противостоит подходу Лабунцова, который направлял все усилия на понимание механизма процесса, на получение необходимых количественных соотношений. Применительно к кипению такие соотношения будут, во-первых, полуэмпирическими, а, во-вторых, способными описывать лишь некоторый средний уровень теплоотдачи [214].

В [215] излагается положение о том, что при кипении жидкостей, смачивающих поверхность, высокая интенсивность теплоотдачи определяется в основном интенсивными пульсациями частиц жидкости непосредственно у поверхности нагрева. Эти пульсации обусловлены [214] статистической природой возникновения зародышей паровых пузырей и взрывообразным характером их роста в первые моменты существования. С увеличением тепловой нагрузки возрастает как число очагов возмущений, так и интенсивность пульсаций. Пульсации, связанные с зарождением и ростом на поверхности пузырьков пара, происходят «в той области, которая в остальных случаях конвективного теплообмена расположена в глубине пограничного слоя и практически свободна от каких бы то ни было возмущений» [214]. Именно это обстоятельство объясняет факт независимости теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении от различных внешних гидродинамических воздействий. В [224–226] установлено отсутствие влияния формы поверхности, расположения труб в пучке, ориентации поверхности относительно вектора массовых сил на теплообмен в области развитого пузырькового кипения. Фактическую независимость коэффициента теплоотдачи при кипении от интенсивности массовых сил, как сильно превосходящих стандартную гравитационную силу, так и составляющих малую долю от нее (условия практической невесомости), подтвердили экспериментальные результаты.

Исходя из положения о том, что теплообмен при кипении определяется внутренними для самого процесса кипения механизмами, в [215] из сопоставления с опытными данными получено конкретное соотношение для коэффициента теплоотдачи:

$$Nu = 0{,}125 Re^{0{,}65} Pr^{1/3} \text{ при } Re \geq 10^{-2}; \quad (1.101)$$

$$Nu = 0{,}0625 Re^{0{,}5} Pr^{1/3} \text{ при } Re \leq 10^{-2}, \quad (1.102)$$

где в качестве линейного масштаба используется $l_* = \rho_п c_p \sigma T_н \left(r \rho_п\right)^{-2}$; число $Re = w_* l_* / \nu$ построено по приведенной скорости парообразования $w_* = q/\left(r\rho_п\right)$; c_p, ν – изобарная теплоемкость и кинематическая вязкость

жидкости. В соответствии с принятой концепцией величины, входящие в уравнения (1.101) и (1.102), не содержат ускорения массовых сил.

В [212] из физической модели прямым путем впервые было получено расчетное соотношение, связывающее плотность теплового потока и перегрев стенки ΔT. В основу модели положена фундаментальная гипотеза, согласно которой пульсационное движение в пристенном слое жидкости, обусловленное возникновением и ростом паровых пузырей, количественно может быть охарактеризовано некоторой средней скоростью w_*, аналогичной по своей роли динамической скорости при однофазной турбулентной конвекции. Значение величины w_*, согласно [212], однозначно определяется скоростью роста пузырька $\dot{R}$ и средней плотностью центров парообразования n_F. Последняя, согласно [212], связана с радиусом жизнеспособного зародыша R_* соотношением

$$n_F \sim R_*^{-2}. \tag{1.103}$$

Для средней скорости пульсационного движения при кипении получено

$$w_* \sim \dot{R} R / R_*. \tag{1.104}$$

Закон изменения текущего радиуса пузыря во времени:

$$R = \left[2\beta\lambda\Delta T/(r\rho_n)t\right]^{1/2}, \tag{1.105}$$

где $\beta = 6$. Критический радиус парового зародыша при малых ΔT определяется формулой

$$R_* = 2\sigma T_н/(r\rho_n\Delta T). \tag{1.106}$$

Толщина теплопроводного подслоя, определяющего термическое сопротивление теплоотдаче при кипении, выражается в [212] как

$$\Delta \approx 10\nu / w_*. \tag{1.107}$$

Тогда «конвективная» составляющая плотности теплового потока с учетом (1.108)–(1.111) [214]:

$$q_1 = C_1\lambda^2\Delta T^3/(\nu\sigma T_н), \tag{1.108}$$

причем константа C_1 оценивалась в [212] порядка 10^{-3}.

Часть тепла от обогреваемой поверхности идет на парообразование у самой стенки. С этим связана вторая составляющая плотности теплового

потока, которая в [212] определялась, как представляется, без достаточного обоснования в виде

$$q_2 = C_2 r \rho_n w_*.$$

Итоговое соотношение [214]

$$q = q_1 + q_2 = 0{,}001\lambda^2 \Delta T^3 \left(\nu\sigma T_н\right)^{-1}\left[1 + 5\nu r\rho_n / \left(\lambda\Delta T\right)\right]. \quad (1.109)$$

В [216] данные о структуре пристенной области нашли отражение в виде новой модели развитого кипения, отвечающей области достаточно высоких тепловых нагрузок. Согласно [216] толщина жидкой пленки δ_0 под паровыми объемами зависит от вязкости жидкости; число разрывов (центров парообразования) в ней и частота появления этих разрывов связаны с приведенной скоростью парообразования w_*. Анализ размерностей и формула (1.103) для плотности центров парообразования приводят к соотношению [214]

$$\delta_0 \sim \left[\nu R_* / w''\right]^{1/2}. \quad (1.110)$$

В предположении, что $q \approx \lambda\Delta T / \delta_0$ из (1.109) получается

$$q \sim \lambda^2 \Delta T^3 / \left(\nu\sigma T_н\right). \quad (1.111)$$

Так как в таком виде (1.111) не отражает влияние давления на теплоотдачу при кипении, итоговое соотношение [216] включает эмпирическую функцию отношения плотностей жидкости и пара и в явной форме относительно коэффициента теплоотдачи имеет вид [214]:

$$\alpha = 0{,}075\left[1 + 10\left[\rho_п / \left(\rho_ж - \rho_п\right)\right]^{2/3}\right] \times \left[\lambda^2 q^2 / \left(\nu\sigma T_н\right)\right]^{1/3}. \quad (1.112)$$

На основе разработанных Д.А. Лабунцовым представлений о механизме теплообмена при пузырьковом кипении, можно также утверждать, что вытекающий из анализа работ [212, 216] и позднее [218] безразмерный комплекс

$$\tilde{\alpha} = \alpha\left(\nu\sigma T_н\right)^{1/3}\left(\lambda q\right)^{-2/3} \quad (1.113)$$

отражает существенные, принципиальные особенности процесса и может рассматриваться как число подобия, играющее при кипении роль, сходную с ролью числа Стантона *St* в однофазной конвекции [214]. Н. Зубер [229] принимал, что рост пузырька на твердой стенке в неоднородном температурном поле происходит вследствие избыточной энтальпии окружающих слоев перегретой жидкости и, следовательно, может быть описан теми же соотношениями, которые получены в задаче о росте сферического пузырь-

ка в объеме равномерно перегретой жидкости [228]. Тот же подход к анализу роста пузырьков преобладает в англоязычной литературе [230]. Лабунцов показал, что при относительно высоких давлениях, когда $Ja < 1$, энергетические запасы окружающей пузырек перегретой жидкости не позволяют ему вырасти за пределы теплового пограничного слоя, что не согласуется с опытными наблюдениями. В связи с этим была предложена иная модель [212], согласно которой пузырек растет в результате притока тепла непосредственно от твердой стенки. При этом происходит испарение с поверхности слоев жидкости, непосредственно примыкающих к основанию растущего на стенке пузырька. При такой модели на закон роста не оказывает влияние теплоемкость жидкости.

В [217] представлен анализ условий отрыва парового пузыря от стенки. Показано, что баланс сил не может рассматриваться как условие отрыва пузырька от стенки.

В работе [218] рассматривается теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей на теплоотдающей изотермической поверхности. Разработка теории теплообмена при кипении и получение на основании этой теории количественных соотношений еще далека от завершения. Множество эмпирических соотношений, полученных на основании экспериментальных исследований, могут быть применены в инженерных расчетах, но эти соотношения применимы в определенном диапазоне режимных параметров и для определенного класса жидкостей [218].

В [218] речь идет о приближенной полуэмпирической теории, т. к. строгое решение задачи в настоящее время практически невозможно.

Расчетное соотношение как результат приближенной теории теплообмена при пузырьковом кипении впервые было получено Д.А. Лабунцовым [212]:

$$q = 0{,}001\frac{\lambda_{ж}^{\,2}\vartheta^3}{\nu_{ж}\sigma T_н}\left(1+5\frac{\nu r_* \rho_п}{\lambda\vartheta}\right). \qquad (1.114)$$

Это соотношение является итогом двух составляющих теплового потока от стенки к кипящей жидкости:

– теплового потока конвекцией через теплопроводный слой жидкости, толщина которого обратно пропорциональна средней динамической скорости, связанной со скоростью роста индивидуального парового пузыря;

– теплового потока, идущего на непосредственное испарение жидкости в паровые пузыри, растущие на обогреваемой поверхности.

Режим индивидуальных пузырьков наблюдается при относительно низких тепловых потоках ($q \le (0{,}1...0{,}2)q_{кр}$). При развитом кипении пузырьки сливаются, образуя на небольшом расстоянии от стенки зону с повышенным паросодержанием – сросшиеся паровые конгломераты, под ко-

торыми существует тонкая пленка жидкости, которая сохраняется вплоть до наступления кризиса кипения. В такой пленке наблюдаются сухие пятна [232–234], которые можно отождествлять с центрами парообразования. Схема развитого кипения представлена на рис. 1.24.

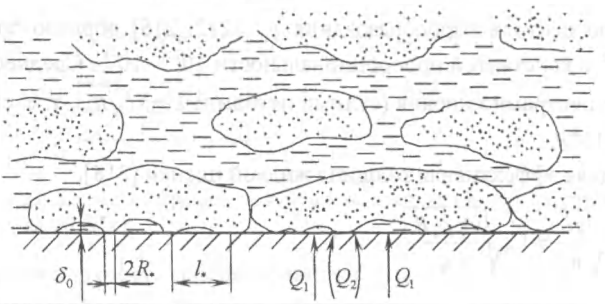


Рис. 1.24. Схематическое представление пристенной области при пузырьковом кипении [218]

На основании такой схемы в работе [216] была проведена оценка эффективной толщины жидкой пленки в режиме развитого кипения и было получено аналитическое соотношение для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = b\left(\frac{\lambda^2}{\nu\sigma T_н}\right)^{1/3} q^{2/3}. \qquad (1.115)$$

Однако соотношение (1.115) не отражает влияния давления на теплоотдачу, поэтому параметр b подбирался по опытным данным как функция отношения плотностей пара и жидкости:

$$b = 0{,}075\left[1+10\left(\frac{\rho_п}{\rho_ж - \rho_п}\right)^{2/3}\right]. \qquad (1.116)$$

В работе [218] модель Д.А. Лабунцова [216] развивается путем оценки вклада стоков теплоты на границах сухих пятен в общий тепловой поток, отводимый от стенки.

Считается, что в зоне между сухими пятнами тепловой поток Q_1 определяется эффективной толщиной жидкой пленки δ_0. При этом размеры сухих пятен должны быть соизмеримы с размерами центров кипения, т. е. примерно равны диаметру жизнеспособного зародыша парового пузыря $2R_*$. Поскольку R_* составляет $10^{-8} - 10^{-5}$ м в широком диапазоне изме-

нения давления, суммарная площадь сухих пятен весьма мала и тепловой поток можно отнести ко всей площади поверхности теплообмена F:

$$Q_1 = q_1 F = \frac{\lambda \vartheta}{\delta_0} F. \qquad (1.117)$$

Число центров парообразования n_F [212, 216] обратно пропорционально R_*^2 с константой пропорциональности $10^{-7} - 10^{-8}$. Среднее расстояние между центрами кипения (сухими пятнами) $l_* = 1/\sqrt{n_F}$, т. е. составляет примерно $10^4 R_*$.

Средняя эффективная толщина жидкой пленки [218]:

$$\delta_0 \sim \sqrt{\frac{\nu l_*}{w_*}} = C_0 \sqrt{\frac{\nu r_* \rho_n R_*}{q}}. \qquad (1.118)$$

Здесь $w_* = q / r_* \rho_n$ – приведенная скорость парообразования; q – средняя плотность теплового потока на стенке. Константа пропорциональности C_0 имеет порядок 10^2.

Плотность теплового потока, передаваемого через пленку [218]:

$$q_1 = C_1 \lambda \vartheta \sqrt{\frac{q}{\nu r_* \rho_n R_*}}, \qquad (1.119)$$

где C_1 имеет порядок 10^{-2}.

Тепловой поток, приходящийся на одно сухое пятно [218]:

$$Q_2 = C_2 \lambda \vartheta \delta_м \qquad (1.120)$$

с константой C_2 порядка $10^1 - 10^2$. Здесь $\delta_м$ – толщина пленки в зоне максимальной интенсивности испарения (рис. 1.25).

Массовый расход жидкости Γ_R на единицу ширины мениска пленки dR:

$$\Gamma_R = C_3 \frac{\delta_м^{\,3} \sigma}{\nu R_*^2}. \qquad (1.121)$$

Плотность теплового потока, обусловленная испарением жидкости на границах сухих пятен [218]:

$$q_2 = Q_2 n_F = C_6 \left(\frac{\lambda \vartheta}{R_*} \right)^{3/2} \left(\frac{\nu}{\sigma r_*} \right), \qquad (1.122)$$

где C_6 имеет порядок $10^{-2} - 10^{-3}$.

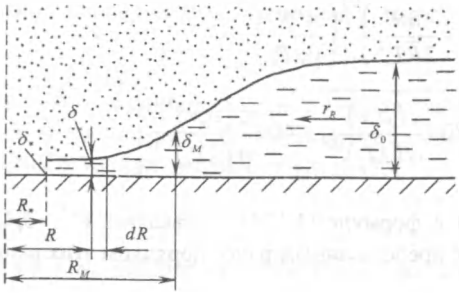


Рис. 1.25. Схема испаряющегося мениска жидкой пленки на границе сухого пятна [218]

Средняя плотность теплового потока

$$q = q_1 + q_2 = A\sqrt{q} + B, \qquad (1.123)$$

где $A = \dfrac{C_1 \lambda \vartheta}{\sqrt{\nu r_* \rho_n R_*}}$, $B = C_6 \left(\dfrac{\lambda \vartheta}{R_*}\right)^{3/2} \left(\dfrac{\nu}{\sigma r_*}\right)^{1/2}$.

В результате решения (1.123) зависимость для плотности теплового потока при кипении будет [218]:

$$q = C_7' \frac{\lambda^2 \vartheta^3}{\nu \sigma T_н} \left(1 + \frac{r_* \vartheta}{2\bar{R} T_н^2}\right) \times \left[1 + \sqrt{1 + 2C_8' \frac{r_* (\rho_n \nu)^{3/2}}{\sigma (\lambda T_н)^{1/2}}} + C_8' \frac{r_* (\rho_n \nu)^{3/2}}{\sigma (\lambda T_н)^{1/2}}\right]. \qquad (1.124)$$

Множитель в первой круглой скобке формулы (1.124) отражает вклад уточнения, внесенного в выражение для R_*, по сравнению с обычно используемым $R_* = 2\sigma T_н / (r_* \rho_n \vartheta)$. Здесь $\bar{R}$ – газовая постоянная.

Константы C_7' и C_8' в (1.124) [218]подбирались на основе сопоставления с результатами экспериментов. Это сопоставление (рис. 1.26) проводилось с использованием безразмерных комплексов в виде зависимости

$$\frac{\alpha}{q^{2/3}} \left(\frac{\nu \sigma T_н}{\lambda^2}\right)^{1/3} \left(1 + \frac{r_* \vartheta}{2\bar{R} T_н^2}\right)^{-1/3} = f\left(\frac{r_* (\rho_n \nu)^{3/2}}{\sigma \lambda^{1/2} T_н^{1/2}}\right).$$

Зависимость, описывающая опытные точки рис. 1.26, с погрешностью ± 35 %, будет [218]:

$$\alpha = 0{,}07\left(1+\frac{r_*\vartheta}{2\bar{R}T_н^2}\right)^{1/3}\left(\frac{\lambda^2 q^2}{\nu\sigma T_н}\right)^{1/3}\times$$
$$\times\left[1+\sqrt{1+800\frac{r_*(\rho_п\nu)^{3/2}}{\sigma(\lambda T_н)^{1/2}}}+400\frac{r_*(\rho_п\nu)^{3/2}}{\sigma(\lambda T_н)^{1/2}}\right]^{1/3}. \qquad (1.125)$$

Константы в формуле (1.124) составляют $C_7' = 3{,}43\cdot10^{-4}$, $C_8' = 400$, что согласуется с предсказанным ранее порядком этих величин [218].

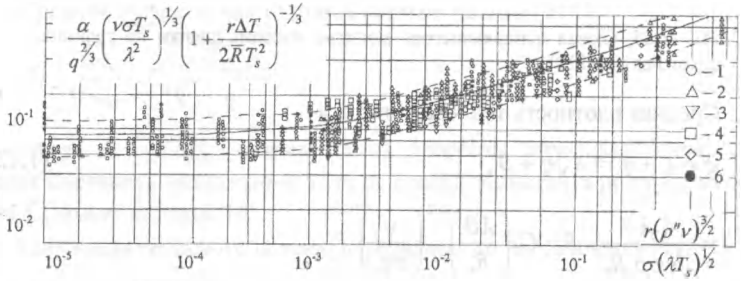


Рис. 1.26. Сопоставление расчетного соотношения (1.144) с опытными данными [218]: 1 – вода [данные [218] и других исследований]; 2 – этанол; 3 – бензол; 4 – хладоны [данные [218]]; 5 – азот; 6 – этан, этилен, метан

Физическая модель, приводящая к соотношениям (1.124) и (1.125), относится к развитому пузырьковому кипению, когда пузыри объединяются в конгломераты.

Модель теплообмена при пузырьковом кипении, изложенная в [218], хорошо согласуется с механизмом кризиса, который описан в других работах.

В [236] представлена модель теплообмена при пузырьковом кипении в развитии работ [214, 218 и др.]. Согласно [212] плотность теплового потока q, передаваемого от нагретой стенки к кипящей жидкости, складывается из двух составляющих

$$q = q_1 + q_2. \qquad (1.126)$$

Здесь q_1 передается теплопроводностью через вязкий подслой толщиной δ

$$q_1 = \lambda\Delta T/\delta.$$

По аналогии с однофазной вынужденной конвекцией

$$\delta = \nu / W,$$

где $W = R(dR/dt)\sqrt{N}$ – динамическая скорость, соответствующая «эффективной турбулентности кипения». Отсюда первое слагаемое, описывающее теплообмен в области низких давлений, будет [236]:

$$q_1 = \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{\nu \sigma T_s}. \qquad (1.127)$$

Составляющая q_2 передается путем испарения жидкости в паровые пузыри

$$q_2 = r \rho_n W.$$

Это дает второе слагаемое в (1.126), описывающее теплообмен в области высоких давлений:

$$q_2 = \frac{\lambda r \rho_n \Delta T^2}{\sigma T_н}. \qquad (1.128)$$

В [218] В.В. Ягов указал на определяющую роль «сухих пятен» на поверхности нагрева в области высоких давлений. В [218] получена зависимость $q(\Delta T)$, которая в области низких давлений асимптотически переходит в соотношение (1.128). Асимптотика решения [218] в области высоких давлений имеет вид [236]:

$$q_2 \approx \frac{\nu^{1/2} r \Delta T^3}{\sigma^2} \left(\frac{\lambda \rho_n}{T_н} \right)^{3/2}. \qquad (1.129)$$

Таким образом, для области низких давлений обе теории – [212] и [218] дают формулу (1.127). Для области высоких давлений предпочтительной является формула (1.129), лучше описывающая экспериментальные данные. Переходя в соотношениях (1.127), (1.129) от координат $q(\Delta T)$ к координатам $\alpha(q)$, автор [236] получил следующие предельные выражения для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha_1 \approx \left(\frac{\lambda^2 q^2}{\nu \sigma T_н} \right)^{1/3} \text{ – для области низких давлений;} \qquad (1.130)$$

$$\alpha_2 \approx \nu^{1/6} r^{1/3} \left(\frac{q}{\sigma} \right)^{2/3} \left(\frac{\lambda \rho_n}{T_н} \right)^{1/2} \text{ – для области высоких давлений.} \qquad (1.131)$$

В последнее время были проведены экспериментальные исследования теплообмена при кипении органических жидкостей и хладонов, результаты которых обобщены и зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока представлена в [236] соотношением

$$\bar{\alpha} = F\bar{l}^{-0,133-m}\bar{q}^{m}. \qquad (1.132)$$

Здесь $\bar{\alpha} = \alpha/\alpha_0$, $\bar{q} = q/q_0$; $\bar{l} = l/l_0$ – безразмерные значения коэффициента теплоотдачи, плотности теплового потока и характерного размера шероховатости. Масштабы величин в (1.132) равны:

$$\alpha_0 = 0,1\left(\frac{\lambda\rho r q_0^{\,2}}{\sigma T_н^{\,2}}\right)^{1/3};\ q_0 = 2\cdot 10^4\ \text{Вт/м}^2;\ l_0 = 4\cdot 10^{-7}\ \text{м}. \qquad (1.133)$$

Величины F и m являются функциями приведенного давления $\bar{P}$:

$$m(\bar{P}) = 0,9 - 0,3\bar{P}^{0,3},\ F(\bar{P}) = 1,2\bar{P}^{0,27} + \bar{P}\left(2,5 + \frac{1}{1-\bar{P}}\right). \qquad (1.134)$$

Сопоставление (1.132)–(1.134) с теоретическими соотношениями (1.130), (1.131) обнаруживает следующие существенные различия [236].

1. Экспериментальный показатель степени m в зависимости $\bar{\alpha} \approx \bar{q}^{m}$ уменьшается с 0,9 при $\bar{P} \to 0$ до $m = 0,6$ при $\bar{P} \to 1$. Теория [212] дает $m = 2/3$ для всего диапазона изменения приведенных давлений.

2. Экспериментальная зависимость $\bar{\alpha}(\bar{P})$ при $\bar{P} \to 0$ имеет вид $\bar{\alpha} \approx \bar{P}^{0,27}$. Согласно теоретическому соотношению (1.130) работы [212], теплоотдача в области $\bar{P} \to 0$ практически не зависит от давления.

3. Из приведенной обобщающей формулы (1.132) следует, что для всего диапазона изменения приведенных давлений зависимость теплоотдачи от характерного размера шероховатости имеет вид $\bar{\alpha} \approx \bar{l}^{-0,133}$. Отмечается [236], что последние экспериментальные исследования дают еще более сильную зависимость (степень 0,2…0,3). Теоретические модели [212, 218] не содержат анализа влияния шероховатости на теплообмен при кипении.

В [236] предлагается приближенная модель теплообмена при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции, которая согласуется с результатами экспериментальных исследований.

В работе [236] пузырьковое кипение рассматривается как пристенная турбулентность. В отдельных работах при анализе турбулентного теплопереноса в двухфазном пузырьковом слое введен коэффициент турбулентной температуропроводности, обусловленной колебаниями поверхности пузырей:

$$a_t \approx R^2\omega,$$

где ω – частота собственных колебаний пузыря, рассчитываемая по формуле Рэлея:

$$\omega \approx \sqrt{\frac{\sigma}{\rho R^3}}.$$

Теплоперенос в пузырьковом слое с одинаковым значением радиуса пузыря определяется эффективным коэффициентом теплопроводности [236]:

$$\lambda_* = \rho c_p (a + a_t).$$

Отсюда плотность теплового потока [236]:

$$q = -\rho c_p \left(a + k\sqrt{\frac{\sigma R}{\rho}} \right) \frac{dT}{dy}, \qquad (1.135)$$

где k – численная константа порядка единицы.

Выражение для профиля температур в пристенном кипящем слое [236]:

$$T = T_W - \frac{2qa}{c_p \sigma}\left(\sqrt{\bar{y}} - \ln\left(1 + \sqrt{\bar{y}}\right)\right). \qquad (1.136)$$

Здесь $\bar{y} = k_1 y\sigma / \left(\rho a^2\right)$ – безразмерное расстояние от стенки; $k_1 \approx k$ – численная константа.

На внешней границе пристенного двухфазного слоя температура жидкости должна достигать температуры насыщения

$$y = \delta;\ T = T_н.$$

Тогда выражение, связывающее коэффициент теплоотдачи и безразмерную толщину пристенного жидкого слоя $\bar{\delta} = \sigma\delta / \left(\rho a^2\right)$, будет [236]:

$$1 = \frac{2\alpha\, a}{c_p \sigma}\left(\sqrt{\bar{\delta}} - \ln\left(1 + \sqrt{\bar{\delta}}\right)\right). \qquad (1.137)$$

При $\bar{\delta} \to 0$ из (1.137) следует «ламинарная» [236] формула для переноса тепла через пристенную жидкую пленку механизмом теплопроводности, аналогичная подходу [212]:

$$\alpha \approx \lambda / \delta.$$

При $\overline{\delta} \to \infty$ соотношение (1.137) приводит к «турбулентному» закону теплопереноса

$$\alpha^2 \approx \frac{\rho \sigma c_p^{\,2}}{\delta}.$$

Полагая $\delta \approx \lambda / \alpha$ и проводя оценку порядков величин $\left(k_1 \approx k \approx 1; \sigma \approx 10^{-2}...10^{-1}; \rho \approx 10^3; a \approx 10^{-7}...10^{-6}; \alpha \approx 10^4...10^5\right)$ автор [236] получил: $\overline{\delta} \approx 10^4...10^6$; $\sqrt{\overline{\delta}} >> \ln\left(1+\sqrt{\overline{\delta}}\right)$. Отсюда следует, что теплоперенос через пристенный кипящий слой практически всегда будет определяться закономерностями «турбулентности пузырькового слоя». В подходе Д.А. Лабунцова [212] толщина пристенной жидкой пленки рассчитывается по динамическим характеристикам процесса кипения – радиусу и скорости роста парового пузыря. В модели по [236] принимается условие плотной упаковки «макропузырей» в двухфазном слое $\delta \approx L$. Здесь L – расстояние между центрами соседних пузырей. Тогда выражение для коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении будет [236]:

$$\alpha^2 \approx \frac{\rho \sigma c_p^{\,2}}{L}. \qquad (1.138)$$

Далее в [236] автор определяет расстояние между центрами парообразования, или, что то же самое, поверхностную плотность центров парообразования

$$N \approx \frac{1}{L^2}. \qquad (1.139)$$

Первое теоретическое соотношение для величины N было предложено Д.А. Лабунцовым [212]:

$$N \approx \frac{1}{R_*^{\,2}},$$

где радиус парового критического зародыша определялся из линейной аппроксимации кривой насыщения.

$$R_* \approx \frac{\sigma T_н}{r \rho_п \Delta T}. \qquad (1.140)$$

Для области низких давлений В.В. Ягов [218] из квадратичной аппроксимации кривой насыщения получил

$$R_* \approx \frac{\sigma T_н^{\,2}}{r \rho_п \Delta T^2}. \qquad (1.141)$$

Соотношения (1.140), (1.141) приводят к степенным зависимостям плотности центров парообразования от перепада температур: $N \approx \Delta T^4$ – для области низких давлений; $N \approx \Delta T^2$ – для области высоких давлений. Однако в ряде экспериментальных исследований была получена весьма сильная зависимость $N(\Delta T)$ во всем диапазоне давлений (вплоть до критической точки): $N \approx \Delta T^4 ... \Delta T^5$. Это говорит о том, что расстояние между центрами парообразования определяется не радиусом парового критического зародыша, а некоторым макромасштабом длины процесса пузырькового кипения. В [237] такой макромасштаб определялся из анализа течения жидкой пленки под паровыми пузырями на поверхности нагрева. В результате было получено: $N \approx \Delta T^6$ для области низких давлений; $N \approx \Delta T^4$ для области высоких давлений. В некоторых работах установлена еще более сильная зависимость плотности центров парообразования от перепада температур – $N \approx \Delta T^7$ для широкого диапазона изменения давлений.

Для объяснения указанных данных в [236] применяется модель формирования центров кипения, основанная на «квантовой гипотезе».

Использование «принципа относительного соответствия» позволяет записать соотношение для поверхностной плотности центров парообразования [236]:

$$N \approx \frac{1}{L^2} \approx \frac{a\mu l^3}{\sigma R_*^6}. \qquad (1.142)$$

В работе [236] были получены предельные соотношения для интенсивности теплоотдачи.

Для области низких давлений $(\overline{P} \to 0)$

$$\alpha_1 \approx \frac{q^{3/4} \lambda^{1/4} \rho''^{3/8} r^{3/8} l^{3/16}}{T_s^{3/4} \rho^{1/16} a^{1/8} \sigma^{5/16}}. \qquad (1.143)$$

Приведенное давление $\overline{P} \approx \rho_n / \rho$. Соотношение (1.143) в безразмерном виде

$$\overline{\alpha_1} \approx A \overline{P}^{3/8} \overline{l}^{3/16} \overline{q}^{-3/4}. \qquad (1.144)$$

Здесь A – безразмерная константа, которая может быть записана лишь в виде громоздкой формулы, включающей свойства жидкости и масштабы величин, задаваемые соотношением (1.144). Как видно из рис. 1.27, обнаруживается хорошее согласование расчетов по соотношению (1.143) с экспериментальными данными в интервале приведенных давлений 0...0,1.

Для области высоких давлений $(\overline{P} \to 1)$.

$$\alpha_2 \approx \frac{q^{3/5} \lambda^{2/5} \rho''^{3/5} r^{3/5} l^{3/10}}{T_s^{3/5} \rho^{1/10} a^{1/5} \sigma^{1/2}}. \qquad (1.145)$$

Сопоставление (1.145) с предельным соотношением В.В Ягова (1.131) показывает практическое совпадение показателей степеней при физических свойствах, сильно зависящих от давления. В [218] показано, что (1.131) удовлетворительно описывает теплообмен в области высоких давлений. Это относится и к формуле (1.145). Однако она включает и зависимость коэффициента теплоотдачи от размера шероховатости.

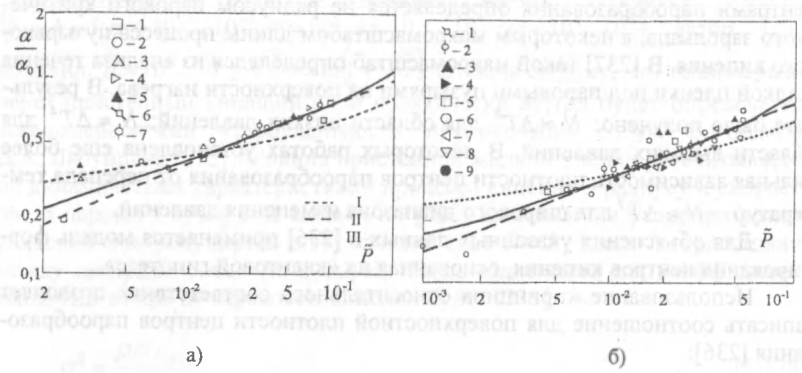


Рис. 1.27. Теплообмен при пузырьковом кипении в области низких давлений хладонов (а) и органических жидкостей (б) по экспериментальным данным других авторов, расчету по соотношению [237] и по формуле (1.143); (II) (III) – аппроксимация экспериментальных данных [236]: а) 1 – R-11; 2 – R-12; 3 – R-22; 4 – R-23; 5 – R-113; 6 – R-114; 7 – R-226; б) 1 – CH4; 2 – C2H6; 3 – C4H10; 4 – C3H12; 5 – CH4O; 6 – C2H6O; 7 – C3H8O; 8 – C4H10; 9 – C3H6O

1.5. Кипение на структурированных поверхностях

К интенсифицированным поверхностям теплообмена с регулярной геометрией (структурированным поверхностям) относятся поверхности Thermoexel-E и Gewa-T. Теплоотдающие поверхности, обработанные виброконтактным способом с целью увеличения числа действующих центров парообразования, также можно отнести к поверхностям с регулярной геометрией.

Thermoexcel-E представляет собой группу винтовых каналов с малым шагом, изготовленных путем токарной обработки, непосредственно под верхним слоем поверхности. На поверхности выполнены отверстия треугольной формы для выхода пара. Потенциальными центрами парообразования служат углубления диаметром ~0,1 мм. Толщина покрытия $\delta = 0{,}19$ мм.

Структура Gewa-T состоит из ряда спиральных каналов, образованных низкими ребрами (высота 1,04 мм, шаг 1,35 мм). Для повышения

интенсивности кипения вершины ребер частично сплющены и имеют Т-образное поперечное сечение. Зазор между ребрами (0,18 мм) существенно превышает размеры пор на других развитых поверхностях, что должно способствовать более легкому заполнению каналов жидкостью.

Применение таких поверхностей позволяет отводить высокие тепловые потоки при низких температурных напорах. Одной из областей, где структурированные поверхности обладают потенциальным преимуществом, является охлаждение электронной аппаратуры [51]. Новейшие электронные приборы могут генерировать значительные тепловые потоки. Они очень чувствительны к колебаниям температуры, в связи с этим, в результате чего при неудовлетворительном охлаждении резко возрастает частота отказов, поэтому их предлагается охлаждать с помощью организации пузырькового кипения на структурированных поверхностях. В качестве рабочих жидкостей предлагается использовать трансформаторные масла, некоторые фреоны и фторсодержащие жидкости [52, 53], которые (например, Fluorinert FC-72) очень привлекательны как теплоносители, работающие при пузырьковом кипении, поскольку они химически стабильны и не оставляют отложений на поверхности нагрева [51]. Некоторые свойства FC-72 вместе с таковыми для фреона-113 для сравнения приведены в таблице 1.5.

Таблица 1.5

Некоторые свойства теплоносителей Fluorinert FC-72 и фреона-113 [118]

Свойства	FC-72 [6]	Фреон-113 [7]
Температура кипения при 0,1 МПа, °С	56	47,57
Плотность жидкости при 25 °С, г/см^3	1,68	1,565
Плотность насыщенного пара при 0,1 МПа, г/см^3	0,014	0,0074
Удельная теплоемкость при 25 °С, кДж/(кг· К)	0,878	0,913
Теплота испарения при 0,1 МПа, кДж/кг	87,8	147,0
Коэффициент теплопроводности при 25 °С, Вт/(м· К)	0,057	0,065
Коэффициент поверхностного натяжения при 25 °С, Н/м	0,012	0,023
Диэлектрическая постоянная при 25 °С, 1 кГц	1,76	2,41
Средний молекулярный вес	340	187

Нишикава и Ито [54] рассмотрели два метода интенсификации пузырькового кипения. Первый метод заключается в видоизменении поверхности теплоотдачи с целью снижения ее смачиваемости кипящей жидкостью (например, покрытие тефлоном центра парообразования при кипении воды [55]). Однако для жидкостей с высокой смачивающей способностью (таких как фреон-113 и жидкий азот [56]) этот метод непригоден, и поэтому его не следует использовать для жидкостей с очень низким поверхностным натяжением. Другое решение заключается в изготовлении теплоотдающей поверхности с многочисленными тупиковыми порами, способными задерживать пары и поддерживать активность паровых зародышей. Для проверки эффективности этого второго метода интенсификации кипения выполнен ряд исследований [57–61]. В [51] были исследованы структурированные поверхности при пузырьковом кипении фреона-113 и Fluorinert FC-72, начиная от начала пузырькового кипения и кончая тепловыми потоками, близкими или равными критическим. Характеристики исследованных поверхностей приведены в таблице 1.6. Было проведено сравнение интенсивности теплообмена при кипении исследованных жидкостей с поверхностью типа High Flux и гладкой.

Покрытие High Flux состоит из 46 % медных частиц размером менее 44 мкм, остальные – от 44 до 74 мкм. Процесс нанесения покрытия заключался в припаивании (твердым припоем) металлического порошка к базовой поверхности. Пористость структуры составляла 50–65 %. Толщина покрытия 0,38 мм. Такая поверхность содержит большое количество потенциальных центров парообразования, образованных сетью каналов, которые случайным образом пронизывают пористый слой.

Таблица 1.6

Размеры и характеристики исследованных поверхностей

Поверхность	Наружный диаметр, мм	Толщина стенки, мм	Толщина пористого слоя, мм	Другие характеристики
Гладкая	15,8	0,97	–	Технически шероховатая
High Flux	18,7	0,86	0,08	46 % медных частиц размером менее 44 мкм, остальные размером от 44 до 74 мкм
Thermoexcel-E	16,5	1,32	0,19	Средний диаметр выходного отверстия углубления ~ 0,1 мм
Gewa-T	17,9	0,7	1,02	Шаг ребра 1,35 мм; зазор между ребрами 0,18 мм

Экспериментальные данные были получены для обеих жидкостей. На рис. 1.28 показаны данные по кипению на гладкой трубе, причем применялось старение типа *A*. Видно, что фреон-113 требует для начала кипения большего перегрева поверхности, чем FC-72, и в обоих случаях имеет место гистерезис.

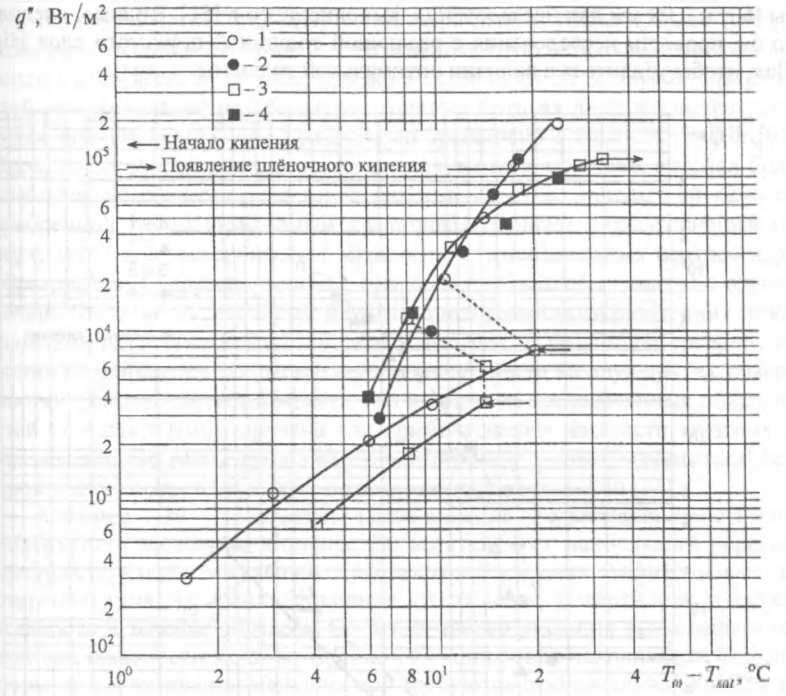


Рис 1.28. Кривая кипения для гладкой трубы [51]

Здесь T_ω – температура стенки; T_{sat} – температура насыщения.

На рис. 1.29 сопоставлены результаты исследования кипения фреона-113 на поверхности High Flux с данными работы [60]. Там же для сравнения показан расчет по формуле для естественной конвекции из работы [62]; расчетная кривая оказалась несколько ниже экспериментальных значений. В общем, совпадение данных двух исследований хорошее; размеры частиц в пористых слоях были одинаковы, но толщины пористых слоев сильно различались: в работе [60] толщина составляла 0,38 мм, а в [51] – только 0,08 мм. В работе [54] отмечается, что для пористых слоев, изготовленных из частиц одинакового размера, существует некая оптимальная

толщина. Кроме того, в работе [54] было установлено, что для частиц и поверхностей из меди оптимальная толщина слоя составляет примерно четыре диаметра частиц, которые после спекания образуют пористых слой. С учетом распределения размеров частиц в поверхности High Flux (табл. 1.6) средний размер частиц равен ~ 50 мкм. Этот размер дал бы оптимальную толщину слоя ~ 0,2 мм, т. е. значение, находящееся между 0,38 мм для работы [60] и 0,08 мм для исследования, выполненного в [51]. Видимо, следовало бы провести исследования с различной толщиной пористого слоя High Flux, чтобы убедиться в наличии оптимальной толщины.

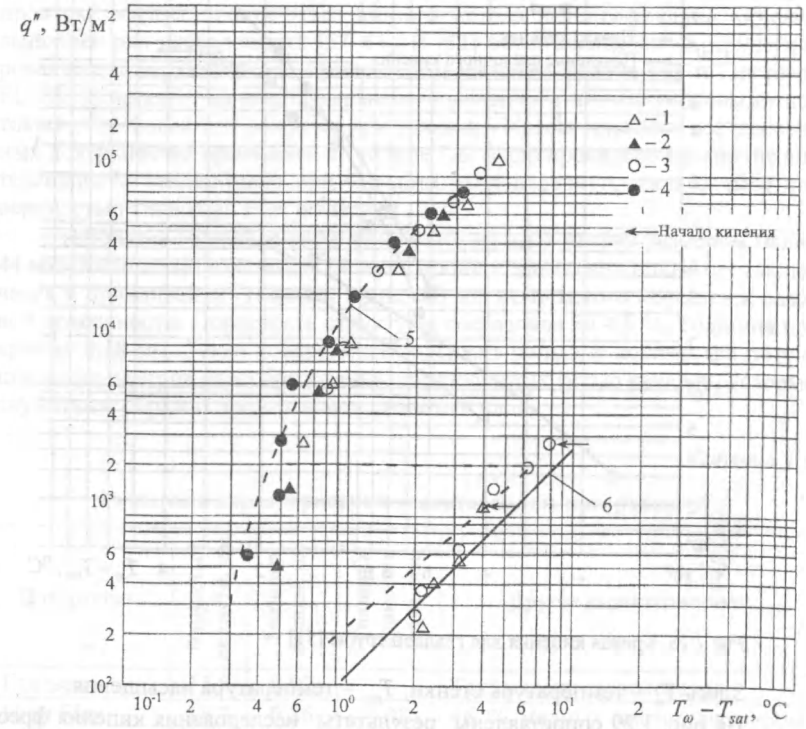


Рис. 1.29. Сопоставление данных [51] для поверхности High Flux с результатами работы [60]: ○△ – увеличение потока; ●▲ – уменьшение потока; – – – – – данные [60]; ——— расчет для естественной конвекции [62]

На рис. 1.30–1.32 сопоставлены результаты кипения фреона-113 на каждой из трех поверхностей с данными для гладкой трубы. В режиме раз-

витого кипения наилучшие результаты показывает поверхность High Flux. При низких тепловых потоках (~ 4 кВт/м^2) коэффициент теплоотдачи на этой поверхности почти в 10 раз выше, чем на гладкой трубе. При увеличении теплового потока до 100 кВт/м^2 это превышение уменьшается до трехкратного. Аналогичное увеличение коэффициента теплоотдачи при низких тепловых потоках дает и поверхность Thermoexcel-E, однако с ростом теплового потока это увеличение теплоотдачи убывает более быстро. Поверхность Gewa-T при низких тепловых потоках показывает увеличение теплоотдачи всего в 2,5 раза, однако в отличие от двух других поверхностей это увеличение при больших тепловых потоках даже возрастает, достигая при 100 кВт/м^2 трехкратного по сравнению с гладкой трубой [51]. Происходит это, видимо, потому, что при низких тепловых потоках большие каналы, образованные в поверхности Gewa-T, придают ей качества оребренной трубы (тем самым увеличивая площадь теплоотдающей поверхности), а не поверхности с множеством потенциальных центров парообразования. С другой стороны, при больших тепловых потоках относительно большие по сравнению с другими поверхностями расстояния между каналами разделяют колонии паровых пузырей. В результате соседние колонии не сливаются так легко, как это имеет место на двух других поверхностях. Однако следует заметить, что ни одна из исследованных поверхностей не была оптимизирована для применявшейся жидкости, поэтому не исключено, что приведенное выше ранжирование может измениться, если произвести соответствующую оптимизацию поверхностей [51].

На рис. 1.30–1.32 показано также влияние предыстории или старения поверхности на начало кипения. Во всех случаях наибольший перегрев, предшествующий появлению пузырькового кипения, зафиксирован для старения типа *A*, предполагающего охлаждение поверхности в объеме жидкости в течение 12 часов. Во время такого старения вследствие высокой смачиваемости меди во фреоне-113 жидкостью заполняются большие поры, и для активации меньших пор требуются относительно большие перегревы. Сравнение трех развитых поверхностей показывает, что наименьшие тепловой поток и перегрев в точке закипания имеет поверхность High Flux. Поверхность Gewa-T требует наибольших перегревов, т. к. фреон-113 легко заполняет большие каналы. Каждая из развитых поверхностей требует меньшего перегрева по сравнению с гладкой трубой (рис. 1.28). Из рис. 1.30 видно также, что при старении типа *B* (предварительное кипячение с последующим 30-минутным остыванием) требуется почти такой же перегрев, как и при старении типа *A*. Отсюда следует, что при охлаждении поры заполняются жидкостью очень быстро. Как видно из рис. 1.30 и 1.31, при старении типа *C* и *D* выброс температуры и гистерезис кривой кипения незначительны. Однако, как следует из рис. 1.32, сушка на воздухе (старение типа *D*) поверхности Gewa-T перед опытами не уменьшила гистерезиса кривой кипения. Как уже отмечалось, большой размер

каналов этой поверхности облегчает заполнение их жидкостью и подавление зародышеобразования. Для этой поверхности и старения типа *D* по достижении закипания резкого уменьшения перегрева до значения, характерного для развитого кипения, не наступает – к этим значениям перегрев приближается только после увеличения теплового потока в несколько раз.

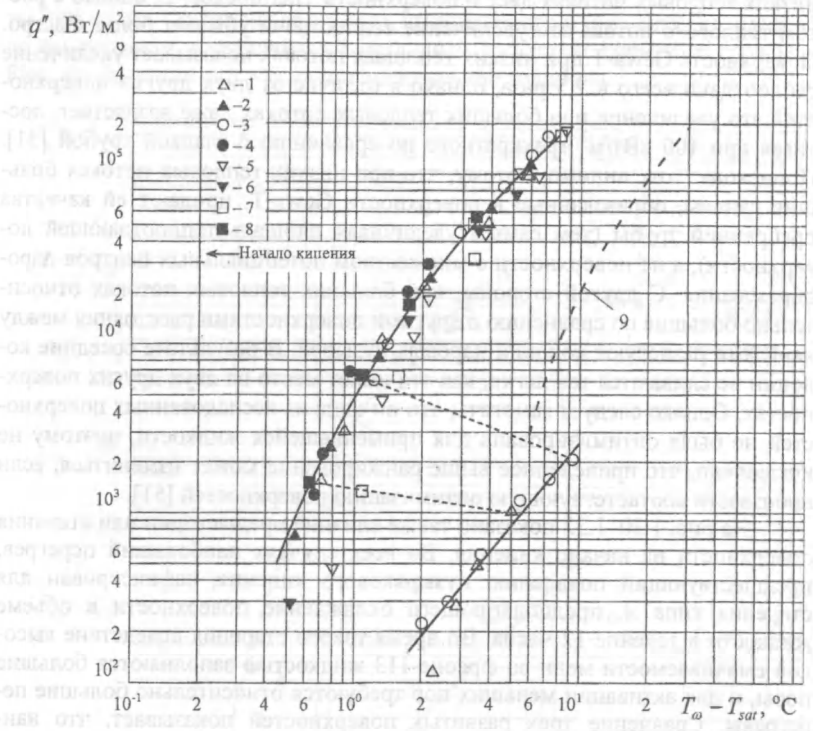


Рис 1.30. Сопоставление данных для поверхности High Flux и гладкой трубы при кипении фреона-113 [51]: ○● опыт 4, старение типа *A*, □▲ опыт 5, старение типа *B*; □■ опыт 8, старение типа *C*; □▼ опыт 9, старение типа *D*; ------- данные для гладкой трубы

Старение типа *A* – охлаждение поверхности в объеме жидкости в течение 12 часов.

Старение типа *B* – предварительное кипячение с последующим 30-минутным остыванием.

Старение типа *C* – предварительное кипячение в течение 1 часа.

Старение типа *D* – сушка на воздухе.

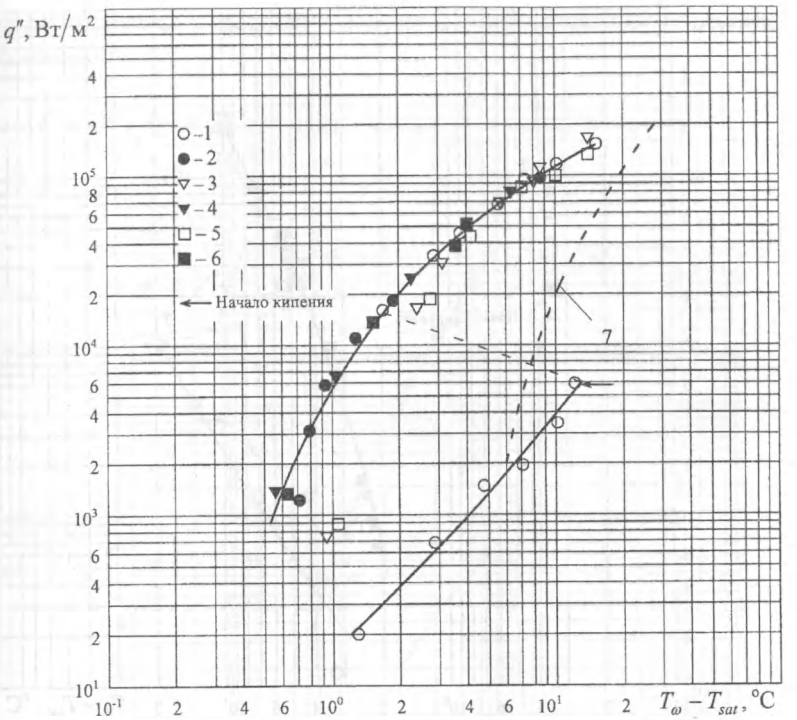


Рис. 1.31. Сопоставление данных для поверхности Thermoexcel-E и гладкой трубы при кипении фреона-113 [51]: ○● опыт 20, старение типа *A*; □■ опыт 21, старение типа C; □▼ опыт 19, старение типа D; ------- данные для гладкой трубы

Установлено, что в большинстве практических случаев рабочие тепловые потоки достаточно велики, что говорит о существовании развитого пузырькового кипения. С другой стороны, при охлаждении некоторых электронных устройств тепловые потоки могут оказаться достаточно низкими, и поэтому выброс температуры представляет серьезную проблему [51].

Из всех исследованных поверхностей High Flux показала наиболее быструю, лавинообразную активацию центров парообразования после погружения ее в жидкость после выдержки в течение 12 часов. Кипение, начавшись в одном месте, через 0,015 *с* охватывает весь рабочий участок.

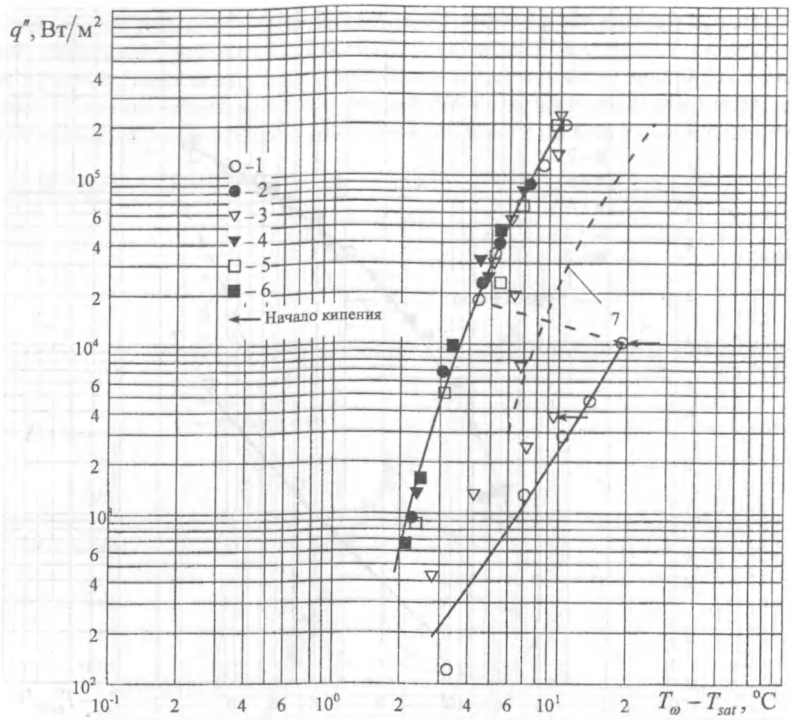


Рис. 1.32. Сопоставление данных для поверхности Gewa-T и гладкой трубы при кипении фреона-113 [51]: ○● опыт 32, старение типа *A*; □■ опыт 33, старение типа *C*; □▼ опыт 31, старение типа *D*; ------- данные для гладкой трубы

На рис. 1.33–1.35 сопоставлены результаты опытов на трех развитых поверхностях с данными для гладкой трубы при кипении FC-72. В общем, структурированные поверхности в этой жидкости во многом ведут себя так же, как и во фреоне-113, хотя возрастание коэффициента теплоотдачи по сравнению с гладкой трубой и FC-72 меньше, чем во фреоне-113 (особенно в области низких тепловых потоков). Скорее всего, это объясняется более низкой теплотой парообразования у FC-72, поскольку интенсивность теплоотдачи на каждой из развитых поверхностей сильно зависит от присутствия паровой фазы в порах и каналах. Наилучшие результаты показала поверхность High Flux, у которой коэффициент теплоотдачи увеличивается по сравнению с гладкой в 4–5 раз по мере постепенного роста теплового потока. Для поверхности Thermoexcel-E отношение коэффициентов тепло-

отдачи изменяется в пределах 4–2, а для Gewa-T – остается постоянным и равным ~ 3.

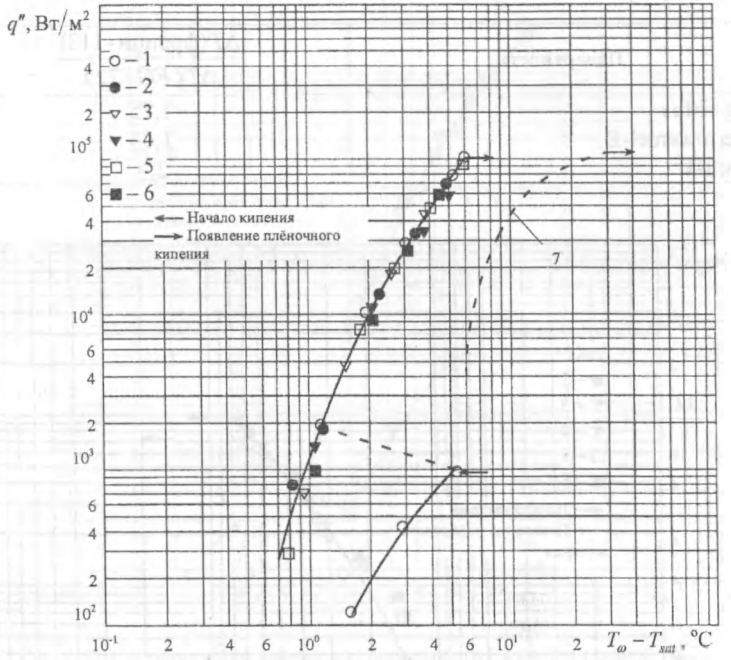


Рис. 1.33. Сопоставление данных для поверхности High Flux и гладкой трубы при кипении FC-72 [51]. ○● опыт 11, старение типа *A*; □■ опыт 14, старение типа *C*; □▼ опыт 12, старение типа *D*; – – – – данные для гладкой трубы

Влияние способа старения поверхности на закипание также показано на рис. 1.33–1.35; в целом влияние это одинаково как для фреона-113, так и для FC-72. Однако для FC-72 требуются более низкие перегревы при закипании, чем для фреона-113. Известно, что при кипении в большом объеме критический перегрев, необходимый для активации заполненной паром впадины, зависит от параметра зародышеобразования [63]:

$$N = \frac{\sigma_l T_s}{\rho_v h_{fg}}. \qquad (1.146)$$

Необходимо отметить, что с учетом свойств, приведенных в таблице 1.5, отношение этих параметров для фреона-113 и FC-72 равно 1,85.

Сопоставляя перегревы, отвечающие началу кипения (старение типа *A*) на рис. 1.30–1.32, с таковыми на рис. 1.33–1.35, получены следующие отношения перегревов для исследованных поверхностей:

Поверхность	$\frac{\Delta T(\text{френон-113})}{\Delta T(FC\text{-}72)}$
High Flux	1,75
Thermoexcel-E	1,64
Gewa-T	2,4

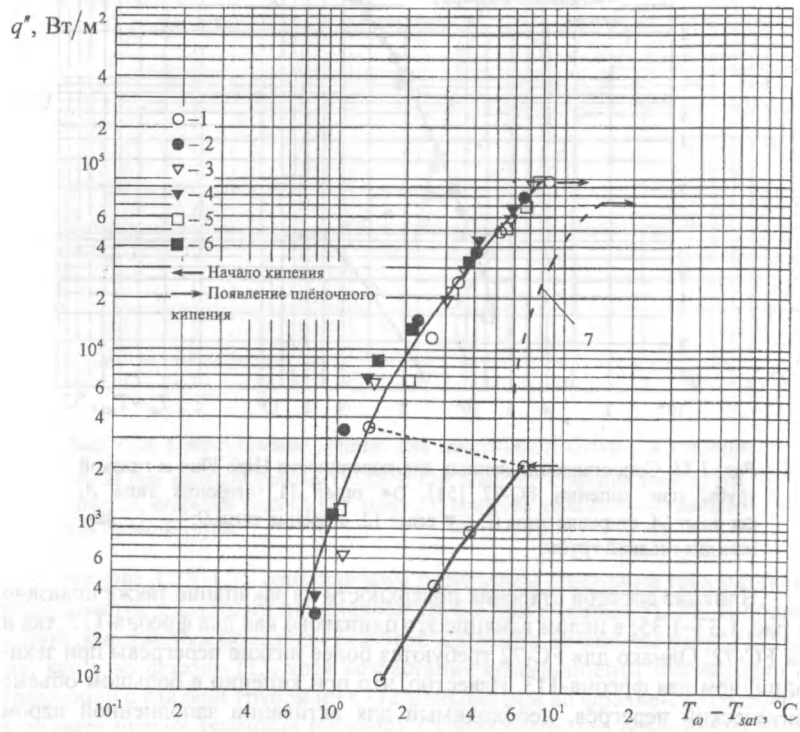


Рис. 1.34. Сопоставление данных для поверхности Thermoexcel-E и гладкой трубы при кипении FC-72 [51]: ○● опыт 17, старение типа *A*; □■ опыт 18, старение типа *C*; □▼ опыт 16, старение типа *D*; – – – – данные для гладкой трубы

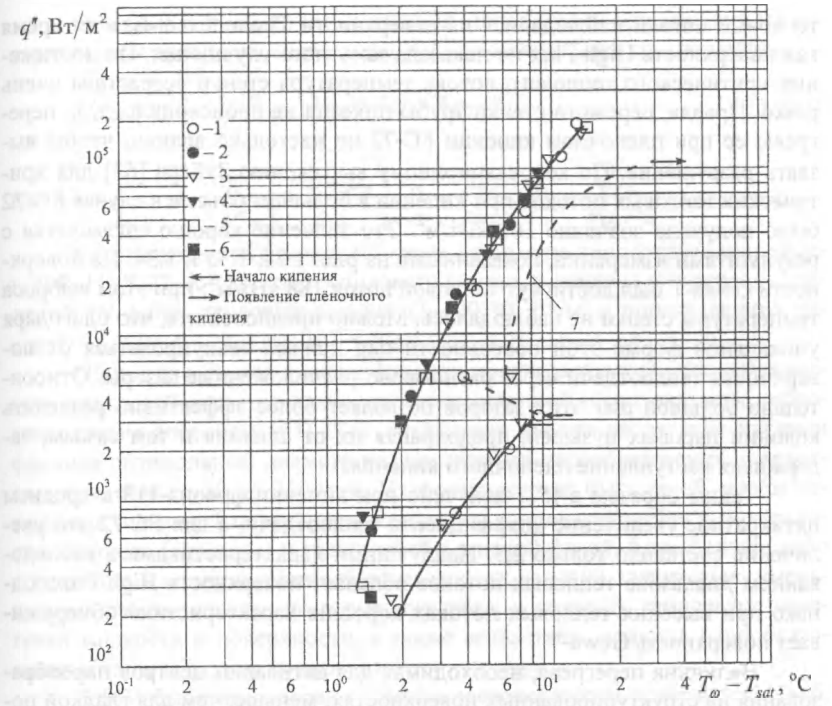


Рис. 1.35. Сопоставление данных для поверхности Gewa-T и гладкой трубы при кипении FC-72 [51]: ○● опыт 29, старение типа A; □■ опыт 30, старение типа C; □▼ опыт 28, старение типа *D*; – – – – данные для гладкой трубы

Эти экспериментально полученные отношения хорошо согласуются с упоминавшимся выше теоретическим отношением 1,85, указывая на то, что параметр, определенный соотношением (1.146), может хорошо характеризовать перегрев при закипании для одной и той же поверхности и различных жидкостей. Кроме того, из сопоставления рис. 1.30–1.32 для фреона-113 и рис. 1.33–1.35 для FC-72 выявляется следующий результат: перегрев при закипании имеет наименьшее значение для поверхности High Flux, а следом идут поверхности Thermoexcel-E и Gewa-T. Это значит, что для поверхности High Flux эффективный размер активирующихся пор больше, чем для других развитых поверхностей [51].

При кипении FC-72 на всех исследованных поверхностях, кроме Gewa-T, по достижении критического теплового потока наступает пленочное кипение. Более высокие по сравнению с гладкой трубой критические

тепловые потоки наблюдались на поверхности Thermoexcel-E, в то время как поверхность High Flux не показала заметного улучшения. По достижении критического теплового потока температура стенки возрастала очень резко. Правда, пережога стенки трубы никогда не происходило, т. к. перегревы ее при пленочном кипении FC-72 не настолько велики, чтобы вызвать разрушение. По корреляционному выражению Зубера [63] для критических тепловых потоков при кипении в большом объеме в случае FC-72 было получено значение 161 кВт/м^2. Это значение хорошо согласуется с результатами измерений, показанными на рис. 1.28, 1.33 и 1.34. На поверхности Gewa-T был достигнут тепловой поток 188 кВт/м^2; при этом выброса температуры стенки не наблюдалось. Можно предположить, что благодаря уникальной форме этой поверхности пар должен эвакуироваться от поверхности теплоотдачи через равномерно расположенные зазоры. Относительно большой шаг этих зазоров позволяет более эффективно разделять колонии паровых пузырей, предохраняя их от слияния и тем самым, задерживая наступление пленочного кипения.

Таким образом в [51] получено при кипении фреона-113 в среднем пятикратное увеличение коэффициента теплоотдачи, а для FC-72 это увеличение составило только 2,5. Наилучшими характеристиками в исследованном диапазоне тепловых потоков обладает поверхность High Flux, однако при высоких тепловых потоках хорошие характеристики обнаруживает поверхность Gewa-T.

Величина перегрева, необходимая для активации центров парообразования на структурированных поверхностях, меньше, чем для гладкой поверхности; величина перегрева зависит от начального состояния поверхности и свойств жидкости. Для фреона-113 требуется примерно вдвое больший перегрев, чем для FC-72, что согласуется с существующей теорией. Следовательно, проблема выброса температуры и связанного с этим гистерезиса кипения для этой жидкости менее серьезна, чем для фреона-113 [51].

Максимальный тепловой поток при кипении FC-72 не был достигнут только на поверхности Gewa-T. Это обусловлено геометрией поверхности (типа оребренной), позволяющей эвакуировать пар быстрее, чем это делают поверхности High Flux и Thermoexcel-E, в результате чего при высоких тепловых потоках начало пленочного кипения задерживается и первый кризис кипения начинается при более высоких температурных напорах [51].

Для расчета интенсивности теплообмена на поверхностях с регулярной геометрией предложен ряд эмпирических зависимостей. Согласно [203] в межреберном зазоре имеет место встречное течение пара, движущегося от основания ребра к вершине, и пленки жидкости, движущейся навстречу. По мере движения пленки толщина ее уменьшается вследствие испарения.

Опытные данные по интенсивности теплоотдачи при кипении на поверхностях с оребрениями типа «GEWA-T» описывается соотношением

$$Nu = 3{,}76\frac{h + 0{,}5w}{d} Ar^{1/3} Re^{-0{,}15} We^{0{,}29} Pr_{ж}^{0{,}76}, \qquad (1.147)$$

где $Nu = \frac{as}{\lambda_{ж}}$, $Ar = \frac{gd^3}{\nu^2_{ж}}\left(\frac{\rho_{ж} - \rho_{п}}{\rho_{ж}}\right)$, $Re = \frac{2qs}{r\mu_{ж}}$, $We = \frac{q^2 r s^2}{\sigma \rho_{п} r^2 d}$, $q = q_r + q_{кон}$.

Соотношение описывает опытные данные по теплоотдаче при кипении R-11, R-22, R-113, изопропилового спирта, р-ксилена в интервале давлений 0,7–5 бар, тепловых потоков $(1–400)10^3$ Вт/м^2 и определяющих чисел $0{,}016 < Re < 7{,}03$, $1{,}4 \times 10^{-6} < We < 0{,}17$, $1{,}76 < Pr < 7{,}86$.

Одним из методов интенсификации процесса теплообмена при кипении жидкостей является нанесение искусственной шероховатости виброконтактным способом [64]. Как показывает анализ работ, при кипении фреонов оптимальный диаметр впадин центров парообразования находится в пределах от 20 до 760 мкм. Их форма должна быть такой, чтобы отношение площадей поверхности пузырька, соприкасающейся с поверхностью нагрева (впадины) и граничащей с жидкой фазой, было больше либо стремилось к единице. При соблюдении этих условий значительно уменьшаются работа, идущая на отрыв пузырька, и разность температур перегрева жидкости и поверхности, а также возрастают скорость парообразования и частота отрыва пузырьков.

В [64] было исследовано влияние шероховатости поверхности труб, полученной виброконтактным способом при различных режимах обработки, на процесс кипения фреона-12 и 22. Испытывалась стальная трубка диаметром 18×3 мм с впадинами, имеющими форму шестигранной пирамиды высотой (глубиной) 30 мкм и диаметром основания около 200 мкм. Эксперименты проводились при плотностях теплового потока от 2000 до 35000 Вт/м^2, отнесенных к наружной поверхности экспериментальной трубки. Температура насыщения изменялась в пределах +6…–12 °С. Было отмечено, что при $q = 2000$ Вт/м^2 частота отрыва пузырьков составляла (1…2) 1/с. С увеличением q диаметр пузырьков не изменялся, но частота отрыва их возрастала. При $q = 35000$ Вт/м^2 частота отрыва пузырьков становилась настолько интенсивной, что пристенный слой хладагента казался «псевдоожиженным». Разность между температурой поверхности трубки и температурой насыщения при плотности теплового потока (5000–26000) Вт/м^2 изменялась в пределах 1,9–3,6 °С [64].

Величина коэффициента теплоотдачи для фреонов при одинаковых давлениях насыщения и тепловых нагрузках была одинаковой и в зависимости от тепловой нагрузки изменялась от 3000 до 9000 Вт/м^2 · К.

Полученные результаты сравнивались с данными других авторов. Величина коэффициента теплоотдачи при кипении фреона-12 на испытанной поверхности возросла в 5,5 раза по сравнению с данными [46] и в 3,8–4 раза – с данными [39] в интервале одинаковых тепловых нагрузок [64].

Значение коэффициента теплоотдачи для фреона-22 увеличилось в 4,6 раза по сравнению с данными [32] и в 3,5–3,8 раза – с данными [39].

Таким образом, по мнению авторов [64] нанесение регулярной микрошероховатости методом виброконтактной обработки поверхности повышает коэффициент теплоотдачи при кипении фреона-12 в 5,5 раза и фреона-22 – в 4,6 раза по сравнению с кипением на полированной поверхности при равных плотностях тепловых потоков.

Однако следует отметить, что ряд авторов отмечают незначительное влияние шероховатости на интенсивность процесса теплоотдачи в области развитого кипения, либо отсутствие такого влияния, поэтому работу [64] следует рассматривать, скорее всего, как исследование процесса кипения на поверхности с регулярной геометрией, на которой искусственным путем создаются центры парообразования с заранее заданными характеристиками, способными создать активный паровой зародыш.

ГЛАВА 2

КИПЕНИЕ НА КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

В настоящее время используются пористые покрытия, изготовленные путем спекания порошков или металлических волокон, плазменное напыление, электролитическое осаждение, химическое травление стенки, металлические сетки, прижатые к теплоотдающей поверхности, газопламенное напыление, электродуговое напыление. В зависимости от способа изготовления покрытия могут различаться пористостью, размерами пор, теплофизическими свойствами.

Согласно [91] с учетом влияния характеристик пористых покрытий на теплоотдачу можно выделить следующие группы:

1) по толщине пористого слоя δ – толстые $\delta / d_{эф} >> 1$ и тонкие $\delta / d_{эф} \le 1$;

2) по структуре – изотропные и анизотропные;

3) по взаимодействию покрытия с жидкостью – капиллярно-пористые $(d_{эф} / l) < 1$ и пористые $(d_{эф} / l) \ge 1$. Здесь l – капиллярная постоянная.

4) однородные по толщине пористого слоя и неоднородные;

5) по виду функции распределения пор по размерам – одномодальные и полимодальные;

6) по наличию термического сопротивления в зоне контакта пористого слоя с подложкой;

7) по величине коэффициента теплопроводности пористого покрытия – малотеплопроводные $\lambda_{ск} / [\lambda_{ж}(1 - П)] \le 1$ и высокотеплопроводные $\lambda_{ск} / [\lambda_{ж}(1 - П)] >> 1$;

8) по условиям кипения – кипение на нагревателе, погруженном в жидкость большого объема и кипение, когда приток жидкости осуществляется путем капиллярной подпитки.

2.1. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении на капиллярно-пористых поверхностях

Для интенсификации процессов теплообмена при кипении используют поверхности с пористыми покрытиями, что позволяет увеличить коэффициент теплоотдачи в 5–8 раз по сравнению с гладкими поверхностями. Существуют значительные различия в закономерностях теплообмена в этих условиях по сравнению с гладкой поверхностью [173].

В зависимости от характеристик покрытия, рода жидкости, давления вид кривой может претерпевать значительные изменения [173].

Анализ литературных данных по кипению хладагентов [65] на интенсифицированных поверхностях позволяет сделать вывод о целесообразности использования пористых покрытий и поверхностей с регулярной микрогеометрией [66]. На рис. 3.1 представлены результаты экспериментов по кипению R113 при атмосферном давлении в виде зависимости $\alpha = f(q)$: 1 – поверхность с пористым покрытием (HIGH FLUX) [66]; 2 – поверхность с регулярным микрорельефом (THERMOEXEL-E) [66]; 3 – поверхность с микроребрами Т-образной формы (GEWA-T) [66]; 4 – виброобработанная поверхность (глубина ячеек 150 мкм, плотность 10 см$^{-2}$) [67]; 5 – поверхность с металловолокнистым покрытием δ_k = (0,2 – 0,7) мм [68]; 6 – модельное покрытие – экспериментальные данные авторов [65] (δ_k = 0,63 мм); 7 – гладкая медная поверхность.

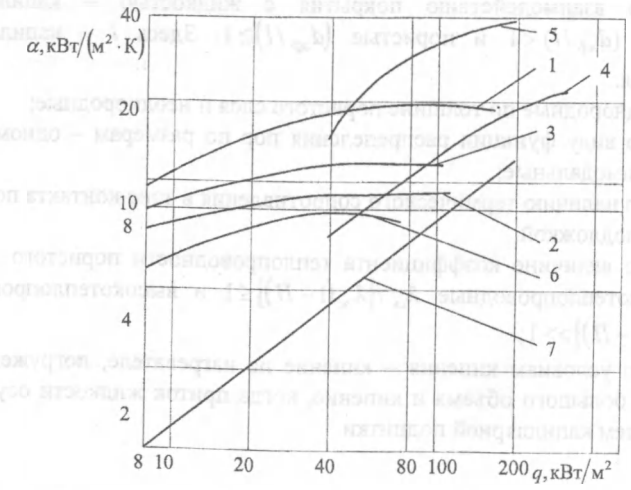


Рис. 2.1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении R-113 на различных поверхностях [65]

Характер зависимостей свидетельствует о близкой природе механизма парообразования при кипении на различных интенсифицированных поверхностях. Редко встречаются работы [69, 70], где экспериментально исследуются процессы внутри тонкого поверхностного слоя, образованного структурой покрытия. Но именно эти процессы и определяют эффективность той или иной поверхности теплообмена.

Авторами [65] была предложена методика моделирования металловолокнистых и сетчатых пористых покрытий. Анализ результатов экспериментов позволил сделать вывод о качественном соответствии теплообмена при кипении на металловолокнистых и модельных (с навитыми проволочками) поверхностях. В экспериментах не наблюдалось четкого кризиса теплоотдачи при кипении и имели место две стадии процесса кипения: первая сопровождалась увеличением α с ростом q при $q < 30$ кВт/м^2; во второй – интенсивность процесса практически не зависела от q (при $q > 30$ кВт/м^2).

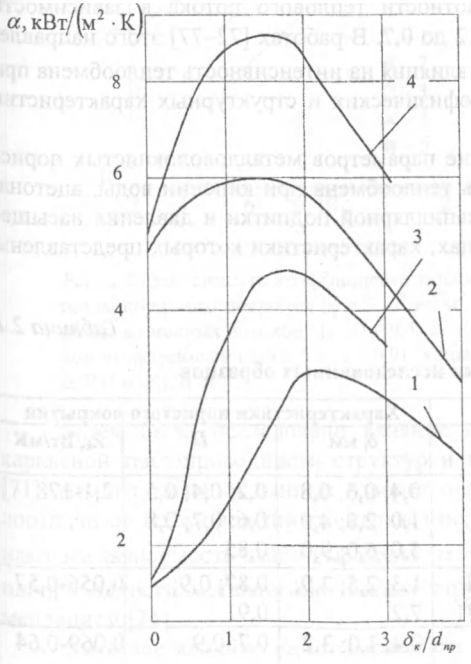


Рис. 2.2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от отношения $\left(\delta_k / d_{np}\right)$ [65]

По мнению авторов [65] это можно объяснить тем, что при невысоких значениях q пространство в капиллярно-пористой структуре заполнено парожидкостной смесью с небольшим паросодержанием и при этом в теплообмене участвует вся развитая поверхность структуры. Во втором же режиме генерация пара достигает уровня, при котором пористый слой в значительной степени насыщается паром и большая часть структуры, особенно поверхностная, практически исключается из теплообмена. Это подтверждается зависимостью $\alpha = f\left(\delta_k / d_{np}\right)$ (рис. 2.2), на которой имеет место явно выраженный максимум коэффициента теплоотдачи. Исследования подтверждают, что способ-

ность отводить теплоту от поверхности с пористым покрытием определяется не только геометрическими характеристиками его структуры, но и гидродинамическими характеристиками всего пристенного слоя, заполненного парожидкостной смесью [65]. Можно предполагать, что для любого типа поверхностей, имеющих микрогеометрию, влияние этого фактора при относительно больших q становится основным и процесс парообразования внутри интенсифицирующей теплообмен структуры, а следовательно, и увеличение α ограничен возможностью удаления паровой фазы из слоя покрытия в объем жидкости. Такой механизм теплоотдачи объясняет тот факт, что при больших значениях q для большинства поверхностей коэффициент теплоотдачи снижается и сравнивается с α на гладкой поверхности [65].

Интенсивность теплообмена при кипении на поверхности с пористыми покрытиями в условиях капиллярного транспорта разрознены и противоречивы. Например, интенсивность теплообмена по данным одних авторов не зависит, а других – зависит от толщины пористого покрытия, а показатель степени n при плотности теплового потока в зависимости $\alpha = f(q)$ имеет значение от 0,12 до 0,7. В работах [72–77] этого направления отсутствуют исследования влияния на интенсивность теплообмена при кипении геометрических, теплофизических и структурных характеристик пористых покрытий.

Было изучено [71] влияние параметров металловолокнистых пористых структур на интенсивность теплообмена при кипении воды, ацетона, этилового спирта в условиях капиллярной подпитки и давления насыщения $(0{,}5\ldots0{,}98)10^5$ Па на образцах, характеристики которых представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1

Характеристики исследованных образцов

№ образца	Материал		Характеристики пористого покрытия		
	подложки	волокон	δ, мм	Π	$\lambda_{эф}$, Вт/мК
1-31	Медь М-1	Медь М-1	0,4; 0,6; 0,8 1,0; 2,0; 4,0 5,0; 6,0; 9,0	0,2; 0,4; 0,5 0,6; 0,7; 0,8 0,85	2,1-178
32-35	Медь М-1	Никель Н-1 Ст 9Х18Н9Т	1,3; 2,5; 2,9; 7,2	0,87; 0,9; 0,91	0,056-0,57
36-38	Сталь 9Х18Н9Т	Сталь 9Х18Н9Т	0,4; 1,0; 3,2	0,7; 0,9	0,069-0,64

Исследовано влияние толщины капиллярной структуры на интенсивность теплообмена при кипении воды. Зависимость коэффициента теплоотдачи от толщины структуры при кипении воды на подложках из меди приведена на рис. 2.3. Увеличение интенсивности теплообмена с ростом толщины капиллярной структуры и дальнейшее ее снижение наблюдалось во всем исследованном диапазоне режимных параметров, структурных и теплофизических характеристик покрытий. При этом показатель степени m в зависимости $\alpha = f(\delta)$ равен 0,65 для покрытий толщиной 0,4–1,2 мм и $m = -0{,}2$ для образцов с $\delta > 1{,}2$ мм [71].

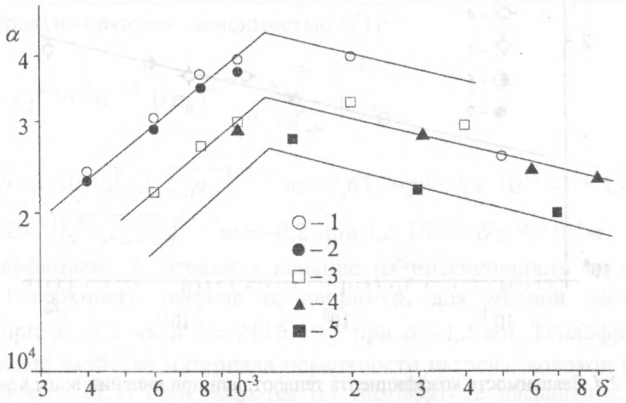


Рис. 2.3. Зависимость коэффициента теплоотдачи при кипении от толщины пористого покрытия ($q = 5 \cdot 10^4$ Вт/м^2, $p_{нас} = 0{,}98 \cdot 10^5$ Па) [71]. Образцы из медных волокон: 1 – $П = 0{,}4$; 2 – 0,5; 3 – 0,8; 4 – 0,85; из волокон нержавеющей стали: 5 – $П = 0{,}91$; кривые – расчёт по формуле (2.1), α, Вт/(м^2·К); δ, м

Затем было исследовано влияние на интенсивность теплообмена каркасной теплопроводности структур и материала поверхности нагрева [71]. Анализ опытных данных говорит о зависимости коэффициента теплоотдачи от теплопроводности каркаса пористого покрытия (рис. 2.4), однако эта зависимость слабо выражена ($\alpha \approx \lambda_k^{0{,}07}$). Значения каркасной теплопроводности металловолокнистых структур рассчитывались по рекомендациям [74].

Заметное влияние на интенсивность теплообмена оказывают теплофизические свойства поверхности нагрева. При кипении жидкости на подложке из нержавеющей стали значения коэффициентов теплоотдачи почти в 2 раза ниже, чем в случае использования медной поверхности нагрева с

теми же характеристиками пористого покрытия. Если для определения степени влияния свойств поверхности нагрева на теплообмен при кипении в условиях капиллярного транспорта жидкости воспользоваться коэффициентом аккумуляции теплоты материала поверхности, то на основании анализа экспериментальных данных следует, что $\alpha \approx \left(\sqrt{\lambda_м c_м \rho_м}\right)^{0,4}$ [71].

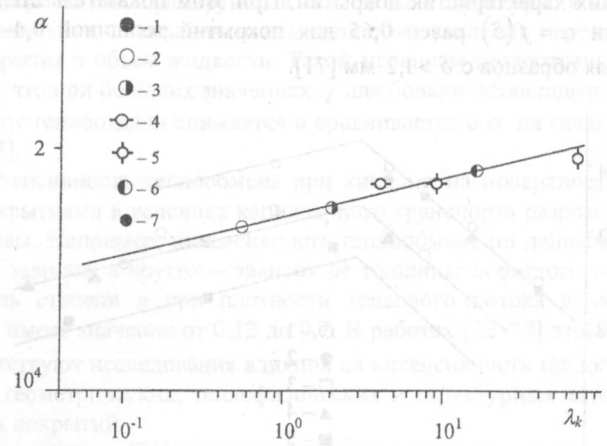


Рис. 2.4. Зависимость коэффициента теплоотдачи при кипении воды в условиях капиллярного транспорта от каркасной теплопроводности покрытия ($q = 2 \cdot 10^4$ Вт/м^2, $p_{нас} = 0{,}98 \cdot 10^5$ Па) [102]. Образцы из волокон нержавеющей стали: 1 – $П = 0{,}91$, $\delta = 2{,}9$ мм; никеля: 2 – 0,87 и 2 мм; меди: 3 – 0,85 и 3,2 мм; 4 – 0,8 и 2 мм; 5 – 0,7 и 2 мм; 6 – 0,6 и 2 мм; 7 – 0,4 и 2 мм; 7 – 0,4 и 2 мм; расчёт по формуле (2.1) для $\delta = 2{,}5$ мм, $\lambda_ж$, Вт/(м·К)

Было исследовано влияние структурных характеристик капиллярно-пористого покрытия на интенсивность теплообмена. Изменялась пористость структур $П$, размеры пор D, распределение пор по размерам $N = f(D_i)$ при прочих равных параметрах покрытия. В результате экспериментов установлено, что указанные структурные характеристики металловолокнистых материалов не оказывают заметного влияния на значения коэффициентов теплоотдачи [71].

Влияние интенсивности теплообмена от физических свойств жидкости исследовалось при кипении воды, ацетона и этилового спирта при давлении насыщения $(0{,}5–0{,}98) \cdot 10^5$ Па. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о значительном влиянии свойств жидкости на интенсивность теплообмена и зависит от комплекса $\left(\lambda_ж^{\,2} / \nu_ж \sigma T_{нас}\right)$ [78], теплоты парообразования и плотности пара.

Термическое сопротивление контакта $R_{кт}$ между пористой структурой и поверхностью нагрева оказывает существенное влияние на интенсивность процесса кипения в условиях капиллярного транспорта жидкости, как это показано в [74]. Значения коэффициентов теплоотдачи при кипении на образцах с припеченными покрытиями оказались значительно выше, чем с прижатыми: в области значений плотностей тепловых потоков $q < 5 \cdot 10^4$ Вт/м^2 в 1,2 – 1,5 раза; в области $q > 10^5$ Вт/м^2 – в 2–3 раза [71].

Результаты экспериментального исследования интенсивности теплоотдачи на поверхности, спеченной с металловолокнистыми пористыми покрытиями, при кипении жидкости в условиях капиллярного транспорта хорошо аппроксимируются зависимостью [71]:

$$\alpha = kq^{0.6}\delta^m \lambda_k^{0,07} (r\rho_n)^{0,3} \left(\frac{\lambda_{ж}^2}{\nu_{ж} \sigma T_{нас}} \right)^{0,2}, \qquad (2.1)$$

где $k = (9{,}43 \cdot 10^{-2}) \left(\sqrt{\lambda_м c_м \rho_м} \right)^{0.4}$, $m = 0{,}65$ при $0{,}4 \cdot 10^{-3} \le \delta \le 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ м; $k = (0{,}31 \cdot 10^{-3}) \left(\sqrt{\lambda_м c_м \rho_м} \right)^{0.4}$, $m = -0{,}2$ при $1{,}2 \cdot 10^{-3} < \delta \le 9 \cdot 10^{-3}$м.

Коэффициент k отражает влияние на интенсивность теплообмена свойств поверхности нагрева и, например, для медной поверхности $k = 6{,}43$ при $\delta \le 1{,}2$ мм и $k = 21{,}16 \cdot 10^{-3}$ при $\delta > 1{,}2$ мм. Теплофизические и физические свойства материала поверхности нагрева, волокон и жидкости в формуле (2.1) определяются по температуре насыщения. Зависимость (2.1) справедлива в диапазонах изменения характеристик покрытия и режимных параметров процесса, при которых соблюдается условие, определяющее границу зоны кипения I, согласно [74]:

$$\Delta T < 4\sigma T_{нас} / r\rho_n D_{мин}.$$

При расчете интенсивности теплообмена в зоне кипения II авторы [71] воспользовались рекомендациями работы [74].

На рис. 2.5 в зоне кипения I приведено сопоставление расчетных и экспериментальных данных исследований [71] и результатов [75, 77], в которых использованы пористые покрытия из металлических волокон. Значения коэффициентов теплоотдачи, рассчитанные по формуле (2.1), удовлетворительно согласуются с данными, полученными на образцах с волокнами из разных металлов как при атмосферном давлении, так и при более низком давлении насыщения [71].

В [79] рассматриваются результаты экспериментального исследования по кипению пропана и н-бутана на пористых поверхностях нагрева, полученных методом термодиффузионного спекания.

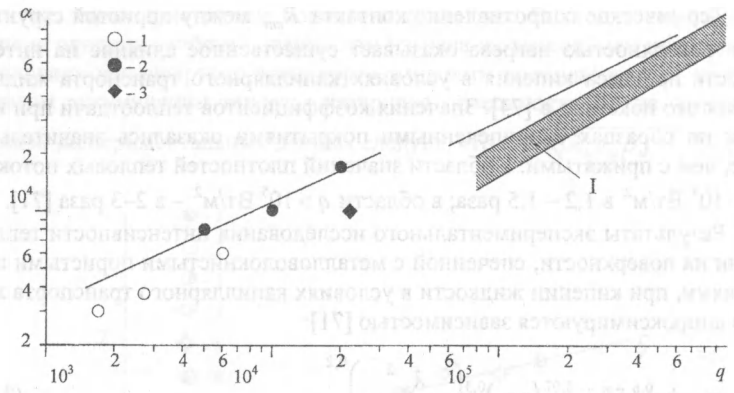


Рис. 2.5. Интенсивность теплообмена при кипении воды на поверхности нагрева из меди с металловолокнистыми пористыми покрытиями в условиях капиллярного транспорта [71]. Образцы из волокон никеля ($p_{нас} = 0{,}98 \cdot 10^5$ Па): 1 – $П = 0{,}87$, $\delta = 2{,}5$ мм (данные авторов); 2 – 0,8 и 0,74 мм [77]; 3 – 0,8 и 2,08 мм [71]; меди ($p_{нас} = 0{,}1 \cdot 10^5$ Па): I – $П \approx 0{,}4$, $\delta = 1{,}5$ мм, эксперимент и расчёт [75]; сплошные кривые – расчёт по формуле (2.1), q, Вт/м^2

Проводились испытания как гладких труб, так и труб с пористым покрытием [80]. Трубы вертикально расположенные диаметром 25×2,5 мм, длиной 200 мм из стали Х18Н10Т с пористым покрытием из порошка той же стали.

Толщина пористого слоя $\delta_{сл} = 0{,}12 - 0{,}88$ мм, состоящего из фракций с размером частиц (средний диаметр) $\overline{D_r} = 0{,}0515;\ 0{,}0815;\ 0{,}15;\ 0{,}25$ мм. Средняя пористость – 55 %, что соответствует оптимальным условиям.

Рабочее давление – $P_p = 0{,}125–0{,}142$ МПа; плотности тепловых потоков – 3000–66000 Вт/м^2; температурные напоры – 0,5–12 К.

Увеличение времени выдержки (рис. 2.6) в процессе спекания (при $T = 1553–1563$ К) повышает значения коэффициентов теплоотдачи в области высоких тепловых потоков. Прямая 1, описывающая процесс кипения н-бутана, имеет наклон $n = 0{,}55$, а у прямой 2 для этих же образцов $n = 0{,}7$.

Из рис. 2.7 видно, что коэффициенты теплоотдачи достигают максимальных значений при толщине пористых покрытий от 0,25 до 0,55 мм. Заметное снижение интенсивности теплообмена при кипении наблюдается как в случае увеличения толщины слоя $(\delta_{сл} > 0{,}55$ мм$)$, так и в случае его уменьшения $(\delta_{сл} < 0{,}25$ мм$)$.

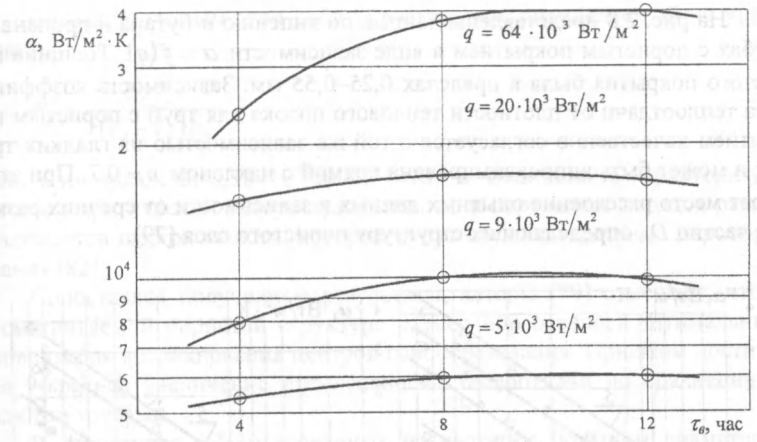


Рис. 2.6. Влияние времени выдержки на теплоотдачу [79]

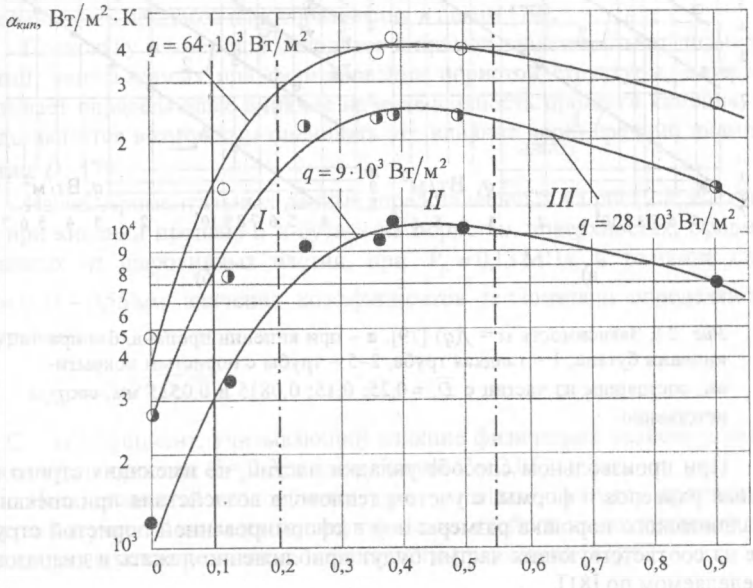


Рис. 2.7. Влияние толщины пористого слоя ($\delta_{сл}$) на теплоотдачу $\overline{D}_r = 0{,}0515$ мм [79]

На рис. 2.8 представлены данные по кипению н-бутана и пропана на трубах с пористым покрытием в виде зависимости $\alpha = f(q)$. Толщина пористого покрытия была в пределах 0,25–0,55 мм. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока для труб с пористым покрытием качественно согласуется с той же зависимостью на гладких трубах и может быть аппроксимирована прямой с наклоном $n = 0{,}7$. При этом имеет место расслоение опытных данных в зависимости от средних размеров частиц D_r, определяющих структуру пористого слоя [79].

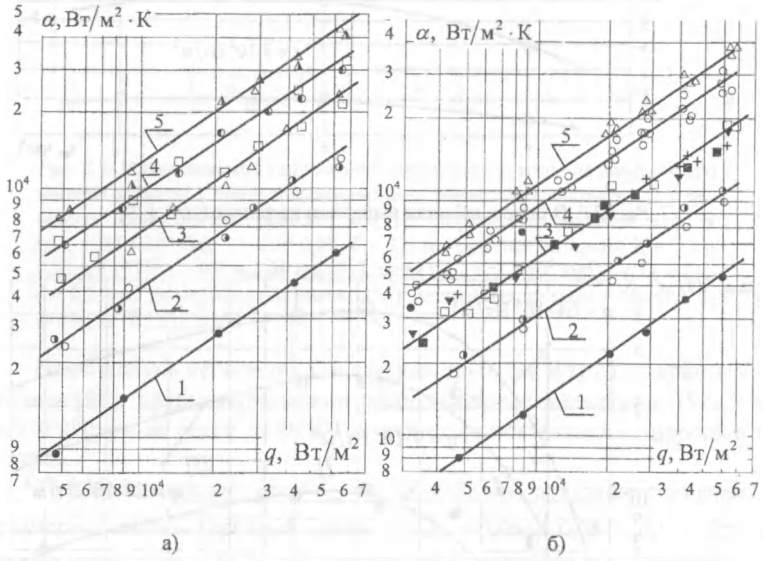


Рис. 2.8. Зависимость $\alpha = f(q)$ [79]: а – при кипении пропана, б – при кипении бутана; 1 – гладкая труба, 2–5 – трубы с пористым покрытием, состоящим из частиц с $\overline{D_r} = 0{,}25$; 0,15; 0,0815 и 0,0515 мм, соответственно

При произвольном способе укладки частиц, не имеющих строго заданных размеров и формы, с учетом теплового воздействия при спекании металлического порошка размеры пор в сформированной пористой структуре из соответствующих частиц будут приближенно лежать в диапазоне, определяемом по [81].

Исходя из [81], в пористой структуре, сформированной из частиц с $\overline{D_r} = 0{,}0515$ мм, размер пор лежит в интервале от $0{,}7 \cdot 10^{-5}$ до $1{,}8 \cdot 10^{-5}$ м.

Согласно данным этой работы размер пор, определяемый по уравнению

$$R_k = \frac{2\sigma T_н}{r(T_c - T_н)\rho_п},$$

лежит в интервале от $0{,}38\times10^{-5}$ до $1{,}14\times10^{-5}$ м. Величина R_k характеризует не только критический радиус пузырьков, но и определяет порядок размера элементов шероховатости, которые будут служить центрами парообразования [82].

Сопоставляя полученные результаты, авторы [79] отмечают, что в рассматриваемой пористой структуре размер пор отвечает оптимальным условиям для возникновения центров парообразования. При этом достигается 9-кратное увеличение интенсивности теплоотдачи по сравнению с гладкими трубами.

В структурах, сформированных из частиц с большим диаметром, увеличиваются размеры пор, что ведет к нарушению условий термодинамического и механического равновесия паровых зародышей и, следовательно, снижает как число действующих центров парообразования, так и интенсивность процесса парообразования в целом [79].

Поскольку размер пор находится в прямой зависимости от диаметра частиц, используемых при формировании пористой структуры, а первое оказывает определяющее влияние на интенсивность процесса кипения, то представляется возможным оценивать это влияние через средний диаметр частиц $\overline{D_r}$ [79].

Из экспериментальных данных, представленных на рис. 2.8, следует, что при кипении пропана и н-бутана на пористых поверхностях, сформированных из шаровидных частиц, при $P_p = 0{,}13$ МПа и толщине слоя $\delta_{сл} = 0{,}25 - 0{,}55$ мм значения коэффициентов теплоотдачи определяются по уравнению:

$$\alpha_{кип} = Cq^{0,7}\overline{D_r}^{-0,7},$$

где С – коэффициент, учитывающий влияние физических свойств углеводородов (для пропана $C = 2{,}3$, а для н-бутана $C = 2{,}06$).

Интенсивность теплообмена при кипении чистого пропана и н-бутана с учетом влияния теплофизических свойств на технической поверхности нагрева предложено оценивать по уравнению [83]:

$$\alpha_{кип} = 320\frac{P_{кр}^{0,3}}{T_{кр}^{0,85}M^{0,15}}\left(0{,}62 + 3\frac{P_s}{P_{кр}}\right)q^{0,7}. \qquad (2.2)$$

Полагая, что степень влияния соответствующих пористых структур на интенсивность процесса кипения при различных P и q останется равноценной, расчетная зависимость для определения коэффициентов теплоотдачи на пористых поверхностях нагрева, получаемых термодиффузионным методом при толщине пористого слоя $\delta_{сл} = 0{,}25 - 0{,}55$ мм и плотностях тепловых потоков 3500–66000 Вт/м^2, может быть представлена в следующем виде [79]:

$$\alpha_{кип} = 320 \frac{P_{кр}^{0,3}}{T_{кр}^{0,85} M^{0,15}} \left(0{,}62 + 3 \frac{P_s}{P_{кр}} \right) q^{0,7} \overline{D_r}^{-0,7}. \qquad (2.3)$$

Интенсификация теплообмена со стороны кипящих хладагентов может быть осуществлена различными методами: созданием искусственной шероховатости, например путем оребрения (макрошероховатость) [86, 87]; использованием капиллярно-пористых неметаллических покрытий [88]; несмачиваемых покрытий [89]; нанесением на теплообменную поверхность пористых металлических покрытий [90].

Процесс кипения на пористых металлических покрытиях может быть описан следующей моделью [85]. Образование и рост пузырей происходит внутри пор, где пузыри окружены высокотеплопроводным скелетом капиллярно-пористого покрытия (матрицы), имеющим температуру, близкую к температуре стенки. При отрыве пузырей внутри матрицы остаются зародыши, размеры которых значительно больше, чем в случае кипения на гладкой поверхности. Вместе с тем, разветвленная система открытых сообщающихся пор позволяет жидкости в результате действия капиллярных сил непрерывно поступать к теплообменной поверхности, в то же время препятствуя смыванию зародышей из активных впадин. Таким образом, обеспечиваются благоприятные условия для возникновения и роста пузырей, с одной стороны, и увеличения числа центров парообразования – с другой, в результате чего существенно снижается термическое сопротивление теплового пограничного слоя у теплообменной поверхности [85].

Известно, что минимальный размер зародыша, обеспечивающий рост пузыря, зависит от теплофизических свойств жидкости и от перегрева ϑ. Используя различную технологию нанесения покрытий, можно сформировать матрицу с системой пор, приспособленной к свойствам практически любой жидкости, и тем самым существенно уменьшить (по сравнению с гладкой поверхностью) перегрев ϑ, необходимый для возникновения пузырькового кипения. В случае применения агентов с плохой теплопроводностью для усиления теплового потока в направлении, нормальном к поверхности нагрева, необходимо обеспечить хороший тепловой контакт между частицами в покрытии, что может быть достигнуто при соответст-

вующем выборе материала покрытия, а также при изменении технологических параметров процесса.

Для достижения максимальной способности генерировать пузыри требуются возможно меньшие, соизмеримые с величиной зародыша, проходные размеры капиллярных пор; с другой – при малых размерах пор увеличивается опасность образования паровой пленки у теплообменной поверхности и ухудшение условий удаления паровой фазы из пористого покрытия. Кроме того, покрытия должны иметь достаточно хорошую механическую прочность и связь с подложкой, противостоять значительным эрозионным и вибрационным воздействиям, сохранять все вышеперечисленные свойства длительное время, быть недорогими и наноситься технологически простыми средствами [85].

Этим требованиям наиболее полно, по мнению авторов [85], отвечают покрытия, получаемые методами газотермического напыления.

Был исследован теплообмен при кипении хладонов R-11, R-12, R-22 на поверхности труб с пористыми металлическими покрытиями, полученными методом газотермического напыления [85]. Материал для напыления – М3; труба – сталь 10 длиной 400 мм. Характеристики образцов представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2

Характеристики исследованных образцов

Номер трубы	Способ напыления	Наружный диаметр трубы, мм		Толщина слоя покрытия $\delta_{сл}$, мм
		Гладкой $d_{тр}$	С покрытием $d_{п}$	
1	Электродуговой	24,20	24,8	0,300
2		24,50	25,05	0,275
3		24,35	24,60	0,125
4		24,50	24,65	0,075
5	Газопламенный	24,50	24,97	0,235

Испытания проводились в диапазоне температур кипения –20…+20 °С на R-12, R-22 и +30 °С на R-11 при плотностях тепловых потоков 500…12000 Вт/м^2.

Устойчивое пузырьковое кипение сохранялось даже при самых малых тепловых потоках, когда для оребренных и особенно гладких труб характерен режим свободной конвекции. Число стабильных центров парообразования выше, а размеры паровых пузырей меньше, чем при кипении на гладких поверхностях. Наиболее интенсивное кипение наблюдалось на трубе № 1.

На рис. 2.9 сопоставлены данные по теплообмену при кипении R-12 ($t_0 = +5$ и -5 °С) на указанных поверхностях с данными для гладкой ($R_z = 3$ мкм) и ребристой труб ($s = 0{,}76$ мм) [88]. Аналогичные данные получены для R-22 и R-11 в указанном диапазоне изменения режимных параметров ($\vartheta = 0{,}4 - 6$ °С) [85].

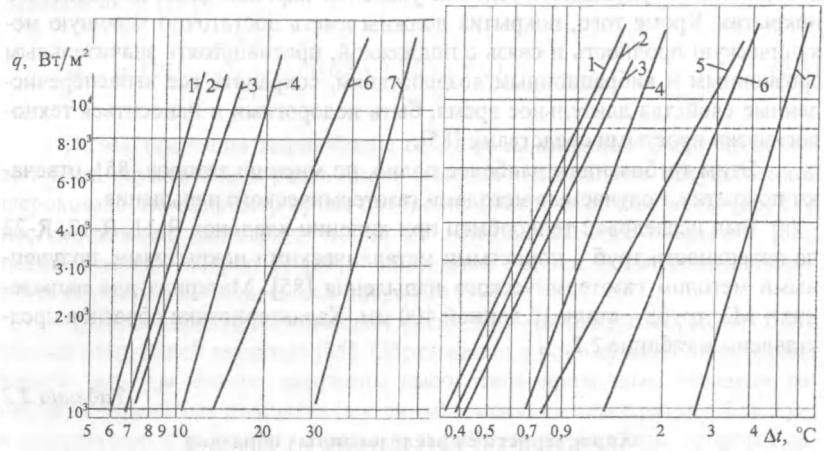


Рис. 2.9. Зависимость $q = f(\Delta t)$ при кипении хладона R-12 на трубах с покрытиями при различных давлениях кипения [85]: а – $p_o = 2{,}67$ кгс/см^2; б – $p_o = 3{,}7$ кгс/см^2; 1–5 – трубы, соответственно, № 1–5 (см. табл. 2.2); 6 – ребристая труба; 7 – гладкая труба

Проведенные экспериментальные работы [86–90] позволяют выделить закономерности, присущие процессу парообразования на пористых структурах, которые сводятся к тому, что зона парообразования располагается внутри пористого слоя вблизи обогреваемой поверхности; положение границ паровых зон отличается устойчивостью и частота и амплитуда пульсаций температуры значительно меньше, чем при пузырьковом кипении на гладкой поверхности [91].

Общепризнанным считается существование различных систем пор для подвода жидкости в зону парообразования и удаления пара. Это было высказано в [97] Аллингеймом и Макинтайром [91].

Практически во всех работах [98–101] отмечалось, что при кипении на сеточных структурах закономерности кипения примерно те же, что и при пузырьковом кипении на гладкой поверхности. Об этом говорит неза-

висимость интенсивности теплообмена от толщины структуры, малая зависимость коэффициентов теплоотдачи от материала покрытия; показатель степени в зависимости $\alpha = Cq^n$ близок к 0,7, что характерно для пузырькового кипения в большом объеме. Существенного увеличения коэффициентов теплоотдачи и предельных плотностей теплового потока в исследованиях не наблюдалось.

Гораздо эффективнее применение структур с хорошим термическим контактом с подложкой типа спеченных порошков и металловолокнистых. При их использовании возможно увеличение коэффициентов теплоотдачи до 10 раз и предельных плотностей теплового потока в 2–4 раза. Так, при кипении на медных волокнистых структурах [102] и структурах, полученных при спекании частиц из нержавеющей стали [91] и меди [103], получены коэффициенты теплоотдачи, близкие к 2×10^5 Вт/м^2 · К. В [102] получено увеличение предельной плотности теплового потока в 2–3 раза [105]. Подобные результаты получены при кипении этанола на структурах из напыленной бронзы [104] и кипении хладона-113 на мелкопористых спеченных структурах из бронзы [105].

Кипение воды и хладона-22 на малотеплопроводных $(\lambda_{ск} = (0{,}01 - 0{,}05)$Вт/м · К$)$ достаточно толстых $(\delta = 3{,}15 - 3{,}81$ мм$)$ структурах, спеченных из шариков никеля, исследовалось в [106]. Отмечается рост теплоотдачи с уменьшением диаметра фракции; зависимость коэффициентов теплоотдачи от плотности теплового потока очень слабая. Интенсивность теплообмена при кипении криогенных жидкостей (азот, водород, кислород) на напыленных пористых покрытиях (толщина изменялась от 0,05 до 0,8 мм) из меди, алюминиевого сплава и нержавеющей стали в диапазоне давлений 0,012–0,098 МПа исследовалась в [107]. Отмечено снижение температуры кипения примерно на 2 градуса. Увеличение коэффициента теплоотдачи в 3 раза и предельных плотностей теплового потока примерно в 2 раза при кипении двуокиси углерода на пористом покрытии из никеля, полученном гальваническим способом, имеется в [108].

Влияние давления на теплообменные характеристики при кипении воды на порошковых капиллярных структурах из нержавеющей стали приведено в [109]. Давление изменялось от 0,1 до 6,0 МПа. С ростом давления влияние пористого покрытия ослабевает, а при тепловой нагрузке 9×10^5 Вт/м^2, начиная с давления 1 МПа, для поверхности с пористым покрытием ниже, чем для гладкой поверхности.

Кипение на пористых покрытиях с хорошим термическим контактом с обогреваемой поверхностью отличается стабильностью при пониженных давлениях и высокими значениями α и $q_{кр}$ [91].

Низкое термическое сопротивление зоны контакта покрытия и подложки приводит к интенсивному парообразованию не только на обогре-

ваемой поверхности, но и в самом покрытии. Поэтому для металловолокнистых, порошковых, напыленных и подобных пористых структур, характеристики покрытия (теплопроводность, проницаемость, пористость, характерный размер пор, функция распределения пор по размерам, толщине) самым непосредственным образом влияют на теплообмен при кипении. Наиболее полно это установлено в [102].

Можно утверждать, что рост коэффициента теплопроводности интенсифицирует теплообмен на всей ветви пузырькового кипения.

Влияние проницаемости, толщины и размера пор взаимосвязано и неоднозначно. Так, увеличение только толщины покрытия при неизменных пористости и размера пор приводит к увеличению коэффициентов теплоотдачи при низких плотностях теплового потока и снижению при высоких [91].

Применение теории подобия для обобщения опытных данных по теплоотдаче при кипении разработано крайне недостаточно. Известные подходы либо заимствованы из теории кипения на гладкой поверхности [111], либо основаны на приведении к безразмерному виду расчетных соотношений. Эти соотношения, полученные с использованием некоторых модельных представлений о механизме кипения на капиллярно-пористых структурах (КПС), учитывают влияние на теплообмен лишь отдельных характеристик пористой структуры. При таком подходе хорошо обобщаются только данные, полученные на однотипных пористых покрытиях [91].

В работе [91] при анализе теплообмена на капиллярно-пористой поверхности предлагается учитывать основные характеристики КПС: пористость, проницаемость, распределение пор по размерам. На основании математического описания модели кипения была получена система обобщенных переменных [110]. Для обобщения данных по теплоотдаче предлагаются координаты $(T_w^+)^{-1} = \alpha / < \alpha_v > l_*^T$ и δ / l_*^T. Экспериментальные данные по кипению воды на медных металловолокнистых КПС [102] (p_s = 0,1 МПа) представлены на рис. 2.10 и 2.11.

На рис. 2.10 показана зависимость относительной толщины КПС δ / l_*^T в точках достижения максимального коэффициента теплоотдачи от толщины покрытия [91]. При изменении толщины КПС от 0,4 до 2 мм, пористости от 0,4 до 0,8 и плотности теплового потока от 3×10^5 до 24×10^5 Вт/м^2 значение δ / l_*^T остается постоянным. Снижение значения относительной толщины при $\delta < 0{,}4$ мм объясняется тем, что в этом случае КПС не может считаться макроскопической $(\delta / < d > \approx 2 - 4)$.

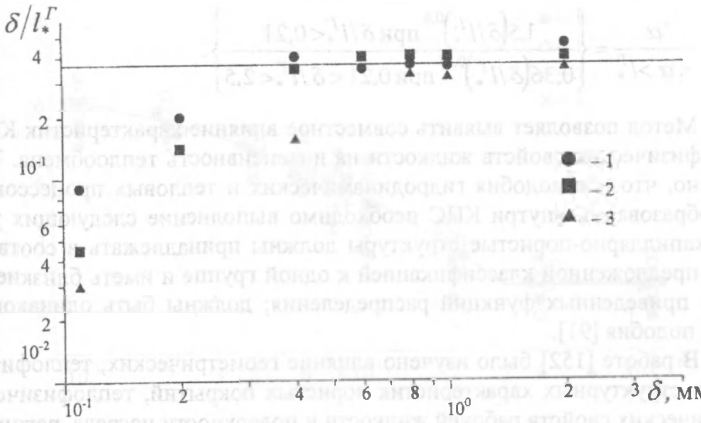


Рис. 2.10. Зависимость относительной толщины δ/l_*^Γ от толщины покрытия: 1 – 0,4; 2 – 0,6; 3 – 0,8 [91]

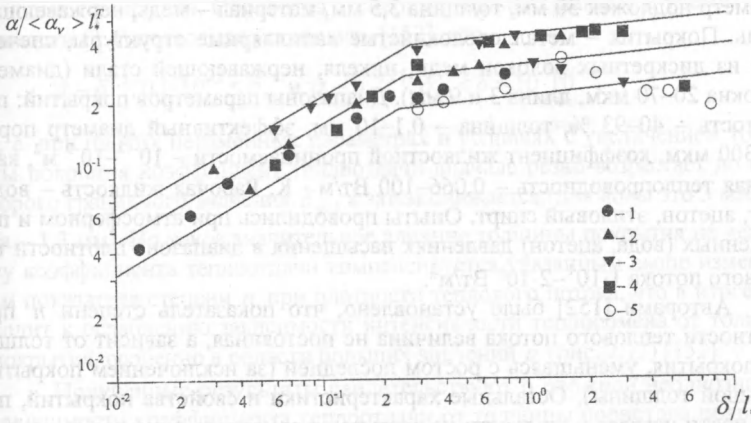


Рис. 2.11. Данные по теплоотдаче при кипении воды на пористых покрытиях различной толщины (в мм) в обобщенных координатах [91]

На рис. 2.11 приведены в координатах $\alpha/<\alpha_v>l_*$ и δ/l_*^Γ экспериментальные данные по теплоотдаче при кипении воды [102]. Результаты, полученные на покрытиях ($\Pi = 0{,}4$) с толщиной $\delta \le 1$ мм, удовлетворительно описываются уравнением (с точностью ± 30 %) [91]:

$$\frac{\alpha}{<\alpha>l^{T}_{*}} = \left\{ \begin{array}{l} 1{,}5\left(\delta / l^{\Gamma}_{*}\right)^{0{,}6} \text{ при } \delta / l^{\Gamma}_{*} < 0{,}21 \\ 0{,}36\left(\delta / l^{\Gamma}_{*}\right)^{0{,}15} \text{ при } 0{,}21 < \delta / l^{\Gamma}_{*} < 2{,}5 \end{array} \right\}.$$

Метод позволяет выявить совместное влияние характеристик КПС и теплофизических свойств жидкости на интенсивность теплообмена. Установлено, что для подобия гидродинамических и тепловых процессов при парообразовании внутри КПС необходимо выполнение следующих условий: капиллярно-пористые структуры должны принадлежать в соответствие с предложенной классификацией к одной группе и иметь близкие значения приведенных функций распределения; должны быть одинаковыми числа подобия [91].

В работе [152] было изучено влияние геометрических, теплофизических и структурных характеристик пористых покрытий, теплофизических и физических свойств рабочей жидкости и поверхности нагрева, режимных параметров процесса на интенсивность теплообмена при кипении в условиях свободного движения.

Эксперименты состояли из шести серий. Было исследовано 79 образцов, изготовленных из подложек, спеченных с пористыми покрытиями. Диаметр подложек 30 мм, толщина 3,5 мм, материал – медь, нержавеющая сталь. Покрытия – металловолокнистые капиллярные структуры, спеченные из дискретных волокон меди, никеля, нержавеющей стали (диаметр волокна 20–70 мкм, длина 3 и 9 мм). Диапазоны параметров покрытий: пористость – 40–93 %, толщина – 0,1–10 мм, эффективный диаметр пор – 20–300 мкм, коэффициент жидкостной проницаемости – 10^{-12}–10^{-9} м^2, каркасная теплопроводность – 0,066–100 Вт/м · К. Рабочая жидкость – вода, азот, ацетон, этиловый спирт. Опыты проводились при атмосферном и пониженных (вода, ацетон) давлениях насыщения в диапазоне плотности теплового потока $1 \cdot 10^4$–$2 \cdot 10^6$ Вт/м^2.

Авторами [152] было установлено, что показатель степени n при плотности теплового потока величина не постоянная, а зависит от толщины покрытия, уменьшаясь с ростом последней (за исключением покрытий большой толщины). Остальные характеристики и свойства покрытий, поверхности нагрева и жидкости не оказывают заметного влияния на показатель степени n.

$$n = 5\delta^{0{,}7} cth\left(0{,}0035 + 104\delta + 7 \cdot 10^5 \delta^{2{,}7}\right),\ 0{,}1 \cdot 10^{-3} \le \delta \le 3 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$n = 0{,}21432{,}...3 \cdot 10^{-3} < \delta \le 10 \cdot 10^{-3} \text{ м}. \qquad (2.4)$$

На рис. 2.12 представлены опытные данные и результаты расчетов по обобщающей зависимости справедливой для величин q не превышающих критическую плотность теплового потока.

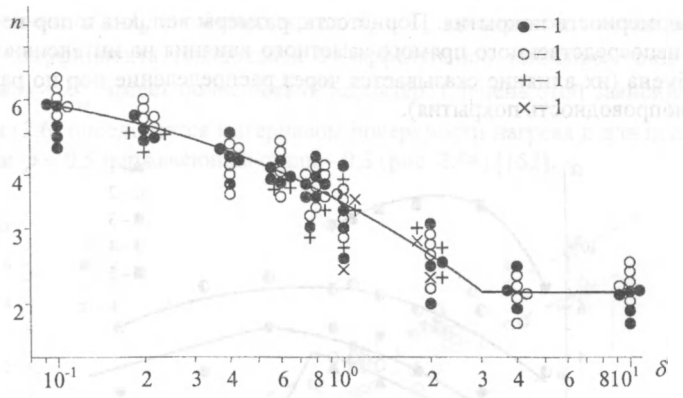


Рис. 2.12. Зависимость показателя степени n от толщины покрытия: 1 – вода; 2 – азот; 3 – ацетон; этиловый спирт. Кривая – расчёт по формуле (2.4), δ, мм [152]

Затем было исследовано влияние на интенсивность теплообмена толщины покрытия. Обработка экспериментальных данных с учетом зависимости (3.4) позволила установить [152], что

$$\alpha \sim \delta^{1,5},\ 0{,}1\cdot 10^{-3} \le \delta_{гр} \text{ и } \alpha \sim \delta^{-0,25},\ \delta_{гр} < \delta \le 10\cdot 10^{-3}, \qquad (2.5)$$

т. е. при прочих неизменных параметрах и условиях с увеличением толщины покрытия коэффициент теплоотдачи вначале резко возрастает до некоторого граничного значения $\delta_{гр}$, а затем снижается (для воды это 3 мм, азота – 1,3 мм). Но такое значительное влияние толщины покрытия на величину коэффициента теплоотдачи компенсируется указанным выше изменением показателя степени n при плотности теплового потока, что в итоге приводит к ослаблению зависимости интенсивности теплообмена от толщины покрытия, особенно в области больших значений q (рис. 2.13) [152].

Полученные результаты свидетельствуют о сложной неоднозначной зависимости коэффициента теплоотдачи от толщины пористого покрытия; они позволяют согласовать три разные точки зрения, утверждающих об увеличении, уменьшении или постоянстве интенсивности теплообмена с ростом величины δ.

Третья серия опытов – исследование влияния структурных характеристик на интенсивность теплообмена. Здесь варьировалась пористость покрытий, размеры дискретного волокна и пор, неравномерность, т. е. распределение пор по размерам, при прочих неизменных или близких по значениям параметрах покрытий. Выявлено существенное влияние степени

неравномерности покрытия. Пористость, размеры волокна и пор не оказывают непосредственного прямого заметного влияния на интенсивность теплообмена (их влияние сказывается через распределение пор по размерам и теплопроводность покрытия).

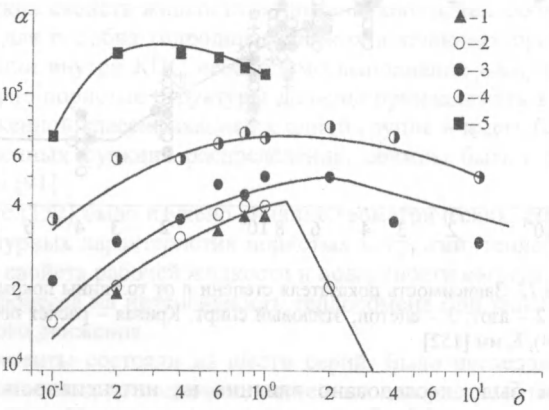


Рис. 2.13. Характерные зависимости коэффициента теплообмена от толщины покрытия. Пористость 60 %. Жидкость: 1 – ацетон; 2 – азот; 3–5 – вода. Плотность теплового потока (x10^4, Вт/м^2): 1–3 – 5; 4–20; 5–100. Кривые – расчёты по формуле (2.5), α, Вт/(м^2·К); δ, мм [152]

Для металловолокнистых капиллярных структур дифференциальные распределения пор по размерам приведены в [153], но из-за громоздкости проще воспользоваться отношением $(1-П_{пр})/(1-П)$ из [12], характеризующим неравномерность этого покрытия, степень близости строения его структуры и структуры покрытия предельной пористости $П_{пр}$ с теми же размерами волокон. Была предложена зависимость коэффициента теплоотдачи от этого отношения

$$\alpha \sim \left[(1-П_{пр})/(1-П)\right]^{0,4},\ П_{пр} = \exp\left(-6\frac{d_в}{l_в}\right),\ 10^{-6} \le \left(\frac{d_в}{l_в}\right) \le 10^{-4}. \qquad (2.6)$$

В четвертой серии опытов в [152] определялось влияние на интенсивность теплообмена каркасной $\lambda_к$ и эффективной $\lambda_{эф}$ теплопроводностей покрытий. Коэффициент теплоотдачи существенно возрастал с увеличением теплопроводности покрытия. При этом в диапазоне $10 < \lambda_к \le 100$ Вт/(м · К) каркасная и эффективная теплопроводности близки по своим значениям и оказывают практически одинаковое влияние на величину α, а в области

низких значений λ_k (особенно, когда $\lambda_k < \lambda_{ж}$) различное, причем зависимость коэффициента теплоотдачи от эффективной теплопроводности покрытия $\alpha \sim \lambda_{эф}^{p}$ имеет более четкий характер. Степень этой зависимости с учетом (2.6) определяется материалом поверхности нагрева и для подложек из меди $p = 0{,}5$ нержавеющей стали – 0,3 (рис. 2.14) [152].

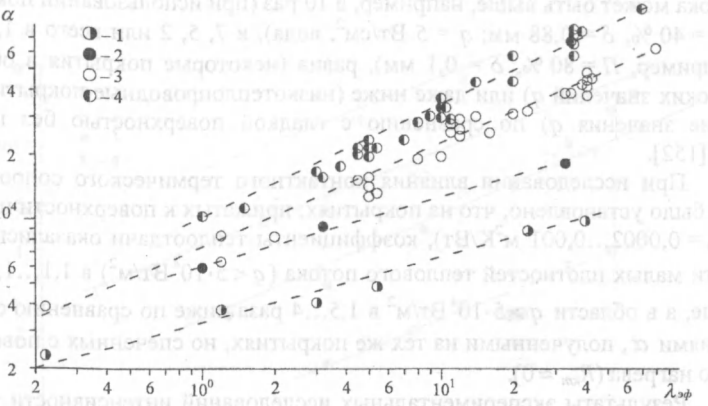


Рис. 2.14. Зависимость коэффициента теплообмена от эффективной теплопроводности покрытия. Толщина покрытия 0,8 мм, пористость 40–93 %. Жидкость: 1, 3 – азот, 2, 4 – вода. Материал подложки: 1, 2 – нержавеющая сталь; 3, 4 – медь. Плотность теплового потока (x10^4, Вт/м^2): 1, 3 – 5,66; 2, 4 – 10; α, Вт/(м^2·К); $\lambda_{эф}$, Вт/(м·К) [152]

Влияние на интенсивность теплоотдачи материала поверхности исследовалось на подложках из меди и нержавеющей стали. Выяснилось, что влияние теплофизических и физических свойств поверхности нагрева оказывают заметное влияние на интенсивность теплоотдачи. При кипении воды на пористых покрытиях с медной подложкой коэффициенты теплоотдачи в 2 раза выше, чем на таких же покрытиях с подложкой из нержавеющей стали, а при кипении азота – почти в 3 раза выше. Обработка данных позволила установить, что $\alpha \sim A_{пп}^{0,5}$ где $ml >> 1$ [152].

Далее при атмосферном и пониженном давлениях насыщения изучалось влияние на интенсивность теплоотдачи теплофизических и физических свойств рабочей жидкости. Получено более слабое влияние по сравнению с кипением на гладкой поверхности нагрева свойств рабочей жидкости на величину коэффициента теплоотдачи, который зависит от ком-

плекса свойств жидкости $\lambda_{ж}^2 / \nu_{ж}\sigma T_{нас}$, плотности пара и теплоты парообразования.

Сопоставление полученных результатов с данными по кипению на гладкой технической поверхности нагрева свидетельствует о том [152], что интенсивность теплоотдачи в зависимости от значений толщины, теплопроводности, пористости покрытия, плотности подведенного теплового потока может быть выше, например, в 10 раз (при использовании покрытия с $П = 40$ %, $\delta = 0{,}88$ мм; $q = 5$ Вт/см^2, вода), в 7, 5, 2 или всего в 1,5 раза (например, $П = 80$ %, $\delta = 0{,}1$ мм), равна (некоторые покрытия в области высоких значений q) или даже ниже (низкотеплопроводные покрытия, высокие значения q) по сравнению с гладкой поверхностью без покрытия [152].

При исследовании влияния контактного термического сопротивления было установлено, что на покрытиях, прижатых к поверхности нагрева ($R_{кт} = 0{,}0002\ldots0{,}001$ м^{2}К/Вт), коэффициенты теплоотдачи оказались в области малых плотностей теплового потока ($q < 5\cdot10^4$ Вт/м^2) в 1,1…1,5 раза выше, а в области $q > 5\cdot10^4$ Вт/м^2 в 1,5…4 раза ниже по сравнению со значениями α, полученными на тех же покрытиях, но спеченных с поверхностью нагрева ($R_{кт} \approx 0$).

Результаты экспериментальных исследований интенсивности теплообмена на поверхности нагрева, спеченной с металловолокнистыми пористыми покрытиями, при кипении жидкости в условиях свободного движения хорошо аппроксимируются зависимостью, обобщающей 95 % опытных данных с погрешностью, не превышающей ± 35 % [152]:

$$\alpha = kq^{n\delta^m}\lambda_{эф}^{p}B^{0,4}A_{пн}^{0,5}N,$$

где $n = 5\delta^{0,7}cth\left(0{,}0035 + 104\delta + 7\cdot10^5\delta^{2,7}\right)$ $0{,}1 \le \delta \le 3$ мм;

$n = 0{,}21432$, $3 < \delta \le 10$ мм; $m = 1{,}5$, $k = 6500$, $0{,}1 \le \delta \le 3$ мм;

$m = -0{,}25$, $\delta_{гр} < \delta \le 10$ мм (вода: $\delta_{гр} = 3$ мм, $k = 0{,}25$; азот: $\delta_{гр} = 1{,}3$ мм, $k = 0{,}0578$);

$$B = (1 - П_{пр})/(1 - П);\ П_{пр} = \exp\left(-6\frac{d_в}{l_в}\right)\ 10^{-6} \le \left(\frac{d_в}{l_в}\right) \le 10^{-4}\ A_{пн} = \sqrt{\lambda\rho c},$$

$N = \rho_п^{0,05}r^{0,12}\left(\frac{\lambda_{ж}^2}{\nu_{ж}\sigma T_{нас}}\right)^{0,05}$. Коэффициент эффективной теплопроводности $\lambda_{эф}$ определяется из работы [74], а показатель степени p равен: для по-

верхности нагрева из меди $p = 0{,}5$ ($k = 6500$), из нержавеющей стали 0,3 ($k = 8400$). Теплофизические и физические свойства материала поверхности нагрева, волокна и рабочей жидкости определялись по температуре насыщения [152].

На рис. 2.15 представлены расчетные и экспериментальные данные по кипению на поверхности с металловолокнистыми пористыми покрытиями.

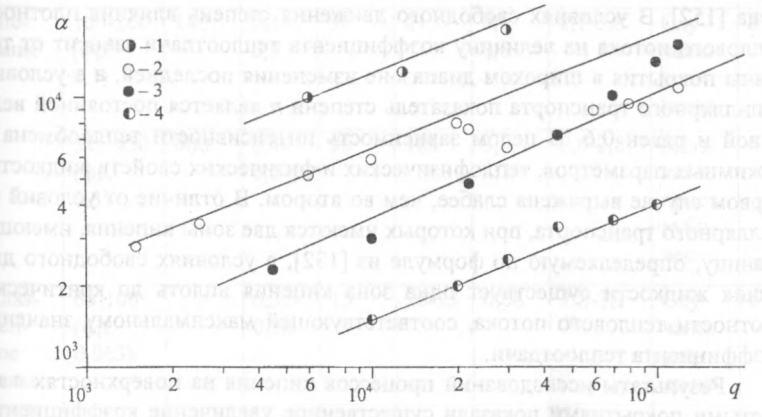


Рис. 2.15. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока. Образцы из волокон меди: 1 – $П = 76$ %, $\delta = 0{,}8$ мм, $\lambda_{эф} = 15{,}9$ Вт/(м·К), $B^{0,4} = 0{,}413$ (данные авторов); никеля: 2 – 80 %, 0,74 мм, 2,34 Вт/(м·К) [152], принято $B^{0,4} = 0{,}5$; 3 – 80 %, 0,46 мм [152], принято $\lambda_{эф} = 2{,}34$ Вт/(м·К), $B^{0,4} = 0{,}5$; нержавеющей стали: 4 – 90 %, 0,7 мм [152] (образцы изготовлены в КПИ), $\lambda_{ф} = 0{,}17$ Вт/(м·К), $B^{0,4} = 0{,}75$. Материал подложки: 1, 2 – медь; 3 – слой никеля на меди; 4 – нержавеющая сталь. Теплоноситель: 1 – азот; 2, 3 – вода; 4 – фреон-113. Давление насыщения: 1, 2, 4 – 98 кПа; 3 – 35 кПа. Кривые – расчёт по формуле (2.6), q, Вт/м^2 [152]

При сравнении результатов исследования [152] с данными, полученными на поверхности с такими же пористыми структурами в условиях капиллярного транспорта можно увидеть, что общим для процесса кипения является характер непосредственного влияния геометрических параметров покрытий на его интенсивность. С увеличением толщины покрытия до некоторого граничного значения $\delta_{гр}$ коэффициенты теплоотдачи возрастают, а при дальнейшем росте толщины δ – снижаются (при этом различны по величине и значения $\delta_{гр}$ и степень m влияния δ на α). Практически оди-

наковое влияние на интенсивность теплоотдачи оказывают теплофизические и физические свойства поверхности нагрева. В обоих случаях коэффициенты теплоотдачи существенно зависят от термического сопротивления контакта между пористым покрытием и поверхностью нагрева [152].

Различие между этими двумя условиями проведения эксперимента заключается в том, что при кипении при свободном движении теплофизические и структурные характеристики пористого покрытия оказывают сильное, а во втором случае – слабое влияние на интенсивность теплообмена [152]. В условиях свободного движения степень влияния плотности теплового потока на величину коэффициента теплоотдачи зависит от толщины покрытия в широком диапазоне изменения последней, а в условиях капиллярного транспорта показатель степени n является постоянной величиной и равен 0,6. В целом зависимость интенсивности теплообмена от режимных параметров, теплофизических и физических свойств жидкости в первом случае выражена слабее, чем во втором. В отличие от условий капиллярного транспорта, при которых имеются две зоны кипения, имеющие границу, определяемую по формуле из [132], в условиях свободного движения жидкости существует одна зона кипения вплоть до критической плотности теплового потока, соответствующей максимальному значению коэффициента теплоотдачи.

Результаты исследований процессов кипения на поверхностях с пористыми покрытиями показали существенное увеличение коэффициентов теплоотдачи на начальном участке кривой кипения и снижение пороговых перегревов поверхности $\theta_{нк}$, соответствующих началу кипения [154]. Низкое значение $\theta_{нк}$ качественно объясняется наличием в пористом покрытии центров парообразования с низким порогом активации. В этих условиях должен быть мал или вообще отсутствовать гистерезис закипания. Однако в некоторых работах такой гистерезис обнаружен, причем в ряде случаев более существенный, чем на поверхностях без покрытия. С другой стороны, известно большое количество работ, в которых этот гистерезис не зафиксирован. Сведения о форме кривой кипения на ее начальном участке неопределенны – в некоторых работах присутствуют весьма большие значения $dq/d\theta$ в узком интервале температур вблизи точки закипания, в других исследованиях эти эффекты не обнаруживаются [154].

Во многих работах изучена форма кривой кипения воды на пористых поверхностях различных типов в широком интервале давлений, тепловых нагрузок и перегревов поверхностей нагрева $\theta = T_c - T_н$ в условиях естественной конвекции при граничных условиях *II* рода.

Таблица 2.3

Характеристики пористых покрытий из нихрома

Метод изготовления	Размер частиц, мкм (фракция)	Средний разм. част., мкм	Пористость $П$	Диаметр пор, мкм		Проницаемость $K\times10^{11}$, м^2	Коэф. теплопроводности λ, Вт/(м · К)	Геометрия решетки	Координац. число z
				Средний	Перколяционный				
Спекание	100-200 (фр. 0,1)	140	0,4-0,5	36	41	0,6-0,8	2,7-3,8	Случайн. упаковка	6
	315-450 (фр. 0,3)	400	0,4-0,5	90	104	3,3-4,1	2,6-2,8	Близкая к прост. кубичес.	6
Плазменное напыление	63-100 (фр. 0,063)	–	0,32-0,36	15	28-23	0,08	2,8-3,1	Случайн. упаковка	6-8

Опытные данные по принятой в [154] классификации относятся к режиму 1, реализующемуся при относительно низких тепловых нагрузках $q < q^*$. В этом режиме генерация пара происходит на поверхности нагрева под пористой структурой в изолированных областях, и выход пара на внешнюю поверхность структуры осуществляется по изолированным (не связанным между собой по поровому пространству, занятому паром) каналам. Экспериментальные данные получены для образцов с покрытиями из нихрома, изготовленными плазменным напылением и спеканием, в интервале давлений 0,02–3,1 МПа для различных средних диаметров частиц, толщин покрытий, пористости [154].

Начало или прекращение кипения на поверхностях с пористыми покрытиями в опытах фиксировалось по появлению первых или исчезновению последних пузырей на внешней границе покрытия. Этим моментам соответствуют экспериментальные значения перегревов $\theta_{нк}, \theta_{пк}$ и тепловых нагрузок $q_{нк}, q_{пк}$.

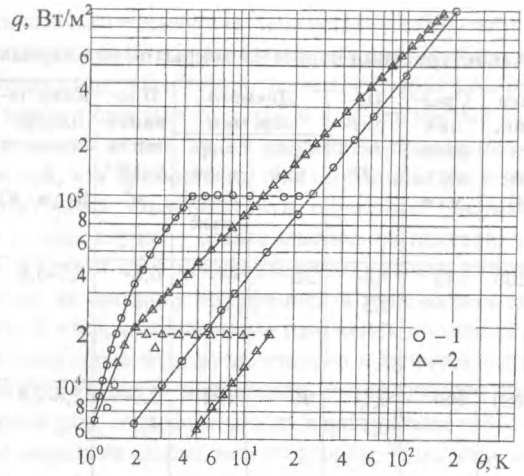


Рис. 2.16. Кипение воды на образце со спеченным пористым покрытием (фр. 0,1, h = 0,8 мм) при p_s = 0,1 МПа: 1 – вода, 2 – раствор этанол – вода [154]

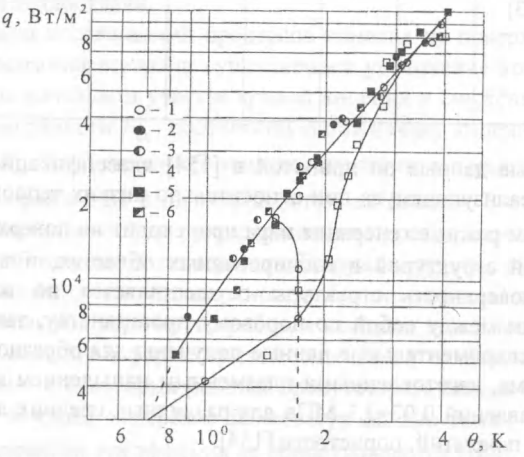


Рис. 2.17. Кривая кипения воды на начальном участке на образце со спеченным пористым покрытием (фр. 0,1, h = 0,8 мм) при p_s = 0,1 МПа: 1–3 – дезактивация центров путем предварительного вакуумирования; 4–6 – дезактивация центров путем предварительного вауумирования и длительного кипения с охлаждением; 1, 4 – увеличение q от $q < q_{н.к.}$; 2, 5 – уменьшение q после выхода на режим развитого пузырькового кипения; 3, 6 – последующее увеличение q [154]

Условия начала кипения на поверхностях с пористыми покрытиями следующие [154]: при наличии теплопроводного скелета структуры жидкость в порах вблизи поверхности нагрева достаточно равномерно перегрета по высоте, поэтому для оценок порогового перегрева при относительно низких давлениях используют соотношение

$$\theta_{нк} = \frac{2T_s\sigma}{L\rho''R}\cos\varphi,$$

где L – теплота испарения; R – характерный размер; φ – угол смачивания.

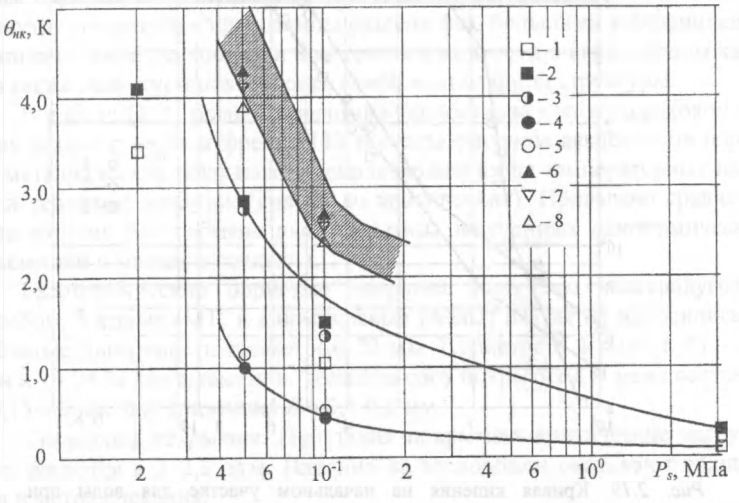


Рис. 2.18 Зависимость $\theta_{нк}(p_s)$ на образцах со спеченными (1–5) и напыленными (6–8) пористыми покрытиями (1 – искусственный, 2–8 – естественные центры): 1, 2 – фр. 0,1; h – 1,5 мм; 3 – 0,1; 0,8; 4 – 0,3; 1,8; 5 – 0,3; 0,8; 6 – 0,2 мм; 7 – 0,5; 8 – 1,0; сплошные кривые – расчет [154]

Для гладкой поверхности в аналогичных условиях начало кипения определяется одним характерным размером – радиусом горл активных впадин на поверхности нагрева, т. е. $R = R_a$. При наличии пористого покрытия условия закипания определяют два характерных размера – R_a и минимальный радиус занятых паром пор при пробивании им покрытия R_n. Меньшим из них и определяется начальный перегрев, соответствующий выходу пара на внешнюю границу покрытия. Форма кривых кипения на начальном участке определяется как плотностью центров парообразования на поверхности нагрева под покрытием, $N_a(\theta)$, так и плотностью непере-

секающихся путей выхода пара на внешнюю границу покрытия $N_a(\theta)$ в расчете на единицу его видимой поверхности. В зависимости от соотношений R_a и R_n, N_a и N_n реализуются различные типы кривых кипения и гистерезисов закипания [154].

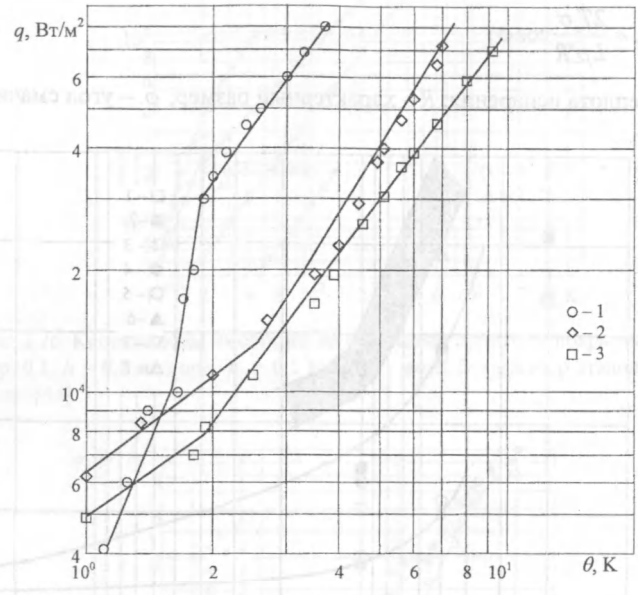


Рис. 2.19. Кривая кипения на начальном участке для воды при p_s = 0,1 МПа на образцах с различными пористыми покрытиями: 1 – спеченное покрытие (фр. 0,1, h = 0,8 мм); 2, 3 – напыленные покрытия, h = 0,2 и 0,5 мм. Темными значками отмечены точки возникновения первых пузырей на внешней поверхности покрытий [154]

Интенсификация теплообмена при кипении осуществляется различными методами, в том числе оребрением поверхности [156, 157] или нанесением пористых покрытий [158–162]. Оребрение позволяет получить сосуществование различных зон кипения на поверхности ребер, расширить область используемых температурных напоров и повысить в 3–5 раз максимальный передаваемый тепловой поток при больших θ. Однако при умеренных температурных напорах в области развитого пузырькового кипения плотность теплового потока через оребренную поверхность может быть повышена по сравнению с гладкой только на 30-50 %. Нанесение на теплоотдающую поверхность пористого металлического покрытия позво-

ляет значительно интенсифицировать процесс кипения, причем особенно существенно при малых θ [155].

В [163–165] рассмотрен возможный механизм кипения на поверхности с пористым покрытием. Высказано предположение, что внутри пористого слоя имеются полости с границей раздела фаз, размер которых велик по сравнению с размером паровых зародышей, вследствие чего испарение в них протекает при значительно меньших перегревах. Жидкость, подсасываемая капиллярными силами внутрь слоя, нагревается, контактируя с гранулами пористой структуры, имеющими за счет большой теплопроводности матрицы более высокую температуру, чем температура жидкости. Таким образом, высокая интенсивность теплообмена объясняется наличием внутри пористого слоя границы раздела фаз, большими коэффициентами конвективной теплоотдачи при течении жидкости в капиллярном канале, а также развитием поверхности самой капиллярной структуры.

В работе [155] была исследована теплоотдача при пузырьковом кипении жидкого азота и фреона-113 при атмосферном давлении на пористых металлических покрытиях в широком диапазоне температурных напоров и тепловых нагрузок (вплоть до критических). Проведено сравнение характеристик теплообмена для покрытий, полученных газотермическим напылением и методом спекания.

Газотермические пористые покрытия получены электродуговым способом. Медные (М1) и алюминиевые (АМЦ) покрытия наносились на трубчатые поверхности диаметром 22 мм. Пористость $\varepsilon = 19\text{-}36$ % – для меди и 19-24 % для алюминия. Толщина слоя покрытия для меди составляла 0,15-0,2 мм, для алюминия $\delta = 0{,}4\text{-}0{,}8$ мм.

Спеченные покрытия. При таких покрытиях критические нагрузки увеличиваются в 2–2,5 раза. Влияние на теплообмен оказывают толщина слоя и метод спекания.

Для получения покрытий применялись медные порошки с дендритной структурой и средними размерами зерен 50-250 мкм с подслоем из порошка мелкой фракции (слой толщиной 20-30 мкм из частиц размером менее 20 мкм).

Исследовались горизонтальные трубчатые образцы длиной 100 мм.

Данные для азота и фреона-113, кипящих на медных пористых покрытиях, нанесенных путем газотермического напыления, представлены на рис. 2.20 в виде зависимости плотности теплового потока, рассчитанной по площади несущей поверхности образца, от разности температур поверхность – кипящая жидкость. Здесь же приведены кривые кипения для технически гладкой поверхности. Заштрихованная площадь – совокупность данных, соответствующая образцам с пористостью 30-36 % и удельной поверхностью 1,4-1,9 м^2/г. Кривые кипения на образцах с меньшей пористо-

стью (до 25 %) и удельной поверхностью [155] 0,4-0,8 м^2/г мало отличаются от кривых для гладкой трубки и не показаны на рис. 2.20.

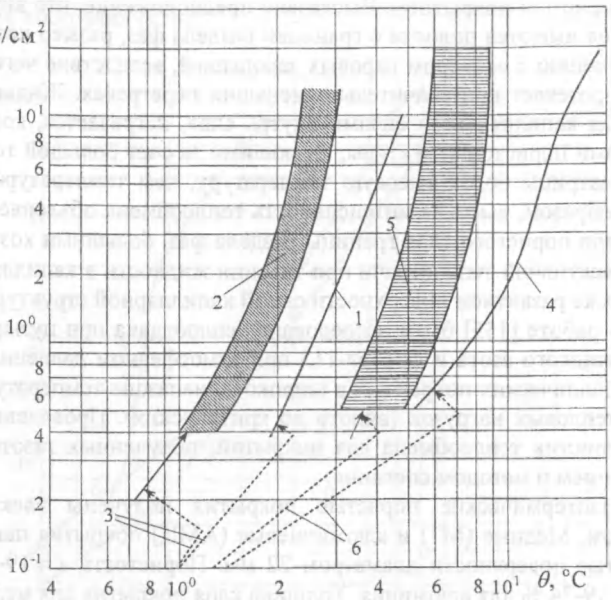


Рис. 2.20. Кривые кипения жидкого азота и фреона-113 на поверхностях с медным газотермическим покрытием. Жидкий азот: 1 – гладкая труба и образцы № 3, 4; 2 – образцы № 1, 2; 3 – зона естественной конвекции. Фреон-113; 4 – гладкая труба; 5 – образцы № 1–4; 6 – зона естественной конвекции [155]

Вблизи кризиса перегревы поверхности для трубок с покрытиями на 2-2,5 °С для азота и на 10-12 °С для фреона-113 ниже, чем для гладких; критические температурные напоры составляют, соответственно, 2,5-3 и 6-8 °С. Критические тепловые потоки превышали на 10-15 % соответствующие потоки для гладких тр. Для труб с покрытием характерно начало кипения при значительно меньших перегревах, что объясняется большей легкостью образования пузыря в толстом слое перегретой жидкости [158]. Для азота развитое кипение начиналось при 0,7 для пористой поверхности и при 2 °С для гладкой; для фреона-113 – соответственно, при 3 и 6 °С [155].

Таблица 2.4

Основные характеристики исследованных покрытий

Номер образца	Вид покрытия	Материал образца и покрытия	δ, мм	Размер частиц, мкм	ε, %	Литература
1	Газотермическое	Медь		-	30	
2			0,15-0,2	-	36	
3				-	23	
4				-	25	[155]
5			0,4	-	26	
6		Алюминий	0,6	-	20	
7			0,8	-	19	[161]
8			0,4-0,5	-	20-40	
9			0,21		58	
10			0,49	40-50	64	[155]
11			0,91		64	
12	Спеченное		0,72		74	
13		Медь	1,34	200-250	70	[166]
14			2,2		66	
15			1,0		69	[155]
16			2,15	-	69	
17			1,0	250	-	

На рис. 2.25 представлены данные по кипению азота и фреона-113 на алюминиевых образцах с газотермическим напылением. Так как толщина покрытия изменялась в пределах 0,4–0,8 мм, удалось выявить тенденцию ее влияния на теплообмен. При малых тепловых нагрузках (до 0,6 для азота и 2 Вт/см^2 для фреона-113) лучшие результаты получены на покрытиях большей толщины. При низких температурных напорах становится заметным свойство пористых поверхностей облегчать образование паровой фазы, что сильнее проявляется при увеличении толщины покрытия. Однако дальнейшее повышение тепловой нагрузки приводит к ухудшению теплоотдачи в случае более толстых покрытий по сравнению с тонкими, что особенно заметно при кипении азота (при нагрузках, близких к критическим для $\delta = 0{,}6$ и 0,8 мм, перегревы приближаются к характерным для гладких труб). Критические тепловые потоки для обеих жидкостей на 20-30 % выше, чем на гладких поверхностях [155]. Данные по [161] получены при кипении азота на алюминиевых трубках диаметром 16 и длиной 100 мм с пористым покрытием толщиной 0,4; 0,46; 0,49; 0,52 мм. Открытая пористость составляла 20-40 %; эквивалентный размер пор – 40-60 мкм. Эти образцы обозначены в таблице под номером 8, а опытные данные на

рис. 2.21 – областью 5. Данные [161] лежат левее опытных данных авторов [155], что связано, по-видимому, с более высокой открытой пористостью образцов.

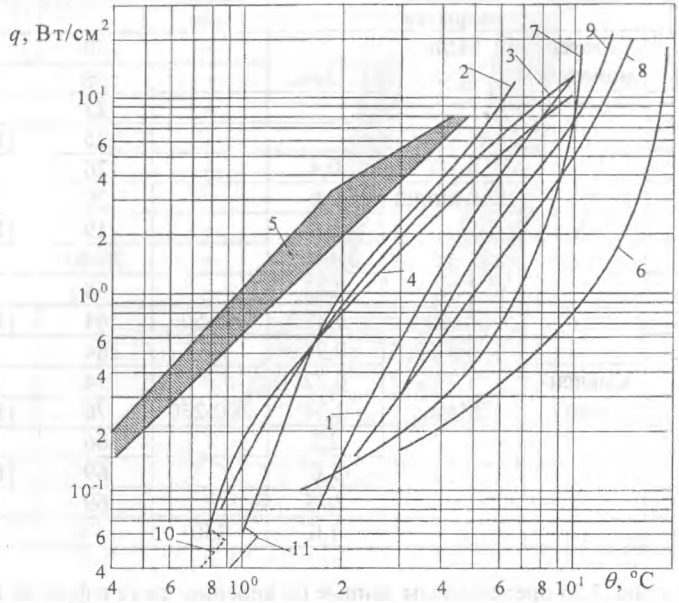


Рис. 2.21. Кривые кипения жидкого азота и фреона-113 на поверхностях с алюминиевым газотермическим покрытием. Жидкий азот: 1–4 – гладкая труба и образцы № 5–7, соответственно; 5 – образцы № 8; область данных [161]; 6–9 – то же для фреона-113; 10, 11 – зона естественной конвекции [155]

Результаты опытов по кипению азота и фреона-113 на медных поверхностях со спеченным покрытием представлены на рис. 2.22, 2.23. Большая открытая пористость спеченных слоев и обилие сквозных капиллярных каналов делают поверхность особенно эффективной при небольших температурных напорах. Эффективность таких покрытий значительно выше газотермических. Кипение азота уже начиналось при 0,4-0,5, фреона-113 – при 1-2 °С. Для тонких слоев наблюдались гистерезисные явления при переходе от естественной конвекции к пузырьковому кипению (рис. 2.22, кривая 2). Критический тепловой поток возрос по сравнению с гладкой поверхностью в 2–2,5 раза и составил ~ 30-40 для азота и ~ 40-50 Вт/см^2 для фреона-113. Видно, что толщина слоя пористого покрытия слабо влияет на

критический тепловой поток. С другой стороны, изменение толщины покрытия существенно сказывается на характере зависимости $q(\theta)$ и интенсивности теплоотдачи [155].

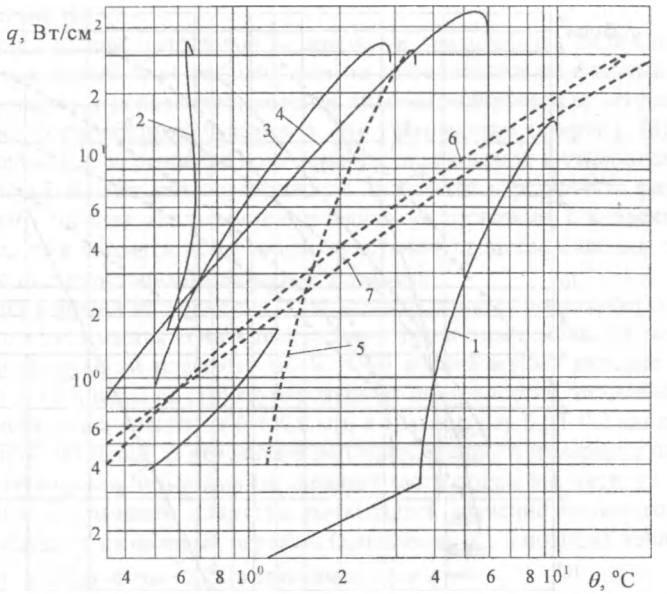


Рис. 2.22. Кривые кипения жидкого азота на поверхностях со спеченным покрытием: 1 – гладкая поверхность; 2–7 – образцы № 9–14, соответственно [155]

Для толстых покрытий с толщиной более 10 размеров частиц характер зависимости $q(\theta)$ приближается к линейному (кривые 4, 6, 7). Объяснение этому приводится в [164, 165]. Характер кривых 2 для тонких спеченных покрытий свидетельствует о сильном нарастании числа активных центров с температурой. Тонкие покрытия (толщиной не более 3-4 размеров частиц) более эффективны в области развитого пузырькового кипения.

Результаты, представленные на рис. 2.22 и 2.23, показывают, что интенсивность теплоотдачи выше для пористых покрытий из частиц размером 40-50 мкм [155].

На рис. 2.23 приведены данные [166] для спеченных медных покрытий толщиной 1 и 2,15 мм (открытая пористость составляла 69 %, максимальный радиус пор – 6,2, минимальный – 1,5 мкм). Здесь же приведены результаты, представленные в [155], для спеченных медных покрытий

толщиной 1 мм из частиц диаметром 250 мкм. Наблюдаемое различие связано, по-видимому, с технологией нанесения покрытия. В то же время характер зависимости $q(\theta)$ (кривые 4, 5, 8-10) аналогичен.

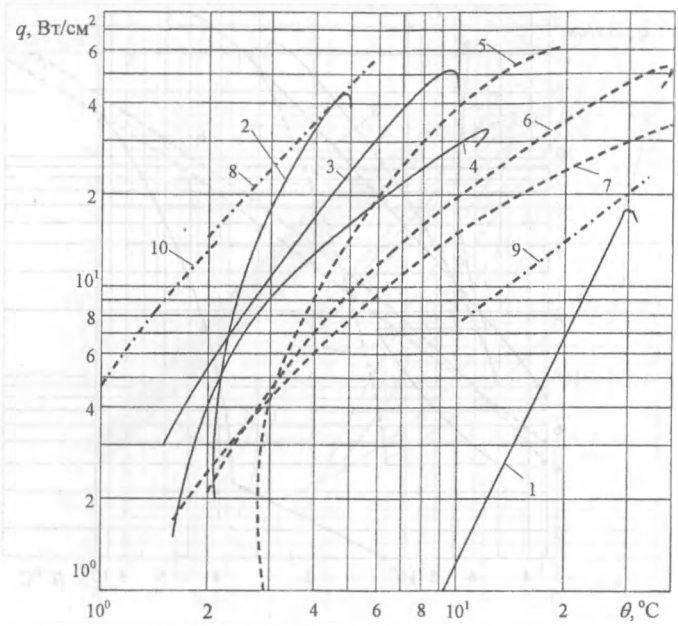


Рис. 2.23. Кривые кипения фреона-113 на поверхностях со спеченными покрытиями: 1 – гладкая поверхность; 2–7 – образцы № 9–14, соответственно; 8, 9 – № 15, 16 [166]; 10 – № 17 [155]

В работе [155] показано, что для спеченных покрытий пористость носит объемный характер, а для газотермических – поверхностный. Разная структура покрытий приводит к большим различиям в тепловых характеристиках. Процесс кипения значительно интенсифицируется за счет применения спеченных пористых покрытий; причем наиболее эффективно использование слоев толщиной ~ 0,2 мм из частиц размером 40-50 мкм [155].

При кипении жидкости на поверхностях с развитой структурой можно выделить несколько режимов образования паровой фазы [173]. В первом случае имеет место обычный цикл пузырькового кипения, включающий зарождение, рост и отрыв пузырей, которые всплывают по наиболее крупным порам. Если отрывной диаметр пузыря больше размера поры, реализуется режим кипения, когда парообразование внутри пористого по-

крытия происходит непрерывно в результате испарения жидкости с поверхности менисков – мениски «подсасывают» из объема жидкость, а образующийся пар выходит через устья пор в окружающий объем. Существование стабильных паровых зон в пористых покрытиях доказано экспериментально [173].

При кипении на гладкой поверхности значительная доля (порядка 90 %) подводимой тепловой нагрузки не затрачивается на фазовый переход, а снимается конвекцией, которая интенсифицируется возмущающим действием образующихся пузырьков. Это утверждение авторов [173] является спорным, т. к. основная доля теплоты, подводимой к теплоотдающей поверхности за счет теплопроводности, отводится в результате фазового перехода (кипения), всплывающими паровыми пузырями, а конвективная составляющая является всего лишь следствием процесса кипения, турбулизирующим пристенный микрослой жидкости.

При кипении на пористых и структурированных поверхностях часть тепла также снимается конвекцией, однако значительно меньшая, чем при кипении на гладкой поверхности. В [174] исследовалось кипение азота, хладона R-11 и воды на структурированных поверхностях, толщины которых изменялись в диапазоне 0,4–0,6 мм, а диаметр пор 0,03–0,2 мм при атмосферном давлении. В результате непосредственного измерения плотности образующихся пузырьков на внешней части покрытия, частоты их образования и отрывного диаметра вычислялось значение теплового потока q_{lat}, идущего на фазовый переход. Отношение q_{lat} к полному тепловому потоку показано на рис. 2.24 в зависимости от q.

Здесь же нанесены данные для гладкой поверхности. Для развитой поверхности перенос теплоты посредством парообразования составляет значительно большую долю по сравнению с гладкой, причем она заметно зависит от q. В [175] по кипению хладона R-123 при 26,7 °С на структурированной поверхности с диаметром пор от 0,18 до 0,23 мм при толщине покрытия от 0,4 до 0,9 мм получены аналогичные зависимости (рис. 2.31). Результаты [174, 175] носят качественно одинаковый характер, хотя доля теплоты, идущей на фазовый переход, по [175] меньше, чем в [174]. По мнению авторов [173] можно сделать вывод, что при малых тепловых потоках основная часть подводимой тепловой нагрузки расходуется на фазовый переход, а теплосъем с внешней поверхности покрытия можно не учитывать. Модель для учета теплоотдачи с внешней поверхности покрытия за счет турбулизации пограничного слоя предложена в [176].

Рассматривается кипение жидкости на горизонтальной поверхности, обращенной вверх, с пористым покрытием. В процессе кипения происходит парообразование в пористом покрытии и образующийся пар удаляется в основной объем жидкости. Пористое покрытие оказывает сопротивление

фильтрующемуся пару, при этом перепад давления по пару можно определить по закону Дарси:

$$\Delta P_2 = \frac{\mu_2 h \omega_2}{k K_2}. \qquad (2.7)$$

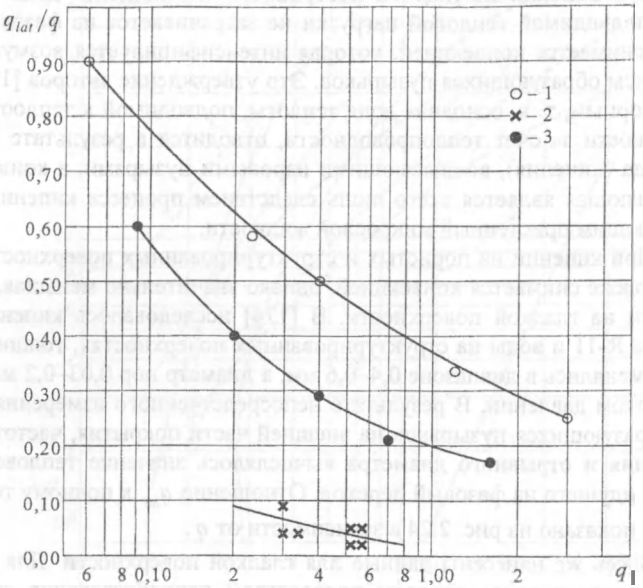


Рис. 2.24. Вклад переноса скрытого тепла в полный тепловой поток [173]: 1 – $d_n = 0{,}1$ мм, $h = 0{,}4$ мм, хладон R-11 [174]; 2 – гладкая поверхность, хладон R-11 [174]; 3 – $d_n = 0{,}18$ мм, $h = 0{,}9$ мм, хладон R-123 [9], q, Вт/см^2

Скорость пара связана с тепловой нагрузкой соотношением $\omega_2 = q / L\rho_2$, тогда с учетом (2.7)

$$\Delta P_2 = \frac{\mu_2 h q}{k K_2 L \rho_2}. \qquad (2.8)$$

Для задания коэффициента относительной фазовой проницаемости принимается одна из предельных схем, когда предполагается, что жидкость в пористой матрице покоится, а движется пар. В этом случае

$$K_2 = \frac{\varepsilon^2\varphi^2}{(1-\varepsilon\varphi)^2}. \qquad (2.9)$$

Когда $\varepsilon\varphi << 1$, можно упростить (3.9): $K_2 = \varepsilon^2\varphi^2$.

Для нихромового покрытия, полученного методом напыления, средний диаметр пор $d_n = 15\cdot10^{-6}$ м, а капиллярный перепад давления для воды при атмосферном давлении в этом случае [173] составляет $\Delta P_k = 0{,}16\cdot10^5$ Па. Если внутри пористой структуры у греющей поверхности выполняется неравенство

$$\Delta P_k \geq \Delta P_1 + \Delta P_2, \qquad (2.10)$$

в покрытии могут образовываться стационарные зоны парообразования. По одним порам жидкость капиллярными силами доставляется к греющей поверхности, а по другим удаляется пар. В [173] показано, что $\Delta P_2 \approx 10\Delta P_1$, поэтому потерями давления при фильтрации жидкости в покрытии можно пренебречь. При кипении воды на нихромовом покрытии условие (2.10) выполняется ($\Delta P_k \approx \Delta P_2$) и в покрытии могут формироваться стационарные границы раздела фаз, на которых осуществляется парообразование [173].

При кипении хладона R-134a на алюминиевом покрытии капиллярный перепад составляет $0{,}2\times10^5$ Па, что соответствует выполнению неравенства $\Delta P_k << \Delta P_2$. В этом случае не может реализоваться схема кипения, когда парообразование происходит внутри пористого покрытия с неподвижных границ раздела фаз. У греющей поверхности давление пара достигает такой величины, что приводит к вытеснению жидкости из покрытия. Это подтверждается и в других работах. После осушения покрытия жидкость под действием силы тяжести и капиллярного напора достигает греющей стенки и процесс повторяется снова. Кипение напоминает здесь обычный цикл пузырькового кипения на гладкой поверхности [173].

Если предположить, что пар и жидкость находятся в состоянии термодинамического равновесия, тогда изменение температуры пара при движении от греющей поверхности в основной объем связано с перепадом давления в соответствии с линией фазового равновесия (бинодалью).

Для связи температурного напора и перепада давления по пару в [173] используется закон Клапейрона-Клаузиуса:

$$\Delta T = \frac{T_н(\rho_1 - \rho_2)\Delta P_2}{\rho_1\rho_2 L}. \qquad (2.11)$$

В основе рассматриваемой ниже модели лежат следующие предположения [173]:

– термосопротивления со стороны пористого скелета и жидкой пленки на стенках капилляров не учитываются;

– температуры пара, жидкости и пористого скелета совпадают и изменяются по высоте покрытия;

– вся подводимая тепловая нагрузка в процессе кипения идет только на фазовый переход;

– покрытие представляет собой пористую матрицу, так что для связи перепада давления и скорости истекающего пара можно использовать закон Дарси.

В предположении, что вся подводимая тепловая нагрузка идет только на фазовый переход, имеем [173]:

$$q = \Psi_1 \omega_2 \rho_2 L, \tag{2.12}$$

где Ψ_1 – эмпирический множитель, который учитывает, что некоторая часть подводимой тепловой нагрузки идет не на фазовый переход.

Осредненное значение паросодержания в пористом покрытии можно представить в виде [173]:

$$\varphi \approx \frac{h^2}{\varepsilon} n. \tag{2.13}$$

Соотношение (2.13) получено на основе того, что на единице площади греющей поверхности находится n зон парообразования. Объем зоны парообразования в пористом покрытии приблизительно равен h^3, а общий контрольный объем без пористого скелета равен произведению единицы площади на h и ε. Для оценки паросодержания необходимо определить плотность зон парообразования на греющей поверхности. Их количество при росте тепловой нагрузки определяется плотностью активных впадин на греющей поверхности. Диаметр активной впадины находится по известной формуле

$$d_a = \frac{4T_н \sigma \cos\Omega}{L\rho_2 \Delta T}. \tag{2.14}$$

В процессе активации впадин на греющей поверхности динамика их роста не зависит от наличия пористого покрытия. Абсолютное же количество активных впадин связано с присутствием пористого скелета, поскольку его наличие приводит к увеличению участков ухудшенной смачиваемости, росту шероховатости греющей поверхности и т. д. Динамику роста

числа активных впадин в зависимости от температурного напора на греющей поверхности отражает известная формула [173]:

$$n = \Psi_2 \left(\frac{L\rho_2 \Delta T}{\sigma T_н} \right)^2 . \qquad (2.15)$$

Опытные данные в диапазоне давлений 0,04–0,1 МПа хорошо обобщаются зависимостью (2.15), если принять $\Psi_2 = 0{,}8 \cdot 10^{-5}$.

При оценке перепада давления по закону Дарси коэффициент относительной фазовой проницаемости принимается в линеаризованной форме [173]:

$$K_2 \approx \varphi . \qquad (2.16)$$

Из соотношений (2.7), (2.11)–(2.16) следует выражение для закона теплоотдачи [173]:

$$q = \Psi_3 \frac{L^4 k \rho_2^{\,4} \rho_1 h}{\mu_2 \sigma^2 T_н^{\,3} (\rho_1 - \rho_2) \varepsilon} \Delta T^3 , \qquad (2.17)$$

где Ψ_3 – эмпирический множитель, зависящий от теплопроводности пористого покрытия и его можно принять $1{,}1 \times 10^{-5}$.

Согласно (2.17) коэффициент теплоотдачи при росте тепловой нагрузки повышается с увеличением толщины покрытия и диаметра пор. При этом активируется все большее количество впадин, а паросодержание в покрытии возрастает. Однако оно ограничено неравенством $\varphi < 1$, поэтому из соотношения (2.13) можно получить пределы на величину температурного напора, до значения которого возможен рост паросодержания в покрытии [173]:

$$\Delta T < \frac{\sqrt{\varepsilon} \sigma T_н}{\sqrt{\Psi_2 h L \rho_2}} . \qquad (2.18)$$

При превышении значения температурного напора, определяемого неравенством (2.18), паросодержание в покрытии достигает своего предельного значения.

Если воспользоваться упрощенной формулой (2.9) для задания коэффициента относительной фазовой проницаемости и принять, что $\varphi \to 1$, тогда соотношение (2.7) в этом предельном случае примет вид

$$\omega_2 = \frac{k \varepsilon^2 \Delta P_2}{\mu_2 h} . \qquad (2.19)$$

Предположение $\varphi \to 1$ не означает, что все пористое покрытие занято лишь паром. Соотношение (2.19) носит асимптотический характер (если бы жидкость в покрытии отсутствовала, то коэффициент относительной фазовой проницаемости был бы равен $K_2 = 1$).

Из соотношений (2.11), (2.12), (2.19) следует выражение для закона теплообмена, когда не выполняется неравенство (2.18) [173]:

$$q = \Psi_4 \frac{k\varepsilon^2 \rho_1 (\rho_2 L)^2}{\mu_2 h T_н (\rho_1 - \rho_2)} \Delta T. \qquad (2.20)$$

Можно принять $\Psi_4 = 0{,}1$ [173].

На рис. 2.25 приведены экспериментальные данные для начального участка кривой кипения при использовании двух типов покрытий. Покрытие, полученное методом спекания, отличается достаточно рыхлой структурой (пористость 0,4-0,5), а более плотная структура была изготовлена методом плазменного напыления (пористость 0,32-0,36) [173]. Для рыхлого покрытия начальный участок кривой кипения более крутой, чем для плотного.

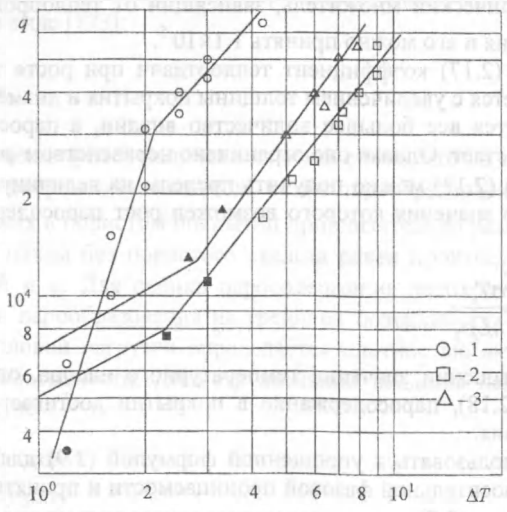


Рис. 2.25. Кривая кипения на начальном участке для воды при P = 0,1 МПа на образцах с различными пористыми покрытиями [173]: 1 – спеченное покрытие ($h = 0{,}8$ мм); 2, 3 – напыленные покрытия ($h = 0{,}2$ и 0,5 мм); темные точки – возникновение первых пузырей на внешней поверхности покрытий, q, Вт/м^2; ΔT, °С [173]

Согласно (2.18) с ростом толщины покрытия, а также при снижении пористости уменьшается величина температурного напора, соответствующая достижению паросодержания в покрытии своего предельного значения. Поэтому для плотных покрытий сразу после закипания может выполняться закон теплообмена (2.20). Этот вывод подтверждается опытными результатами, полученными при кипении азота и фреона-113. В этой работе отмечается, что для покрытий с толщиной более десяти размеров частиц характер зависимости закона теплообмена приближается к линейному.

Влияние толщины покрытия на коэффициент теплоотдачи, согласно соотношениям (2.17) и (2.20), неоднозначно [173]. При малых толщинах покрытий, когда выполняется неравенство (2.18), согласно (2.17), рост h приводит к интенсификации теплообмена. С увеличением толщины покрытия знак неравенства (2.18) меняется на противоположный и теплоотдача будет определяться равенством (2.20). В соответствии с (2.20) с ростом h интенсивность теплоотдачи ослабевает. Это связано с повышением гидравлического сопротивления покрытия [173]. В [177] исследовалась теплоотдача при кипении пропана на трубах с пористыми покрытиями, нанесенными методом электродугового газотермического напыления. В образцах с одинаковой пористостью ($\varepsilon \sim 12{,}6$-$12{,}8$ %) и толщинами от 0,1 до 0,3 мм наибольший коэффициент теплоотдачи был получен на образце с толщиной пористого слоя 0,2 мм. Как увеличение, так и уменьшение толщины покрытия приводили к снижению коэффициентов теплоотдачи.

Данные по теплоотдаче при кипении в условиях вынужденного движения в канале с пористым покрытием крайне ограничены [178]. Практически не изучены характеристики начала кипения, отсутствуют расчетные рекомендации для перегрева стенки $(T_c - T_s)_{нк}$, при котором начинается парообразование в каналах с пористым покрытием.

В работе [178] исследованы две вертикально расположенные трубы: одна с пористым покрытием, другая – технически гладкая; толщина стенки 0,5 мм, длина – 1800 мм. Пористое покрытие наносилось на внутреннюю поверхность трубы ∅ 10×1, длиной 2015 мм методом спекания. Материал покрытия и трубы – сталь Х18Н10Т. Диаметр частиц покрытия ≈ 60 мкм; его толщина – 0,22 мм; пористость ≈ 70 %.

Проведены измерения $\theta_{нк}$ при течении воды в трубе в диапазоне $P = 0{,}1 - 6{,}0$ МПа и $\rho w = 20 - 600$ кг/(м^{2}с). Установлено, что спеченное покрытие в условиях вынужденного движения приводит к существенному снижению перегрева стенки, необходимого для начала кипения [178].

Паровой зародыш начинает расти, когда локальный перегрев жидкости в наиболее удаленной от стенки точке поверхности пузыря становится равен необходимому в соответствии с уравнением [178]:

$$\Delta T_{ж} = \frac{4\sigma T_s}{r\rho'' D_{кр}}. \qquad (2.21)$$

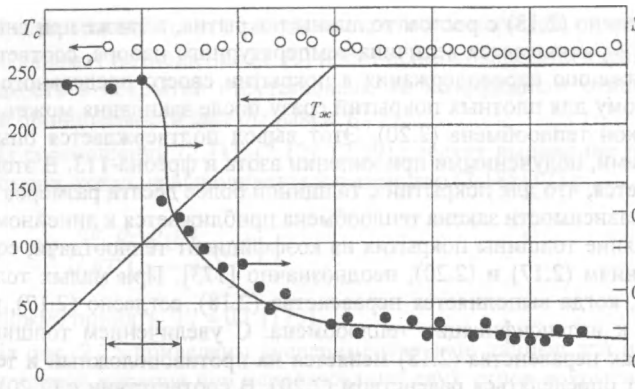


Рис. 2.26. Зависимости T_c, S от x_p при переходе к кипению в трубе с технически гладкой поверхностью; $P = 4{,}28$ МПа, $\rho W = 610$ кг/(м$^2 \cdot$с), $q = 1170$ кВт/м^2; 1 – расчет $x_{нк}$ [178]

При этом менее удаленные точки поверхности зародыша будут соприкасаться с более перегретыми слоями жидкости [178].

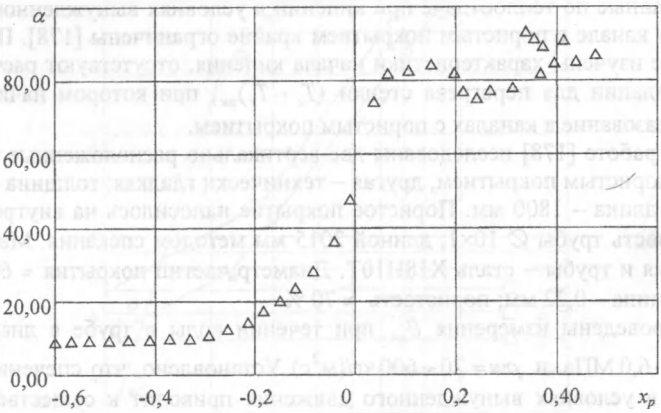


Рис. 2.27. Зависимости α от x_p при переходе к кипению в трубе с технически гладкой поверхностью; $P = 4{,}28$ МПа, $\rho W = 610$кг/(м$^2 \cdot$с), $q = 1170$ кВт/м^2 [178]

В случае поверхности с пористым покрытием процесс парообразования имел ряд особенностей. Благодаря покрытию увеличивается толщина перегретого пристенного слоя за счет более высокой эффективной теплопроводности $\lambda_{эф}$ и уменьшения влияния на него турбулентных пульсаций недогретого ядра потока по сравнению с технически гладкой поверхностью [178]. На поверхности со спеченным покрытием имеются готовые центры парообразования, поэтому создаются более благоприятные условия для зародышеобразования, чем на технически гладкой поверхности, что приводит к низким перегревам стенки, соответствующим началу кипения. При этом происходит образование парового зародыша не в виде купола над впадиной с радиусом $R_{кр}$, а в виде сферы, имеющей диаметр $D_{кр}$.

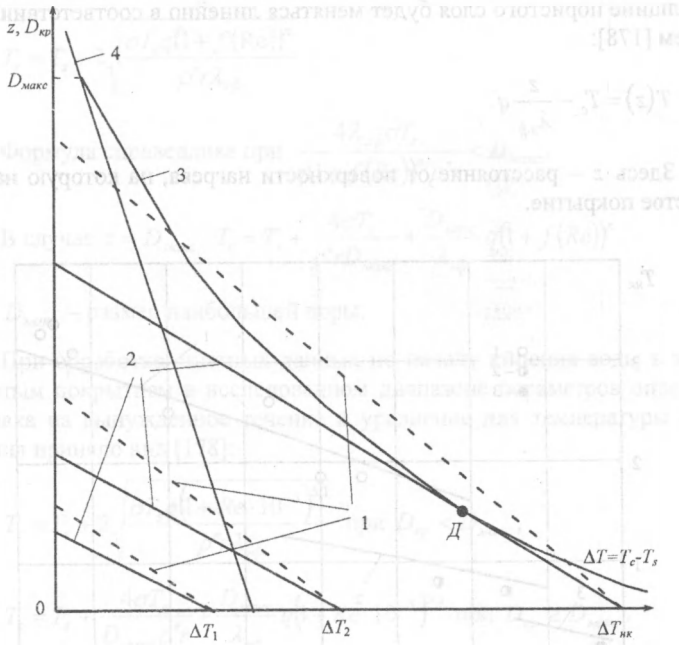


Рис. 2.28. К определению начала кипения на поверхности с пористым покрытием: 1, 2 – профили температуры по толщине пористого слоя в условиях свободной и вынужденной конвекции; 3 – зависимость $D_{кр}(\Delta T)$; 4 – профиль температуры в случае $D_{кр} > D_{макс}$ [178]

Если пористое покрытие имеет упорядоченно-кубическую структуру, то его эффективную теплопроводность можно определить по формуле [178]:

$$\lambda_{эф} = \lambda_к \gamma + (1-\gamma)\left(\frac{1-\varepsilon}{\lambda_к} + \frac{\varepsilon'}{\lambda'} + \frac{\varepsilon''}{\lambda''}\right)^{-1}, \qquad (2.22)$$

где $\lambda_к$ – теплопроводность каркаса; ε – пористость; $\varepsilon'', \varepsilon'$ – объемная доля пара и жидкости в покрытии; λ', λ'' – теплопроводность воды и пара при температуре насыщения, $\gamma = \left(1-\varepsilon^{1/3}\right)^2$.

Если предположить, что в условиях свободной конвекции теплота через пористый слой передается лишь теплопроводностью, то температура по толщине пористого слоя будет меняться линейно в соответствии с уравнением [178]:

$$T(z) = T_c - \frac{z}{\lambda_{эф}} q. \qquad (2.23)$$

Здесь z – расстояние от поверхности нагрева, на которую нанесено пористое покрытие.

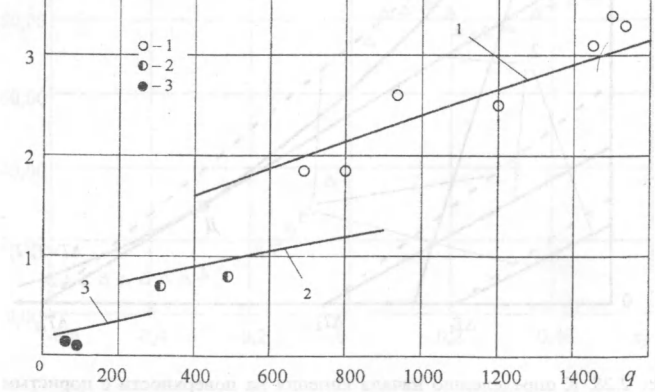


Рис. 2.29. Сопоставление экспериментальных данных по $(T_c - T_s)_{нк}$ в трубе с пористым покрытием с рассчитанными по (2.25), (2.27): *а* – P = 6 МПа; 1 – W_0 = 0,81 м/с; 2 – 0,28; 3 – 0,03; *б* – P = 1 МПа; 1 – W_0 = 0,48 м/с; 2 – 0,03, $T_{нк}$, °С; q, кВт/м^2 [178]

Если предположить, что при вынужденном движении профиль температуры останется линейным, но пойдет более круто за счет влияния недогретого ядра на перегретый пристенный слой, то влияние вынужденной конвекции можно учесть следующим образом [178]:

$$T(z) = T_c - \frac{z}{\lambda_{эф}} q\left(1 + f\left(Re\right)\right)^n, \tag{2.24}$$

где $Re = Wd_э / \nu$, $\left(1 + f\left(Re\right)\right)^n$ – поправка на вынужденное движение, определяемая из эксперимента.

На рис. 2.28 показаны условия начала кипения на поверхности с пористым покрытием [178].

Температура стенки, при которой начинается кипение:

$$T_c = T_s + 2\sqrt{\frac{\sigma T_s q\left(1 + f\left(\mathrm{Re}\right)\right)^n}{\rho'' r \lambda_{эф}}}. \tag{2.25}$$

Формула справедлива при $\dfrac{4\lambda_{эф}\sigma T_s}{q\left(1 + f\left(Re\right)\right)^n \rho'' r} < D_{макс}$. (2.26)

В случае $z = D_{макс}$ $T_c = T_s + \dfrac{4\sigma T_s}{\rho'' r D_{макс}} + \dfrac{D_{макс}}{\lambda_{эф}} q\left(1 + f\left(Re\right)\right)^n$. (2.27)

$D_{макс}$ – размер наибольшей поры.

При обработке опытных данных по началу кипения воды в трубе с пористым покрытием в исследованном диапазоне параметров определена поправка на вынужденное течение и уравнение для температуры начала кипения приняло вид [178]:

$$T_c = T_s + 2\sqrt{\frac{\sigma T_s q\left(1 + Re \cdot 10^{-5}\right)^{5,1}}{\rho'' r \lambda_{эф}}} \quad \text{при } D_{кр} < D_{макс}, \tag{2.28}$$

$$T_c = T_s + \frac{4\sigma T_s}{D_{макс}\rho'' r} + \frac{D_{макс}}{\lambda_{эф}} q\left(1 + Re \cdot 10^{-5}\right)^{5,1} \quad \text{при } D_{кр} \geq D_{макс}. \tag{2.29}$$

$$D_{кр} = \sqrt{\frac{4\lambda_{эф}\sigma T_s}{q\left(1 + Re \cdot 10^{-5}\right)^{5,1} \rho'' r}} \quad \text{в диапазоне чисел } 0 \leq Re \leq 4{,}5 \cdot 10^4.$$

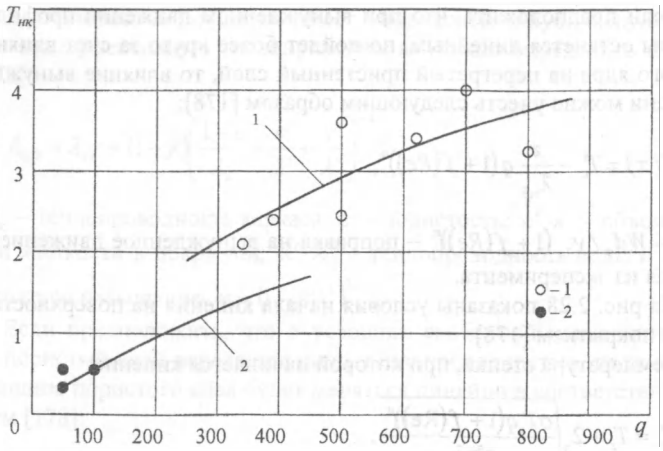


Рис. 2.30. Сопоставление экспериментальных данных по $(T_c - T_s)_{нк}$ в трубе с пористым покрытием с рассчитанными по (2.28), (2.29): *а* – $P = 6$ МПа; 1 – $W_0 = 0{,}81$ м/с; 2 – 0,28; *б* – $P = 1$ МПа; 1 – $W_0 = 0{,}48$ м/с; 2 – 0,03, $T_{нк}$, °С; q, кВт/м^2 [178]

Полученные данные позволяют проанализировать влияние режимных параметров на перегрев стенки, соответствующий началу кипения. Как установлено в [178], значение $(T_c - T_s)_{нк}$ увеличивается с ростом скорости потока, тепловой нагрузки и с уменьшением давления. Величина перегрева стенки начала кипения однозначно связана с балансовым паросодержанием, соответствующим началу кипения $x_{нк}$.

$$x_{нк} = -\frac{c_p}{r}\left(\frac{q}{\alpha_{конв}} - 2\sqrt{\frac{\sigma T_s q\left(1 + Re\cdot 10^{-5}\right)^{5,1}}{\rho'' r \lambda_{эф}}}\right) \text{ при } D_{кр} < D_{макс}; \qquad (2.30)$$

$$x_{нк} = -\frac{c_p}{r}\left(\frac{q}{\alpha_{конв}} - \frac{4\sigma T_s}{D_{макс}\rho'' r} - \frac{D_{макс}}{\lambda_{эф}} q\left(1 + Re\cdot 10^{-5}\right)^{5,1}\right) \text{ при } D_{кр} \geq D_{макс}. \qquad (2.31)$$

Здесь $0 \leq Re \leq 4{,}5\cdot 10^4$.

Таким образом, в трубе со спеченным покрытием кипение начинается при более низких перегревах стенки, меньших недогревах жидкости (что связано с более высоким значением $\alpha_{конв}$ в трубе с пористым покрытием) и больших значениях $x_{нк}$, чем в канале с технически гладкой поверхностью [178].

В работе [179] авторами рассматривается теплообмен при кипении на мелкопористой капиллярной структуре с пароотводными каналами. Теплообмен при кипении в КПС определяется в основном тремя взаимозависимыми факторами: условиями подвода жидкости и тепла в зону парообразования и отвода образующегося пара. В мелкопористых КС, использование которых оправдано необходимостью иметь высокий капиллярный потенциал, затрудненные условия отвода пара из-за низкой проницаемости неблагоприятным образом оказывают влияние на характеристики теплообмена. Улучшение этих характеристик становится возможным путем создания специальной системы пароотводных каналов [179].

Был исследован теплообмен при кипении на затопленной поверхности, покрытой КС, снабженной системой пароотводных каналов, выполненных на покрытии со стороны греющей поверхности. Исследовалось 6 видов КС, изготовленных из спеченных металлических порошков со средним радиусом пор от 0,9 до 30 мкм, пористостью 50-73 % и каркасной теплопроводностью от 0,5 до 16 Вт/м ·К. Давление – 0,1 МПа, толщина образца – 1 мм и диаметр – 25 мм. Система пароотводных каналов представляла собой совокупность концентрических канавок, которые посредством сверлений диаметром 0,4 мм сообщались с большим объемом.

Система пароотводных каналов позволяет существенно улучшить характеристики теплообмена. Коэффициенты теплоотдачи в области тепловых потоков вплоть до критического, а в некоторых случаях и больших, в 1,5–2 раза выше, чем на гладкой поверхности, а критические тепловые потоки приближаются к их значениям на этой поверхности [179].

Рост числа кольцевых канавок или соответствующее уменьшение толщины испаряющих ребер, прилегающих к греющей поверхности, на мелкопористых образцах способствуют увеличению коэффициентов теплоотдачи, т. к. улучшаются условия эвакуации пара из более тонкого ребра. На более крупнопористых образцах интенсивность теплообмена снижается из-за того, что возрастает термическое сопротивление в зоне парообразования [179].

Экспериментальные результаты по теплообмену хорошо обобщаются зависимостью вида $\alpha \sim q^{0,25}$.

Таким образом, даже при использовании мелкопористых КС, обладающих относительно низкой проницаемостью и каркасной теплопроводностью можно получить высокие значения коэффициентов теплоотдачи при условии реализации отвода пара пароотводными каналами [179].

Экспериментальные данные о влиянии параметров пористого покрытия на теплоотдачу при кипении часто бывают противоречивыми из-за различия конкретных условий проведения эксперимента. Причиной этому в некоторых случаях может служить гистерезисный характер процесса кипения. Наблюдаемый на голой поверхности гистерезис теплоотдачи усиливается из-за гистерезисного характера процессов смачивания и течения жидкости и пара в пористом материале [180].

В общем случае зависимость теплового потока от перегрева жидкости при кипении на пористой поверхности [180] может иметь две гистерезисные петли: прямую – при низкой плотности теплового потока и обратную – при высокой плотности теплового потока.

На зависимость теплового потока от перегрева жидкости при кипении на пористой поверхности влияют параметры пористого покрытия, теплофизические свойства жидкости, а также методика проведения эксперимента [180].

Из анализа механизма процесса кипения жидкостей на гладких поверхностях следует, что высокой интенсивности теплообмена можно достигнуть только при больших плотностях теплового потока или температурного напора, т. е. в области развитого пузырькового кипения. Однако увеличение $q(\Delta T)$ в аппаратах, в частности в испарителях холодильных машин, существенно ухудшает энергетические показатели установки в целом. Поэтому для работы испарителей характерны относительно низкие, по сравнению с парогенерирующими поверхностями энергетических установок, значения $q(\Delta T)$, при которых теплообмен в большом объеме на технически гладких поверхностях происходит или в режиме свободной конвекции, или в области слаборазвитого кипения, где его интенсивность невелика. В связи с этим испарители в большой степени определяют массовые и габаритные показатели всей холодильной машины. Вследствие этого для холодильной техники весьма важной является проблема интенсификации теплообмена при кипении хладагентов в области малых значений ΔT.

В ряде работ предложены зависимости для количественного описания процесса, однако сложность определения эффективного коэффициента теплопроводности пористого слоя затрудняет их применение. Точность же расчета $\lambda_{эф}$ по имеющимся в литературе зависимостям весьма невелика. В работе [182] сделана попытка составить критериальное обобщенное уравнение, аналогичное уравнению теплообмена в капиллярно-пористом фитиле тепловой трубы.

Для расчета теплообмена при кипении жидкостей в пористом теле (фитиль тепловой трубы) в [183] рекомендуется использовать зависимость Аллингейма, полученную на основе корреляционного уравнения Джилмора и имеющую вид:

$$\left(\frac{\alpha}{c_p' G'}\right)\left(\frac{c_p'}{\mu'}\right)^{0,6}\left(\frac{\rho' g \sigma}{p^2}\right)^{0,21} = 0,072\left(\frac{d_э G'}{\mu'}\right)^{-0,77}, \qquad (2.32)$$

где «штрих» относится к жидкости; G' – массовый расход испаряющейся жидкости, равный $\frac{q}{\varepsilon r}$, кг/м^{2}с.

Правомерность использования (2.32) подтверждается [186], где в безразмерных комплексах приведены результаты обработки экспериментальных данных по теплоотдаче в зоне испарения для низкотемпературной тепловой трубы, которые хорошо согласуются с результатами экспериментов, несмотря на различие в пористости и физических свойствах исследованных капиллярных материалов [182].

Было изучено кипение R12 и R22 на трубах из 1Х18Н10Т с покрытием из порошка того же металла в диапазоне режимных параметров: $t_0 = -20\ldots+20$ °С, $p/p_{кр} = 0{,}037\ldots0{,}184$, $q = (2\ldots30)\cdot10^3$ Вт/м^2. Капиллярная структура – пористый металлический слой, спеченный с поверхностью трубы.

Таблица 2.5

Характеристики исследованных образцов

Показатели	Образец			
	1	2	3	4
Толщина слоя покрытия $\delta_{сл}$, мм	0,3	0,5	1,0	1,0
Пористость ε	0,46	0,51	0,50	0,52
Размер фракции порошка $d_г$, мм	0,081	0,205	0,150	0,300

Наибольшее увеличение коэффициента теплоотдачи было получено для образца № 1. При $q = 10^4$ Вт/м^2 в исследованном диапазоне температур значение α в 3–7 раз выше по сравнению с $\alpha_{гл}$ и в 2–4 раза по сравнению с $\alpha_{оребр}$.

Характеристика оребрения: $S = 0{,}76$ мм; $h = 1{,}5$ мм.

Применение критериальной обработки в виде (2.32) не дало хорошего согласования с опытными данными. Это было объяснено тем, что в [186] в качестве рабочей жидкости использовалась вода, свойства которой значительно отличаются от свойств фреонов. Кроме того, капиллярная структура представляла собой керамический волокнистый материал с $\varepsilon = 0{,}963$, а в [186] – состояла из нескольких слоев латунной сетки. Рабочий диапазон по давлениям был значительно ниже: $p/p_{кр} = 0{,}00055\ldots0{,}00140$ и $0{,}00089\ldots0{,}00215$ – в [186].

Анализ результатов по кипению R12 и R22 показал, что в исследованном диапазоне давлений зависимость $\alpha = f(p)$ не монотонная, а изменяется с прямой на обратную, что указывает на существование двух различных режимов теплообмена [182]. Подобный эффект отмечался (обратное влияние давления на теплоотдачу) при исследовании кипения в узких щелевых каналах воды, спирта и R12, R22. Авторами была проведена аналогия, заключающаяся в том, что пористый слой представляет собой систему капиллярных каналов, в которых у основания образуются пузырьки пара с определенной частотой, зависящей от давления. Эквивалентный диаметр этих каналов значительно больше критического диаметра зародыша [182]:

$$d_э = \frac{4\varepsilon d_r}{6(1-\varepsilon)} > D_* = \frac{4\sigma T_s}{r\rho''\Delta T},$$

но меньше отрывного диаметра пузыря D_0 на гладкой поверхности при $t_0 = 20\,°C$, $\Delta T = 1\,K$, $D_* = 0{,}25 \cdot 10^{-2}$ мм, $D_0 = 28 \cdot 10^{-2}$ мм, $d_э^{min} = 4{,}16 \cdot 10^{-2}$ мм.

Как показано в [182], характер зависимости $\alpha = f(p)$ определяется тем, что при кипении жидкости в узкой щели возможно существование двух режимов кипения: режим изолированных пузырьков – возникновение, отрыв и подъем множества мелких сферических пузырьков; режим слитных пузырьков – возникновение больших слитных пузырьков, их отрыв и подъем с малой частотой.

Наличие того или иного режима зависит от величины зазора, теплофизических свойств жидкости и давления [182]. Обратная зависимость α от p характерна для второго режима и, по данным [182], $\alpha \sim p^{-0{,}353}$. Экспериментально установлено, что существование этого режима определяется как величиной давления, так и шириной щели: чем выше давление, тем уже должна быть щель, а чем ниже давление, тем шире может быть щель. Такой характер зависимости связан со своеобразием протекания процесса кипения в стесненном пространстве, в частности, с увеличение доли $q_{исп}$ в суммарном количестве тепла, отводимом в процессе кипения ($q_{исп}$ – тепло, отводимое в результате испарения жидкости в поднимающиеся пузырьки пара). Наибольшее влияние $q_{исп}$ проявляется при низких давлениях. Интенсификация испарения в поднимающиеся пузырьки компенсирует ухудшение теплоотдачи из-за ослабления кипения на поверхности, а в отдельных случаях и перекрывает его, и зависимость коэффициента теплоотдачи от давления становится обратной [182].

В качестве безразмерного параметра давления был использован комплекс $p/p_{кр}$. Влияние сил поверхностного натяжения учитывалось комплексом $d_э/a$, где a – капиллярная постоянная.

В диапазоне тепловых потоков 2...30 кВт/м^2 получены критериальные уравнения [182]:

– при $p/p_{кр} = 0{,}184...0{,}103$

$$\left(\frac{\alpha}{c_p' G'}\right)\left(\frac{c_p'\mu'}{\lambda'}\right)^{0,6}\left(p/p_{кр}\right)^{-0,10} = 49{,}0\left(\frac{d_э G'}{\mu'}\right)^{-0,86}\left(\frac{d_э}{a}\right)^{0,47}\left(\frac{d_э}{\delta_{сл}}\right)^{0,23}\varepsilon^{0,14}; \qquad (2.33)$$

– при $p/p_{кр} = 0{,}071...0{,}037$

$$\left(\frac{\alpha}{c_p' G'}\right)\left(\frac{c_p'\mu'}{\lambda'}\right)^{0,6}\left(p/p_{кр}\right)^{0,35} = 13{,}3\left(\frac{d_э G'}{\mu'}\right)^{-0,86}\left(\frac{d_э}{a}\right)^{0,47}\left(\frac{d_э}{\delta_{сл}}\right)^{0,23}\varepsilon^{0,14}, \qquad (2.34)$$

где $\frac{\alpha}{c_p' G'}$ – число Стантона (St); $\frac{c_p' \mu'}{\lambda'}$ – число Прандтля; $\frac{d_э G'}{\mu'}$ – число Рейнольдса.

На рис. 2.31–2.33 для сопоставления представлены результаты обработки опытных данных по теплоотдаче R113 [185] $(\delta_{сл} = 1\,\text{мм}, \varepsilon = 0{,}69, d_э = 0{,}0035\,\text{мм})$ и н-бутана [184] $(\delta_{сл} = 0{,}235$ мм, $\varepsilon = 0{,}55$, $d_э = 0{,}051$ мм$)$ с использованием безразмерных комплексов уравнения (2.34). Получено хорошее качественное совпадение, а количественные расхождения объясняются тем, что в [185] были значительно большие тепловые потоки (140…560 кВт/м^2), кроме того, зависимости (2.33) и (2.34) не являются универсальными для различных групп теплоносителей [182].

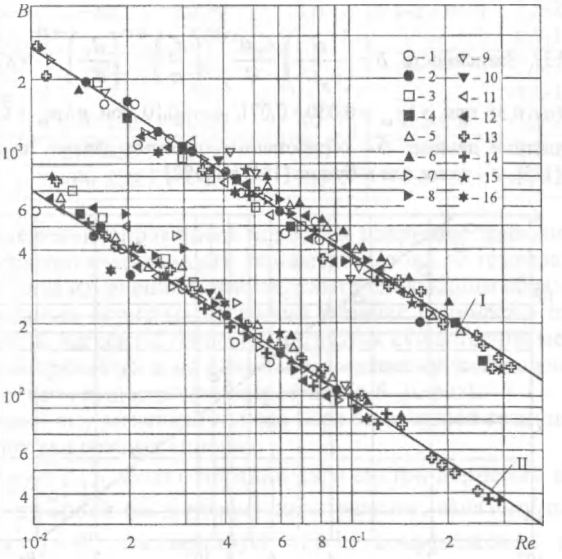


Рис. 2.31. Зависимость $B = \left(\frac{\alpha}{c_p' G'}\right)\left(\frac{c_p' \mu'}{\lambda'}\right)^{0,6}\left(\frac{d_э}{\alpha}\right)^{-0,47}\left(\frac{d_э}{\delta_{сл}}\right)^{-0,23} \times \varepsilon^{-0,14}\left(p / p_{кр}\right)^n$

от Re ($n = 0{,}35$ при $p/p_{кр} = 0{,}030 \div 0{,}071$, $n = -0{,}10$ при $p/p_{кр} = 0{,}103 \div 0{,}184$: *а* – опытные данные; *б* – обработанные опытные данные по теплоотдаче R-113 [185]; *в* – то же, для н-бутана [184] по [182]

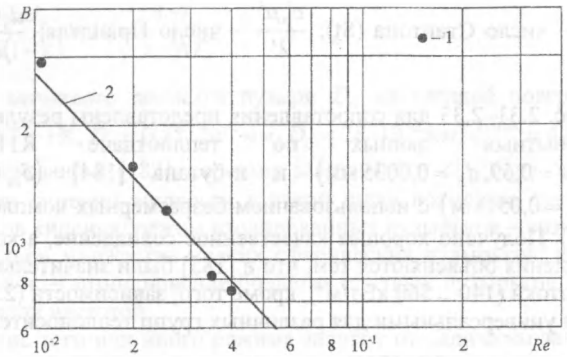


Рис. 2.32. Зависимость $B = \left(\frac{\alpha}{c'_p G'}\right)\left(\frac{c'_p \mu'}{\lambda'}\right)^{0,6}\left(\frac{d_э}{\alpha}\right)^{-0,47}\left(\frac{d_э}{\delta_{сл}}\right)^{-0,23} \times \varepsilon^{-0,14}\left(p/p_{кр}\right)^n$ от Re ($n = 0{,}35$ при $p/p_{кр} = 0{,}030 \div 0{,}071$, $n = -0{,}10$ при $p/p_{кр} = 0{,}103 \div 0{,}184$: *а* – опытные данные; *б* – обработанные опытные данные по теплоотдаче R-113 [185]; *в* – то же, для н-бутана [184] по [182]

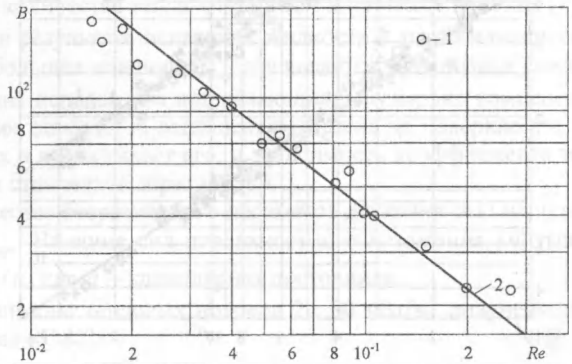


Рис. 2.33. Зависимость $B = \left(\frac{\alpha}{c'_p G'}\right)\left(\frac{c'_p \mu'}{\lambda'}\right)^{0,6}\left(\frac{d_э}{\alpha}\right)^{-0,47}\left(\frac{d_э}{\delta_{сл}}\right)^{-0,23} \times \varepsilon^{-0,14}\left(p/p_{кр}\right)^n$ от Re ($n = 0{,}35$ при $p/p_{кр} = 0{,}030 \div 0{,}071$, $n = -0{,}10$ при $p/p_{кр} = 0{,}103 \div 0{,}184$: *а* – опытные данные; *б* – обработанные опытные данные по теплоотдаче R-113 [185]; *в* – то же, для н-бутана [184] по [182]

В [187] рассматриваются особенности теплообмена при кипении на поверхностях с нетеплопроводными пористыми покрытиями. Нетеплопроводные пористые покрытия наносились спеканием и плазменным напыле-

нием. Для покрытий, изготовленных из нихрома и Al_2O_3, экспериментально определены все основные характеристики, представленные в таблице 2.6. Проницаемость (гидравлическое сопротивление фильтрации газа) дана в сухом и смоченном состоянии.

Таблица 2.6

Характеристики исследованных образцов

Материал	Метод нанесения	Средний размер частиц D, мкм	Пористость ε, %	Средний диаметр пор, мкм	Проницаемость $K\times10^{11}$, м^2	Теплопров. Вт/м^2	Координационное число z
Al_2O_3	Напыление	~80	20-30 50	2,6 -	$(1,4\text{-}2,1)\times10^{-3}$ -	1,5-2,6 0,7-1,0	≥6
Нихром	Напыление	~80 140-130	36 50 40-50	15 - 40	8×10^{-2} - 0,6-0,8	2,8-3,1 1,5-1,7 1,8-2,4	≥6 ~6
Нихром	Спекание	270-250 400-380	40-50 40-50	65 100	1,2-1,5 3,3-4,1	1,8-2,5 1,4-2,2	~6 ~6

Наличие нетеплопроводных пористых покрытий приводит к существенному изменению зависимости теплового потока от температурного напора и в [187] эти изменения формулируются следующим образом.

При наличии пористых покрытий кипение начинается при перегревах поверхности нагрева и тепловых нагрузках существенно меньших, чем на гладких поверхностях и на начальном участке кривой кипения коэффициент теплоотдачи существенно возрастает (в 5–10 раз).

Пузырьковому механизму уноса пара от внешней границы покрытия соответствуют два режима кипения:

– при $q < q^* < q_{k1}$ зоны генерации пара внутри пористого покрытия не связаны между собой по поровому пространству, занятому паром; закон теплообмена $q \approx \theta^n$ соответствует $n \neq 1$; коэффициенты теплоотдачи в 4–10 раз превосходят соответствующие значения их при кипении на гладких поверхностях (режим I);

– при $q^* < q < q_{k1}$ зоны генерации пара внутри покрытия связаны между собой по поровому пространству, занятому паром, поверхность нагрева отделена от зоны испарения тонкой пленкой пара, стабилизированной в теле покрытия; закон теплообмена соответствует $n = 1$, в области высоких перегревов поверхности нагрева, соответствующих пленочному кипению на гладкой поверхности, сохраняется пузырьковый механизм уноса пара от внешней границы покрытия и коэффициент теплоотдачи в 10–15 раз пре-

восходит соответствующее его значение для гладкой поверхности (режим II) вплоть до $q \approx q_{k1}$;

– при характерных тепловых нагрузках $q = q^*$ (рис. 2.34) происходит впервые обнаруженный в [188–190] неравновесный фазовый переход от одного пузырькового режима кипения к другому, сопровождающийся резким ростом времени релаксации к новому стационарному состоянию при $q \to q^*$ и характерными гистерезисными и переходными явлениями;

– кризис кипения, связанный с образованием пленки пара на внешней границе покрытия, в общем случае наблюдается при иных значениях θ_{k1} и q_{k1}, чем на гладких поверхностях; значения их зависят от характеристик покрытия, причем для оптимальных покрытий удается повысить q_{k1} в 1,5–4 раза по сравнению с q_{k1}^0 для гладких поверхностей;

– коэффициент теплоотдачи в пленочном режиме в зависимости от характеристик покрытия и свойств рабочей жидкости может быть и больше и меньше, чем при пленочном кипении на гладких поверхностях;

– значения q_{k2} при наличии пористых покрытий существенно превышают q_{k2}^0, причем в зависимости от характеристик покрытия при снижении q пленочный режим кипения сменяется пузырьковым I или пузырьковым II.

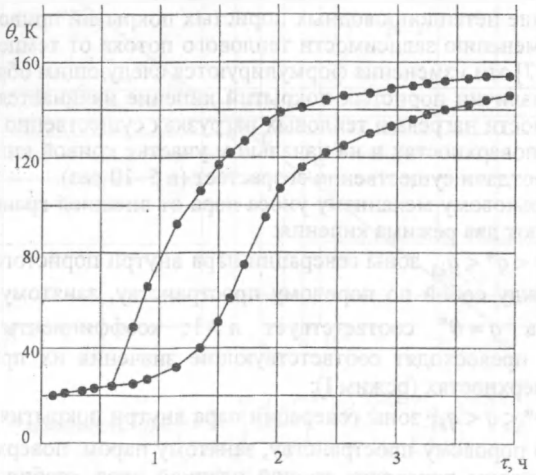


Рис. 2.34. Релаксация θ к новому стационарному состоянию при $q = q^*$ (напыленное пористое покрытие из нихрома $\varepsilon = 0{,}5 \div 0{,}6$, $h = 1{,}4$ мм, вода, $p_s = 0{,}1$ МПа) [187]

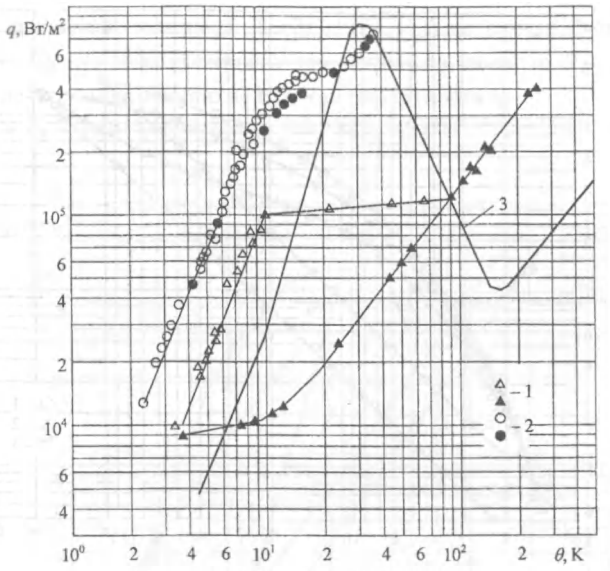


Рис. 2.35. Изменение характера перехода I–II при создании каналов для выхода пара (кипение воды при $p = 0{,}1$ МПа, $h = 1{,}4$ мм, $\varepsilon = 0{,}5 \div 0{,}6$) [187]: 1 – напыленное покрытие из Al_2O_3; 2 – напыленное покрытие из Al_2O_3 с каналами для выхода пара; 3 – кипение на гладкой поверхности; светлые точки – режим I; темные – режим II

Результаты измерений [188-195] показывают, что теплообмен при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями определяется не только интегральными характеристиками покрытий (теплопроводность, проницаемость, пористость, распределение пор по размерам, толщина и т. д.), но и характеристиками элементарного физического объема пористой структуры (диаметры частиц, образующих покрытие, тип и координационное число решетки пор и т. д.). Эти характеристики взаимосвязаны, однако характер их связей не универсален, зависит от типа покрытий, технологии нанесения и не может быть однозначно установлен теоретически [187]. Незначительные, практически неконтролируемые отклонения в технологии нанесения покрытий могут приводить к заметным различиям коэффициентов теплоотдачи при кипении. В этих условиях рациональным приемом обобщения экспериментальных данных является приведение их к безразмерной форме с использованием параметров характерных точек на кривых кипения с последующей аппроксимацией степенным законом [187].

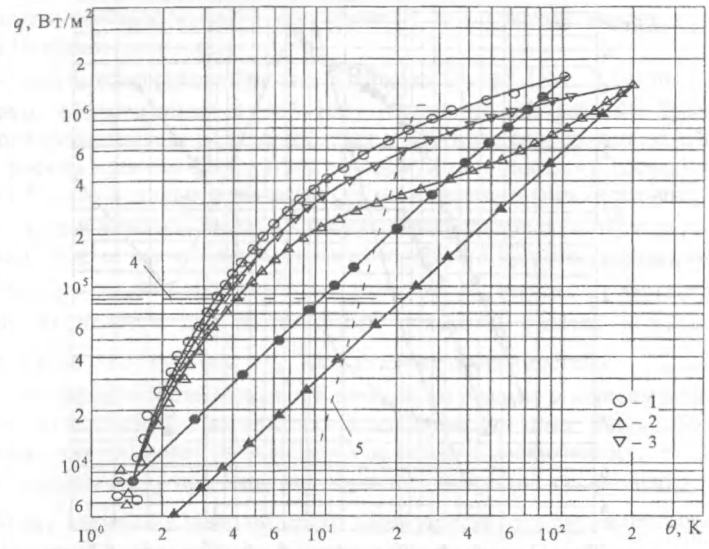


Рис. 2.36. Влияние темпа изменения тепловой нагрузки на форму кривой кипения воды на поверхностях со спеченным пористым покрытием ($p = 0{,}1$ МПа, $D = 130 \div 140$ мкм, $h = 0{,}8$ мм) в режимах роста (светлые точки) и снижения (темные точки) q при различных временах движения $\Delta\tau$ [187]: 1 – $\Delta\tau = 30$ с; 2 – $\Delta\tau = 5$ мин; 3 – $\Delta\tau = 30$ мин; 4 – равновесный переход от режима I к режиму II; 5 – кипение на гладкой поверхности

Для элементов с относительно низкой теплопроводностью и узким интервалом рабочих температур наиболее важно обеспечить максимальные значения $\partial q / \partial\theta$ в режиме пузырькового кипения, максимальные значения q^*, q_{k1} и относительно низкие значения $\theta_{нк}, \theta^*$, θ_k [187]. Эти требования можно обеспечить, если использовать пористые покрытия с высокой теплопроводностью скелета, нетеплопроводные тонкие $h \le L_k$ и анизотропные структуры, имеющие на кривой распределения пор по размерам два максимума [187].

Для повышения тепловой устойчивости элементов с высокой теплопроводностью и достаточно широким интервалом рабочих температур $[\theta', \theta'']$ (в том числе и при $\theta'' > \theta_{k2}{}^0$) необходимо обеспечить увеличение теплосъема в этом интервале температур таким образом, чтобы интеграл от кривой кипения $\int_{\theta'}^{\theta''} q(\theta)\, d\theta$ принял максимальные значения [187]. Наиболее эффективно эта задача решается путем нанесения нетеплопроводных

пористых покрытий толщиной $h \approx 3L_k / 2\xi$; в этом случае существенно возрастают θ_{k2}, q_{k2} и коэффициент теплоотдачи в области θ, соответствующей пленочному кипению на гладких поверхностях.

Здесь L_k – размер конечного кластера занятых паром пор; ξ – извилистость.

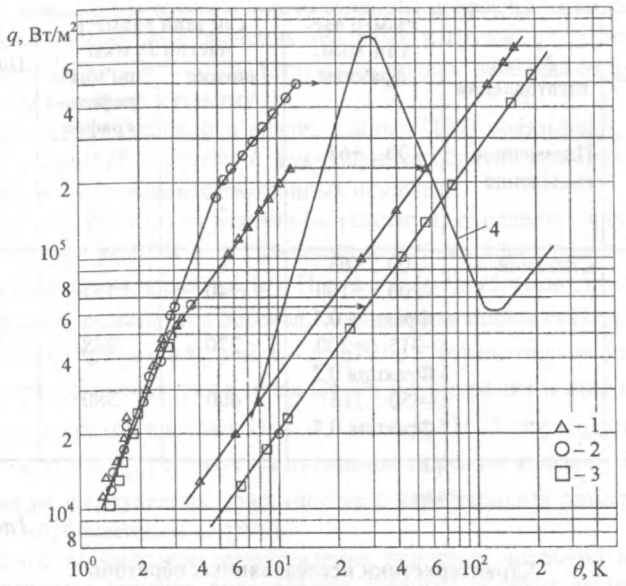


Рис. 2.37. Теплообмен при кипении воды при $p = 0{,}1$ МПа на поверхностях со спеченными пористыми покрытиями ($h = 1{,}5$ мм) [187]: 1 – покрытие с каналами для выхода пара; 2 – двухслойная анизотропная структура; 3 – изотропное покрытие $D = 130 \div 140$ мкм; 4 – гладкая поверхность

В [196] приводятся данные исследования процессов кипения на пористых поверхностях, полученных спеканием и плазменным напылением.

Опыты проводились при кипении воды в большом объеме в диапазоне давлений (0,05–3,1) МПа при граничных условиях второго рода. В качестве экспериментальных образцов использовались пластины из нихрома размером 40×10×0,3 мм с нанесенными пористыми структурами, изготовленными методом плазменного напыления (нихром, Al_2O_3) и спекания (нихром). Исследовались как изотропные, так и анизотропные структуры. Анизотропия достигалась или путем создания двухслойных структур с

различными свойствами слоев (спекание), или путем изготовления в пористых структурах системы пароотводящих каналов (плазменное напыление, спекание). Свойства образцов приведены в таблицах 2.7 и 2.8.

Таблица 2.7

Характеристики исследованных образцов

Материал	Метод изготовления	Размер частиц, мкм, фракция	Средний диаметр частиц D, мкм		Пористость ε, %
			оценка	по микрофотографии	
Al_2O_3	Плазменное напыление	–100…+63	- - -	- - -	20…30 50 36
Нихром	Спекание	–100…+63 –200…+100 Фракция 0,1 –315…+200 Фракция 0,2 –450…315 Фракция 0,3	- 140 270 400	- 131 248 380	50 40…50 40…50 40-50

Таблица 2.8

Характеристики исследованных образцов

Средний диаметр пор d, мкм			Проницаемость K, м^2 (расчет**)	Коэффициент теплопроводн. λ, Вт/(м^2·К)	Геометрия решетки	Координац. число упаковки, N
порометрия	Расчет*	по микрофотографии				
15 -	- -	- -	(0,083)1011 -	2,8…3,1 1,5…1,7 (расчет)		
36	44-67	60	(0,6-0,8)1011	1,8-2,4	Случайная упаковка шаров, близкая к простой кубической	6
62	63-92	91	(1,2-1,5)1011	1,8-2,5		6
90	92-134	124	(3,3-4,1)1011	1,4-2,2		6

Главное внимание было уделено исследованию влияния геометрических характеристик пористых покрытий на теплообмен и форму кривых кипения.

Для пористых покрытий их геометрические характеристики взаимосвязаны, поэтому только толщина покрытий в опытах может изменяться независимо от других характеристик [196]. В связи с этим в экспериментах наиболее детально изучалось влияние толщины покрытий на коэффициент теплоотдачи и пороговые значения тепловых нагрузок q^* и перегревов поверхности нагрева θ^*, соответствующих точкам перехода от пузырькового режима кипения I к режиму II.

Результаты измерений и анализ данных [197] показывают, что при $h >> D$ значения q^* с ростом h уменьшаются обратно пропорционально h для всех типов изученных изотропных покрытий.

Характер перехода от режима I к режиму II определяется соотношением толщины покрытия h и размерами конечных кластеров, образованных занятыми паром порами $L_k(q)$. При $h > L_k(q^*)/\sqrt{2}$ (относительно толстые покрытия) реализуется переход, сопровождающийся скачкообразным изменением θ при $q = q^*$; при $h \sim L_k(q^*)/\sqrt{2}$ (относительно тонкие покрытия) переход происходит в точке (q^*, θ^*) на диаграмме и сопровождается «изломом» кривой кипения. При $D \sim h < L_k(q^*)/\sqrt{2}$ переход отсутствует и вплоть до $q = q_{кр}$ реализуется пузырьковый режим кипения, близкий к такому же на шероховатых поверхностях с характерными размерами шероховатостей, близкими к D [196].

Полное термическое сопротивление пористых покрытий в стационарных режимах кипения определяется главным образом двумя составляющими – эффективным термическим сопротивлением слоя покрытия от поверхности нагрева до зоны испарения и изменением температуры насыщения в зоне испарения, определяемым радиусом кривизны границы раздела фаз в теле покрытия.

Величинами θ_1 и θ_2 и их зависимостью от q определяется суммарный перегрев $\theta = \theta_1 + \theta_2$, т. е. форма кривых кипения, коэффициенты теплоотдачи и их зависимость от основных геометрических характеристик покрытий [196].

Для спеченных покрытий, состоящих из частиц мелких фракций $(D < 200$ мкм$)$, и напыленных (относительно высокой пористости $\varepsilon \geq 0{,}4$) $\theta_1 < \theta_2$ и главным фактором, определяющим вид кривой кипения и $\alpha(q)$, является изменение гидравлического сопротивления фильтрации пара от зоны испарения к внешней границе покрытия. Для таких покрытий коэф-

фициент теплоотдачи при $q = const$ имеет ярко выраженный максимум в зависимости от h [196].

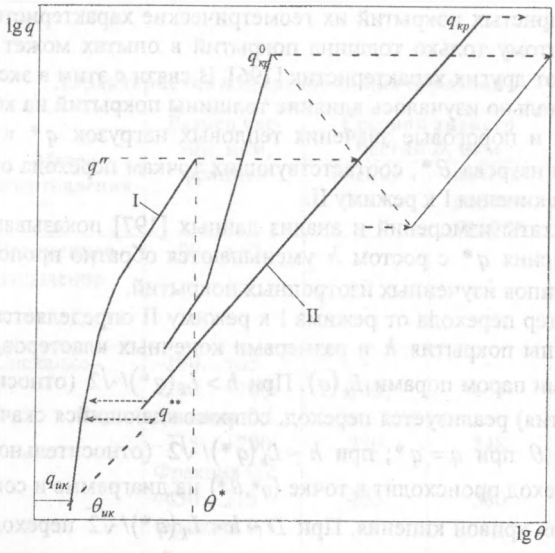


Рис. 2.38. Форма кривых кипения на поверхностях с пористыми покрытиями (толстая линия) и на гладких (тонкая) [196]

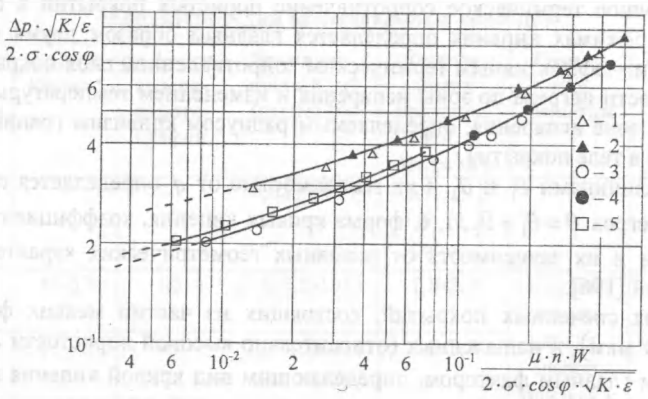


Рис. 2.39. Гидравлическое сопротивление фильтрации газа через смоченные пористые покрытия: фракции для 1-5-0,1; 0,1; 0,2; 0,2; 0,3 и h (мм) для 1-5-2,8; 4,5; 2,8; 5,2; 2,8, соответственно [196]

В области малых толщин $h < L_k(q^*)/\sqrt{2}$ выход пара из тела покрытия осуществляется практически свободно и коэффициент теплоотдачи увеличивается с ростом h в связи с формированием все более разветвленной системы мелких пор, обеспечивающих подачу жидкости к поверхности нагрева за счет капиллярных сил. При увеличении h до $h \sim L_k(q^*)/\sqrt{2}$ коэффициент теплоотдачи достигает максимальной величины и при $h > L_k(q^*)/\sqrt{2}$ с дальнейшим ростом h в области $q < q^*(h)$ слабо уменьшается в связи с ростом гидравлического сопротивления фильтрации пара. При дальнейшем возрастании h при $q = const$ до значений, при которых тепловая нагрузка становится равной $q^*(h)$, происходит резкое уменьшение коэффициента теплоотдачи в связи с возникновением перехода от режима I к режиму II [196].

Если тепловая нагрузка такова, что $q = q^*(h)$, при $h > L_k(q^*)/\sqrt{2}$, с дальнейшим ростом толщины слоя также происходит уменьшение коэффициента теплоотдачи, но менее резко, т. к. переход I–II происходит в точке, а не растянут на конечный интервал температур. Поскольку средний размер конечных кластеров $L_k(q)$ зависит от теплового потока, то для каждого значения $q < q^*$ существует свое оптимальное h, соответствующее максимальным коэффициентам теплоотдачи. Уменьшение α с ростом h при $h > L_k(q^*)/\sqrt{2}$ в режиме I более ярко выражено у напыленных покрытий, поскольку им соответствует более заметный рост ΔP с увеличением h [196].

Для спеченных структур с большими D и напыленных с малой пористостью заметный вклад в перегрев дает θ_1 и толщина покрытий в изученном интервале h практически не влияет на коэффициент теплоотдачи при развитом кипении в режиме I [196].

Результаты измерений в [196] показали, что путем создания оптимизированных анизотропных покрытий можно добиться более существенного улучшения теплообмена при кипении на пористых поверхностях, чем при использовании изотропных покрытий.

Степень интенсификации теплообмена при кипении существенно определяется технологией нанесения пористых покрытий. Для крупногабаритных изделий наиболее просто может быть реализована технология плазменного напыления [196].

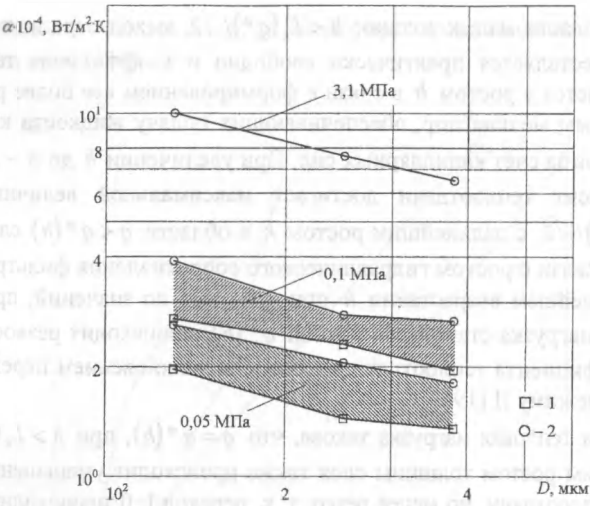


Рис. 2.40. Коэффициент теплоотдачи для спеченных пористых покрытий с толщинами $h = 0{,}8$: $q = 5 \cdot 10^4$ (1), 10^3 (2), $5 \cdot 10^5$ Вт/м^2 (3) [196]

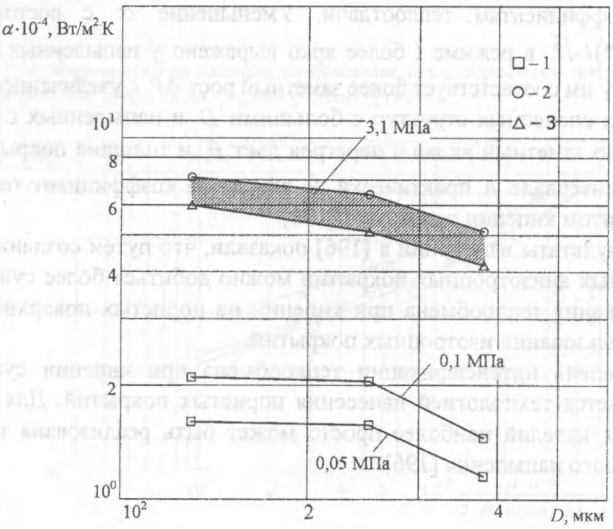


Рис. 2.41. Коэффициент теплоотдачи для спеченных пористых покрытий с толщинами $h = 1{,}5$ мм: $q = 5 \cdot 10^4$ (1), 10^3 (2), $5 \cdot 10^5$ Вт/м^2 (3) [196]

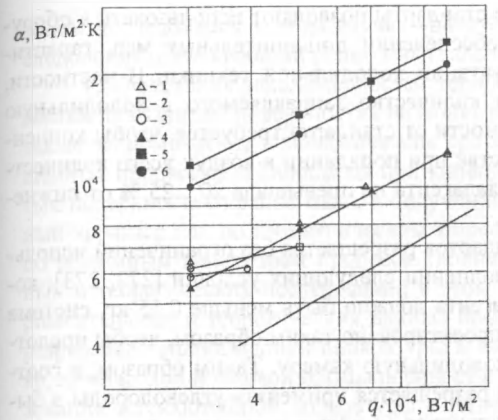


Рис. 2.42. Коэффициент теплоотдачи $\alpha(q)$ при кипении на напыленных пористых покрытиях из нихрома ($P_s = 0{,}1$ МПа): $\varepsilon = 0{,}32 \div 0{,}36$ (1–3); 0,50–0,60 (4–6) и $h = 0{,}2$ мм (1); 0,5 (2); 1,0 (3); 0,15 (4); 0,4 (5); 1,0 мм (6); сплошная линия – гладкая поверхность [196]

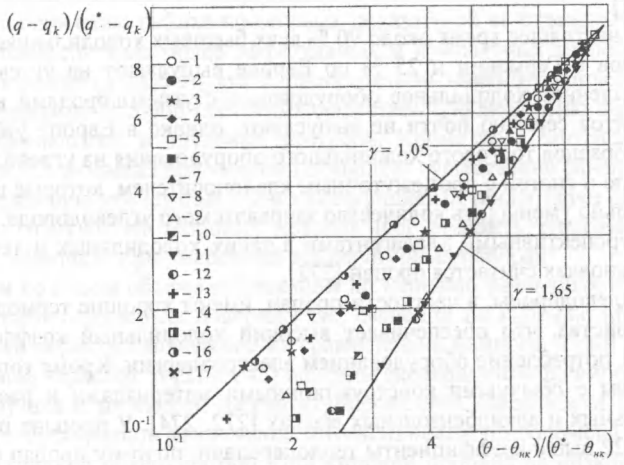


Рис. 2.43. Обобщение экспериментальных данных для режима I [127]: 1 – вода, спеченные покрытия, $P_s = 0{,}1$ МПа, фракция 0,1, $h = 0{,}8$ мм; 2 – то же, фракция 0,3, $h = 1{,}8$ мм; 3 – то же, $P_s = 0{,}05$ МПа, фракция 0,1, $h = 0{,}8$ мм; 4 – то же, фракция 0,2, $h = 1{,}8$ мм; 5 – вода, напыленные покрытия, $P_s = 0{,}1$ МПа, Al_2O_3, $\varepsilon = 0{,}20 \div 0{,}30$, $h = 0{,}8$ мм; 6 – то же, $\varepsilon = 0{,}50 \div 0{,}60$, $h = 1{,}4$ мм; 7 – то же, нихром, $\varepsilon = 0{,}32 \div 0{,}36$, $h = 0{,}2$ мм; 8 – то же, $h = 0{,}5$ мм; 9 – то же, $h = 0{,}1$ мм; 10 – то же, $\varepsilon = 0{,}50 \div 0{,}60$, $h = 1{,}4$ мм; 11 – раствор этанол – вода, $P_s = 0{,}1$ МПа, напыленные покрытия, нихром, $\varepsilon = 0{,}32 \div 0{,}36$, $h = 0{,}8$ мм; 12 – то же, спеченные покрытия, фракция 0,1, $h = 0{,}8$ мм; 13 – Ф-113, работа [199]; 14 – то же [198]; 15 – вода, [198]; 16 – то же, [196]; 17 – FC-72 [196]

Некоторые европейские стандарты позволяют использовать в оборудовании углеводороды при обеспечении дополнительных мер, гарантирующих безопасность эксплуатации холодильной техники. В частности, эти стандарты ограничивают количество заправляемого в холодильную систему хладагента. В зависимости от стандарта требуется, чтобы концентрация пожароопасного вещества при попадании в воздух всего количества заправляемого в систему хладагента не превышала 20...25 % от нижнего предела воспламеняемости.

В ряде зарубежных стандартов разрешается без ограничений использовать углеводороды при выполнении следующих условий [272, 273]: количество заправляемого хладагента должно быть меньше 0,15 кг, система герметична, а оборудование спроектировано таким образом, чтобы предотвратить случайные утечки в холодильную камеру. Таким образом, в соответствии с этими стандартами разрешается применять углеводороды в бытовых холодильниках, морозильниках, а также в малых тепловых насосах [272].

В настоящее время около 90 % всех бытовых холодильников и морозильников в Германии и 25 % по Европе выпускают на углеводородах. Промышленное холодильное оборудование с углеводородами в качестве хладагентов серийно почти не выпускают, однако в Европе уже создано много образцов торгового холодильного оборудования на углеводородах, в том числе и систем с промежуточным хладоносителем, которые позволяют значительно уменьшить количество заправляемого углеводорода.

Перспективными хладагентами в таких холодильных и теплонасосных установках считается пропан [272].

Углеводороды, в частности пропан, имеют хорошие термодинамические свойства, что обеспечивает высокий холодильный коэффициент и меньшее потребление оборудованием электроэнергии. Кроме того, пропан совместим с обычными конструкционными материалами и растворим в минеральных и алкилбензольных маслах [272, 274]. У пропана по сравнению с R22 выше коэффициенты теплопередачи, поэтому пропан считается отличным заменителем фреона R22. По сравнению с изобутаном у пропана лучшие энергетические показатели благодаря меньшему объемному расходу при равной холодопроизводительности и меньшему падению давления в трубах и теплообменниках [272–274].

На основании вышеизложенного в связи с перспективностью применения пропана в холодильных и теплонасосных установках чрезвычайно важным становится исследование процессов теплообмена (в частности при кипении пропана) в теплообменной аппаратуре таких установок с установлением зависимостей между количественными характеристиками процесса теплообмена при кипении, режимными параметрами и другими факторами, влияющими на интенсивность теплообмена. Чрезвычайно важным ме-

тодом исследования в этом случае является экспериментальный путь исследования, позволяющий решить эти задачи.

Исследования закономерностей теплообмена при кипении этих жидкостей на развитых поверхностях позволят решить, помимо энергетических, также экономические и экологические проблемы. Количество работ, посвященных процессам теплообмена при кипении пропана и аммиака на развитых поверхностях крайне мало, а полученные результаты носят ограниченный характер как по геометрическим характеристикам поверхностей, так и по режимным параметрам процесса кипения. Проведение экспериментальных и теоретических исследований в этом направлении, получение экспериментальных и теоретических данных было бы полезно использовать при разработке теплообменной аппаратуры в холодильной технике, электронике, химической и газовой промышленности, теплоэнергетике и т. д. Использование теплообменной аппаратуры с развитыми поверхностями теплообмена приводит к снижению энергоемкости теплоиспользующей установки в целом и к снижению габаритно-весовых показателей ее отдельных элементов. Поэтому создание более эффективных и компактных теплообменных аппаратов является актуальной и приоритетной научно-технической проблемой, решение которой обеспечит существенную экономию энергетических, материальных и трудовых ресурсов. Кроме того, интенсификация процессов теплообмена при кипении позволяет существенно снизить температурные напоры за счет повышения коэффициента теплоотдачи при тех же значениях плотностей тепловых потоков или отводить тепловые потоки большой мощности при умеренных температурных напорах.

При большом объеме публикаций по кипению различных жидкостей на интенсифицированных поверхностях, сведений по кипению пропана на развитых и пористых поверхностях сравнительно немного, и они носят ограниченный характер. В [219, 248] описаны эксперименты по кипению пропана, н-бутана и их смесей на структурированной поверхности Gewa-T-x. Получено трехкратное увеличение интенсивности теплообмена по сравнению с гладкой поверхностью. При кипении пропана на низкопористых покрытиях изготовленных методом газотермического напыления, по экспериментальным данным авторов [247], коэффициенты теплоотдачи в 3–5 раз выше значений, полученных для гладкой поверхности. По данным работ [79, 80] можно получить 9-кратное увеличение интенсивности теплообмена при кипении пропана и н-бутана при использовании спеченных пористых покрытий.

Однако различия в постановке опытов, частичное отсутствие данных по параметрам исследованных покрытий и различные диапазоны режимных параметров проведения экспериментов не дают возможности однозначно утверждать о приоритете того или иного способа интенсификации теплообмена при кипении пропана в условиях большого объема.

Накоплен обширный материал по кипению воды, этанола, фреонов, других жидкостей. В связи с потребностями техники значительный интерес представляют теплотехнические характеристики углеводородов (пропан, пропилен, бутан, пропан-бутановые смеси). В частности, пропан применяется в кожухотрубных теплообменниках многокаскадных холодильных установок химических производств. Обзор опубликованных работ выявил ограниченность сведений по данной проблеме [247].

В Академическом научном комплексе «Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова» Национальной академии наук Беларуси проведена серия экспериментов по исследованию теплообмена при кипении пропана в большом объеме на горизонтальной трубе с пористыми покрытиями, выполненными методом газотермического напыления. Выбор вида покрытия обусловлен технологичностью его изготовления и возможностью получения высоких теплообменных характеристик [247].

Экспериментальная установка позволяла исследовать процессы теплообмена при кипении рабочих жидкостей в широком диапазоне давлений и температур насыщения, что обеспечивалось наличием блока холодильных машин и термостатов, а также надежной теплоизоляцией климатической камеры, в которой размещался герметический рабочий сосуд из нержавеющей стали. Для обеспечения необходимых температурных режимов в конструкции стенок климатической камеры был предусмотрен жидкостный контур. Кипение осуществлялось на наружной поверхности горизонтально расположенной трубы Ø 20 мм, толщина стенки 2 мм, из стали 1Х18Н9Т; тепловой поток к образцам подводился с помощью омического нагревателя. В состав установки входила персональная ЭВМ для обработки результатов [247].

Пористые покрытия должны обеспечивать высокие теплотехнические характеристики, иметь достаточную механическую прочность, хорошую связь с теплоотдающей поверхностью, сохранять стабильность этих свойств в течение длительного времени, быть технологичными и сравнительно недорогими. Этим требованиям в полной мере отвечают покрытия, получаемые методами электродугового газотермического напыления, выбранные в качестве объекта исследования.

В [247] были исследованы образцы с покрытиями различной толщины ($\delta = 0{,}1 - 0{,}3$ мм) и пористости ($\varepsilon = 4 - 17\,\%$), а также три трубы без покрытия: образец A – поверхность обработана наждачной бумагой, $R_z = 1{,}3$ мкм; образец B – техническая поверхность, $R_z = 4$ мкм; образец S – поверхность трубы подвергнута дробеструйной обработке. Характеристики пористых покрытий приведены в таблице 2.9.

Таблица 2.9

Характеристики пористых покрытий

№	2	3	4	6	7	10
δ, мм	0,2	0,1	0,3	0,15	0,3	0,3
ε, %	12,59	12,74	16,68	12,73	12,83	4,3

Анализ структуры покрытий осуществлялся с помощью сканирующего и просвечивающего электронных микроскопов. Исследован теплообмен при кипении пропана в диапазоне плотностей теплового потока $q = 0{,}1 - 100$ кВт/м^2 (рассчитывался по отношению к внешней поверхности гладкой трубы), температур $T_{нас} = -10 \ldots + 40\,°C$ ($p_{нас} = 3{,}45 - 13{,}8$ бар, $p' = p / p_{крит} = 0{,}081 - 0{,}323$). В этих условиях имели место свободная конвекция, неразвитое и развитое пузырьковое кипение.

На гладкой полированной поверхности (образец *A*) режим свободной конвекции наблюдался в широком диапазоне плотностей теплового потока и температурных напоров (до $q = 4 - 5$ кВт/м^2 и $\Delta T = 6$ К при $p' = 0{,}197$). Первые центры парообразования возникали на нижней образующей трубы. Достигнув определенного размера, паровой пузырь отрывался от центра парообразования и, всплывая, скользил по поверхности трубы. За время скольжения объем парового пузыря возрастал в несколько раз. С увеличением тепловой нагрузки плотность центров парообразования повышалась, начиналось взаимное влияние соседних паровых пузырей на их устойчивость, включались в работу центры парообразования в верхней части трубы. При дальнейшем повышении тепловой нагрузки ($q > 6 - 10$ кВт/м^2) возрастали частота отрыва пузырей и степень экранизации ими поверхности трубы, что приводило к образованию двухфазного потока вблизи поверхности образца. В этом диапазоне величин q температурный напор увеличивался, и показатель степени n в зависимости $\alpha = Cq^n$ составлял ~ 0,7. В области тепловых нагрузок $q > 20 - 30$ кВт/м^2 экранизация теплообменной поверхности была значительной, и интенсивность роста теплоотдачи снижалась $(n < 0{,}6)$ [247].

Экспериментальные результаты, полученные на образце *A*, сопоставлялись с опубликованными данными по кипению пропана на гладких горизонтальных трубах из нержавеющей стали 1Х18Н9Т (диаметры 10 и 15 мм) и из малоуглеродистой стали St 35.8 (диаметр 7,6 мм). Получена удовлетворительная корреляция.

На образцах *B* и *S* с шероховатой поверхностью без покрытия и трубах с пористым покрытием картина зарождения паровой фазы имела отличия. Первые центры парообразования возникали на микронеровностях в верхней части трубы, при этом генерировались пузырьки весьма малых размеров с высокой частотой отрыва, которые поднимались цепочками. Увели-

чение тепловой нагрузки приводило к тому, что центры парообразования постепенно охватывали всю верхнюю часть трубы, появлялись первые центры на ее нижней образующей. В этом режиме наблюдались снижение среднего температурного напора ΔT (рис. 2.44) и значительная интенсификация теплоотдачи (до 3–6 раз на образцах с пористым покрытием) [247].

При последующем возрастании тепловой нагрузки увеличивались плотность расположения центров парообразования, отрывные диаметры и частота отрыва пузырей на нижней образующей. Далее с увеличением плотности теплового потока температурный напор начинал возрастать, картина процесса становилась сходной с кипением на полированной трубе, однако теплоотдача была значительно интенсивнее, причем на лучших образцах с пористым покрытием коэффициенты теплоотдачи были в 2,5–3 раза выше, чем на гладких трубах.

В диапазоне $q = 1 - 30$ кВт/м^2 в зависимости $\alpha = Cq^n$ показатель степени $n = 0{,}5–0{,}7$. В области тепловых нагрузок $q > 20 - 30$ кВт/м^2, аналогично процессу на гладкой трубе, наблюдалась сильная экранизация поверхности образца паровыми пузырями и интенсивность роста теплоотдачи уменьшалась [247].

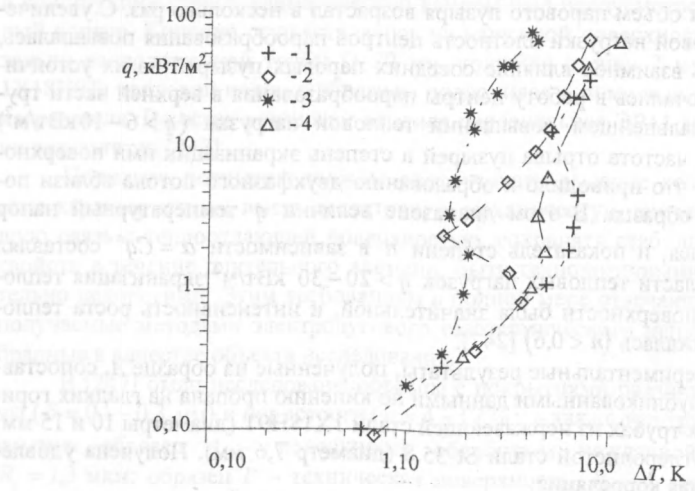


Рис. 2.44. Сравнение результатов по кипению пропана на трубах с разной пористостью напыленного слоя ($T = 0$ °C): 1 – образец *А*; 2 – № 4; 3 – № 7; 4 – № 10 [247]

При смене направления изменения плотности теплового потока имел место гистерезис теплообмена (рис. 2.45). При снижении тепловой нагрузки режим кипения распространялся на область, ранее занятую свободной конвекцией. Даже в области очень низких тепловых нагрузок ($q < 0{,}3$ кВт/м^2) на нижней образующей наблюдалась работа редких центров парообразования с очень низкой частотой отрыва пузырей. Вид и размеры гистерезисной петли зависели от параметров пористого покрытия, давления насыщения и других факторов [247].

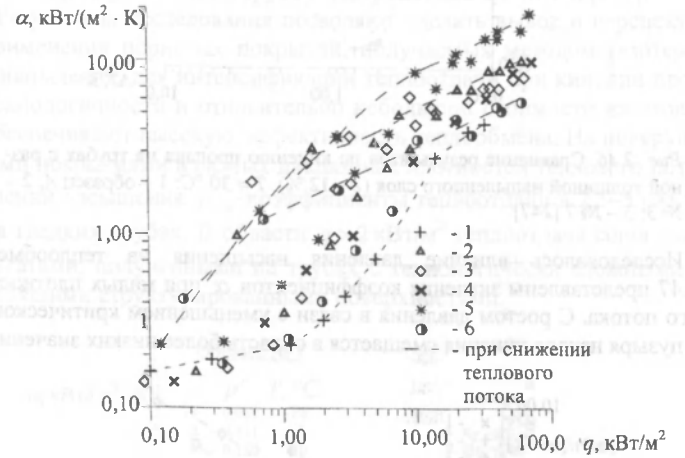


Рис. 2.45. Зависимость коэффициентов теплообмена α при кипении пропана на трубах с разными поверхностями от плотности теплового потока q при $T = 0$ °С ($p' = 0{,}111$): 1 – образец *А*; 2 – № 3; 3 – № 4; 4 – № 6; 5 – № 7; 6 – № 10 [247]

Известно, что параметры пористого покрытия влияют на интенсивность теплоотдачи. Для образцов с одинаковой пористостью существует оптимальная толщина слоя (рис. 2.46), при которой обеспечиваются максимальные коэффициенты теплоотдачи. Из образцов с $\varepsilon \sim 12\,\%$ и толщиной пористого слоя $\delta = 0{,}1$, 0,2 и 0,3 мм наилучшими теплообменными характеристиками обладал образец № 2 $(\delta = 0{,}2$ мм$)$. В исследованном диапазоне пористости (до ~ 17 %) теплоотдача возрастала с увеличением величины ε.

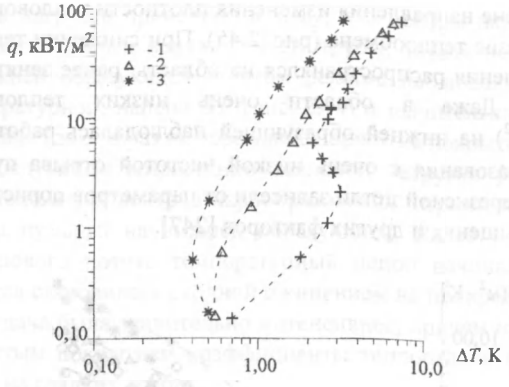


Рис. 2.46. Сравнение результатов по кипению пропана на трубах с разной толщиной напыленного слоя ($\varepsilon \sim 12$ %), $T = 30$ °С: 1 – образец A; 2 – № 3; 3 – № 7 [247]

Исследовалось влияние давления насыщения на теплообмен. На рис. 2.47 представлены значения коэффициентов α при малых плотностях теплового потока. С ростом давления в связи с уменьшением критического диаметра пузыря начало кипения смещается в область более низких значений q.

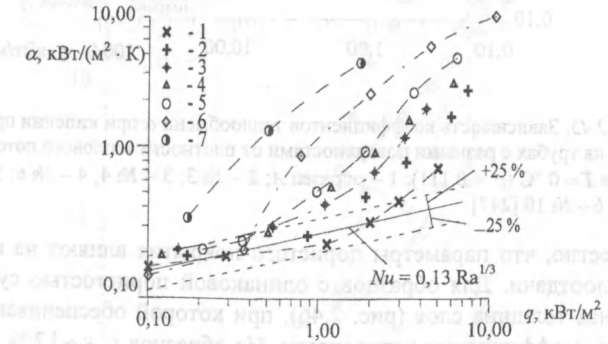


Рис. 2.47. Результаты по кипению пропана при малых плотностях теплового потока и корреляция со свободной конвекцией в режиме $Nu = 0{,}13\ \mathrm{Ra}^{1/3}$ [132–135]: 1 – образец A, $T = 0$ °С; 2 – А, 20 °С; 3 – A, 30 °С; 4 – № 7, –10 °С; 5 – № 7, 0 °С; 6 – № 7, 20 °С; 7 – № 7, 30 °С [247]

Кривые кипения на рис. 2.48 показывают, что с увеличением давления насыщения интенсивность теплоотдачи возрастает, однако наклон кривых $\alpha = Cq^n$ уменьшается.

На рис. 2.48 также дано сопоставление результатов, полученных на образце № 7, с теплообменными характеристиками горизонтальной трубы Ø 12,48 мм, оснащенной структурированной поверхностью Gewa-T-x [248]. В области плотностей тепловых потоков q, превышающих 2 кВт/м^2, интенсивность теплоотдачи на образцах с напыленным покрытием соответствуют результатам, полученным на трубе с поверхностью Gewa-T-x [247].

Результаты исследования позволяют сделать вывод о перспективности применения пористых покрытий, получаемых методом газотермического напыления, для интенсификации теплоотдачи при кипении пропана: при технологичности и относительно небольшой стоимости изготовления они обеспечивают высокую эффективность теплообмена. На поверхностях с такими покрытиями в разных диапазонах плотностей теплового потока q и давлений насыщения $p_{нас}$ коэффициенты теплоотдачи в 2,5–5 раз выше, чем на гладких трубах. В области $q > 2$ кВт/м^2 теплоотдача сопоставима с результатами, полученными на трубах с технологически сложными и дорогостоящими структурированными поверхностями.

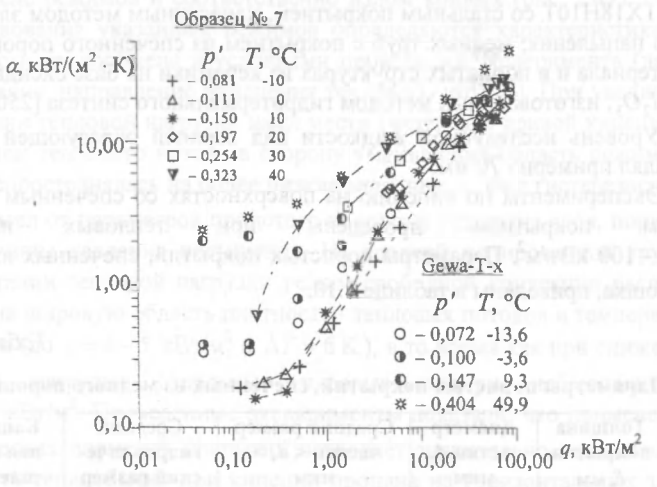


Рис. 2.48. Коэффициент теплоотдачи α как функция от плотности теплового потока q при кипении пропана на образце № 7 [132] при разных давлениях насыщения в сравнении с характеристиками поверхности Gewa-T-x [248]

Технология нанесения покрытий позволяет изготавливать теплообменные поверхности большой протяженности с хорошей воспроизводимостью характеристик [247].

Для разработки испарительных теплообменных аппаратов необходимо располагать зависимостями характеристик теплообмена в разных внешних условиях от свойств рабочих жидкостей, параметров пористой структуры, подведенной тепловой нагрузки и т. д. Создание надежной универсальной аналитической модели теплообмена при кипении в пористом теле едва ли возможно в связи с влиянием на него большого количества факторов. В связи с этим возрастает роль экспериментального изучения данного процесса.

В работе [250] объектом исследования служили капиллярно-пористые поверхности, полученные методами электродугового напыления, спекания и гидротермального синтеза.

Рабочая жидкость – пропан.

Эксперименты выполнены в диапазоне температур насыщения $T_н = -10 \div 40\,°C$, что соответствует давлениям насыщения $p_н = 3{,}45 - 13{,}8$ бар ($p^* = p / p_{кр} = 0{,}081 - 0{,}323$; критическое давление пропана $p_{кр} = 42{,}64$ бар). Кипение осуществлялось на поверхностях труб (наружный диаметр 20 мм, длина рабочего участка 100 мм) из нержавеющей стали 1Х18Н10Т со стальным покрытием, нанесенным методом электродугового напыления; медных труб с покрытием из спеченного порошка того же материала и в пористых структурах из керамики на базе оксида алюминия Al_2O_3, изготовленных методом гидротермального синтеза [250].

Уровень исследуемой жидкости над верхней образующей образца составлял примерно 70 мм.

Эксперименты по кипению на поверхностях со спеченным и напыленным покрытием проведены при тепловых нагрузках $q = 0{,}1 - 100$ кВт/м^2. Параметры пористых покрытий, спеченных из медного порошка, приведены в таблице 2.10.

Таблица 2.10

Параметры пористых покрытий, спеченных из медного порошка

№ образца	Толщина покрытия δ, мм	Диаметр частиц $d_ч$, мкм	Средний размер частиц $< d_ч >$, мкм	Средний гидравлический размер пор $\overline{d}_0$, мкм	Капиллярная проницаемость $k \cdot 10^{11}$, м^2
1	0,2	40-63	51,5	18,37	0,48
2	0,3	40-63	51,5	18,37	0,48

Окончание табл. 2.10

№ образца	Толщина покрытия δ, мм	Диаметр частиц $d_ч$, мкм	Средний размер частиц $< d_ч >$, мкм	Средний гидравлический размер пор $\bar{d}_0$, мкм	Капиллярная проницаемость $k \cdot 10^{11}$, м^2
3	0,4	40-63	51,5	18,37	0,48
4	0,5				
5	0,3	63-100	81,5	24,48	0,802
6	0,4				
7	0,4	100-160	130	35,4	1,553
8	0,5	160-200	180	48,8	2,758

В исследованном диапазоне плотностей теплового потока наблюдались три режима теплообмена: свободная конвекция, неразвитое кипение (переходный режим) и развитое кипение, что нашло отражение в характере кривых кипения (изменение показателя степени n в зависимости $\alpha = f(q)^n$ при смене режимов и соответственно излом кривых (рис. 2.49). Границы существования указанных режимов определяются характеристиками поверхности теплообмена и условиями проведения эксперимента (давление насыщения, направление изменения теплового потока). При увеличении и снижении тепловой нагрузки имел место гистерезис кривой кипения: с изменением теплового потока в сторону уменьшения область режима кипения распространялась на более низкие значения q. Вид гистерезисной петли зависел от параметров пористого покрытия (толщина слоя, пористость) и величины давления насыщения. На гладкой полированной трубе при возрастании тепловой нагрузки режим свободной конвекции распространялся на широкую область плотностей тепловых потоков и температурных напоров (до $q = 4-5$ кВт/м^2 и $\Delta T = 6$ K), в то время как при снижении тепловой нагрузки отдельные паровые пузыри наблюдались при $q < 0{,}3$ кВт/м^2. Проведенные эксперименты показали, что применение металлических пористых покрытий позволяет значительно повысить интенсивность теплообмена при кипении пропана на горизонтальных трубах с пористым покрытием по сравнению с гладкими образцами [250].

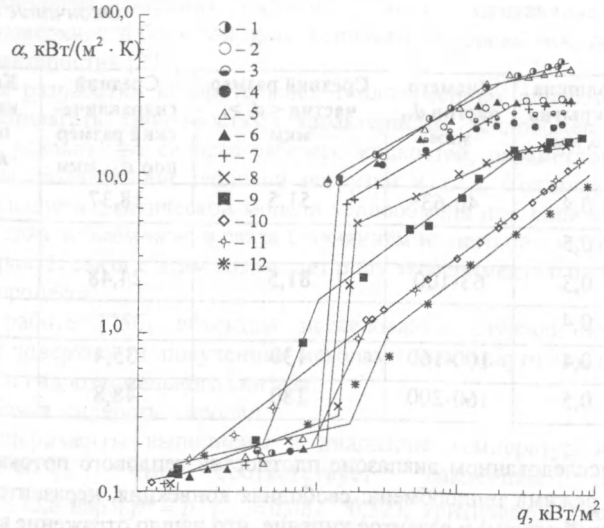


Рис. 2.49. Интенсивность теплообмена при кипении пропана при $T_н = 20$ °С; 1 – образец № 1, 2 – № 2, 3 – № 3, 4 – № 4, 5 – № 5, 6 – № 6, 7 – № 7, 8 – № 8, 9 – образец из нержавеющей стали с напыленным покрытием ($\varepsilon = 13$ %, $\delta = 0{,}3$ мм), 10 – медная трубка без покрытия, 11 – медная трубка без покрытия, 12 – полированная труба из нержавеющей стали [250]

Для моделирования процессов, происходящих в испарителе контурной тепловой трубы, выполнены экспериментальные исследования образцов с каналами для выхода пара (рис. 2.50). Пористая структура, заключенная между наружной (Ø 40 мм) и внутренней (Ø16 мм) трубчатыми оболочками, изготавливалась из керамики на базе оксида алюминия Al_2O_3 методом гидротермального синтеза, в процессе которого формируется бипористый материал, состоящий из соединенных между собой частиц алюминия, покрытых слоем $\gamma - Al_2O_3$. Формирование структуры материала при такой технологии осуществляется за счет образования раствора трехвалентных ионов алюминия, окруженных гидратными оболочками, с одновременной гетерогенной реакцией взаимодействия металла с водой и водными растворами и последующей кристаллизации гидроксидов. В результате образуется микропористая структура за счет формирования фазовых (кристаллизационных) контактов между частицами Al_2O_3 с образованием механически прочного пористого тела (блока). Материал обладает высоким электрическим сопротивлением, его теплопроводность лишь на 12-15 % ниже, чем у алюминия.

Такое сочетание свойств позволяет считать эту керамику перспективным материалом для погружных охладителей элементов электроники. Данная пористая структура может применяться в прямом контакте с компонентом электроники для интенсификации теплообмена при кипении пропана и других жидких углеводородов. Характеристики исследованных образцов представлены в таблице 2.11.

Таблица 2.11

Характеристики образцов из металлокерамики

№ образца	Размер частиц, мм		Паровые каналы		Каналы для транспорта жидкой фазы	
	Al_2O_3	Al	Количество	Диаметр, мм	Количество	Диаметр, мм
21	0,63÷1	~ 0,07	4	2	Нет	–
22	0,63÷1	~ 0,07	8	3	8	3

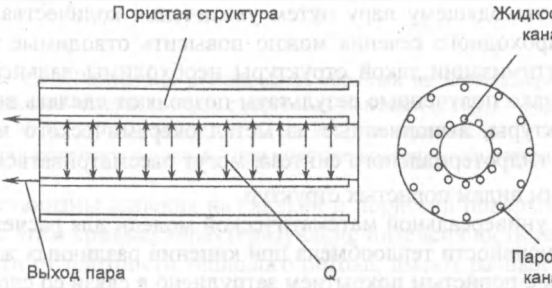


Рис. 2.50. Пористый испаритель теплообменника с паровыми каналами [250]

Каналы для транспорта жидкой фазы в образце № 22 выполнены соосно с паровыми каналами и расположены равномерно по периферии образца, вблизи внешней оболочки. В исследованных образцах камер размер крупных пор был не менее 0,15-0,25 мм, пористость примерно 50 %. Образец помещался в объем пропана, подвод жидкости в зону парообразования осуществлялся капиллярными силами. Тепловой поток подводился от нагревателя, расположенного внутри коаксиального цилиндра. Таким образом, испаритель функционировал в режиме перевернутого мениска (жидкость испарялась из нагретой за счет теплопроводности пористой структуры в паровой канал). С помощью медь-константановых термопар измерялась температура пара в канале пористого тела в точках, имеющих разные

координаты по глубине и длине структуры, а также на внутренней и наружной поверхности образца.

При низких тепловых нагрузках тепло отводилось конвекцией, затем наблюдался выход из каналов отдельных редких пузырьков пара. По мере увеличения плотности теплового потока частота образования пузырей возрастала, далее они группировались в цепочки. При достижении некоторой величины q, различной для каждого из образцов, пропускная способность каналов оказывалась недостаточной для эффективного отвода всего образующего пара, в результате коэффициенты теплоотдачи, достигнув максимума, начинали снижаться. При смене направления изменения теплового потока наблюдался гистерезис кривой кипения.

На рис. 2.51 представлены результаты исследования образцов из керамического материала Al_2O_3 с паровыми каналами при разных температурах и соответственно давлениях насыщения. В начале кипения влияние давления было существенным, однако с повышением тепловой нагрузки устанавливалась автомодельность процесса относительно давления, кривые кипения практически сливаются. За счет снижения гидравлического сопротивления выходящему пару путем увеличения количества паровых каналов и их проходного сечения можно повысить отводимые тепловые потоки. Для оптимизации такой структуры необходимы дальнейшие исследования, однако полученные результаты позволяют сделать вывод, что пористые структуры, выполненные из металлокерамического материала Al_2O_3 методом гидротермального синтеза, могут рассматриваться как альтернатива другим видам пористых структур.

Создание универсальной математической модели для расчетного определения интенсивности теплообмена при кипении различных жидкостей на поверхностях с пористым покрытием затруднено в связи со сложностью и многофакторностью процессов парообразования в пористых покрытиях, вероятностным либо даже случайным характером свойств капиллярных структур. Для вычисления коэффициентов теплоотдачи предлагаются, как правило, эмпирические соотношения, удовлетворительно коррелирующие лишь с экспериментальными данными авторов.

Для решения задачи применительно к различным условиям процессов (род кипящей жидкости, параметры пористой структуры, тепловая нагрузка, давление насыщения), протекающих на однотипных поверхностях (в данном случае на поверхностях со спеченным покрытием), целесообразно воспользоваться обобщенной системой координат, т. е. обобщить результаты экспериментов с помощью чисел подобия.

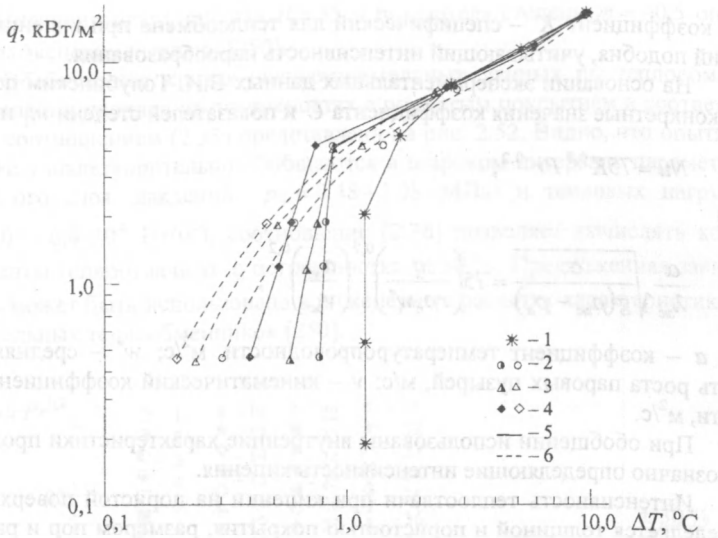


Рис. 2.51. Результаты исследования образцов из металлокерамического пористого материала Al_2O_3 с паровыми каналами [250]: 1 – образец № 21, $T_н$ = 30 °С, 2, 3, 4 – № 22, $T_н$ = 0,16 и 30 °С, соответственно, 5 – при увеличении теплового потока, 6 – при уменьшении теплового потока

Механизмы кипения на гладкой и пористой поверхностях различны, в связи с этим кривые, характеризующие интенсивность теплообмена в зависимости от плотности теплового потока, имеют разный наклон, отличается также их положение в системе координат. Однако влияние на теплообмен теплофизических свойств жидкости, являющихся функцией ее температуры (давления), аналогично для обоих типов поверхности, следовательно, интенсивность теплообмена при наличии пористого покрытия можно попытаться обобщить с помощью зависимости вида

$$Nu_{пор} = BNu_{гл}\{A[\varepsilon, \delta, f(d_п)]\}^m, \qquad (2.35)$$

где коэффициенты $A[\varepsilon, \delta, f(d_п)]$ учитывают характеристики пористого покрытия.

В.И. Толубинским [1] выведено критериальное уравнение, с достаточной точностью $(\pm 25\,\%)$ обобщающее опытные данные по теплообмену при пузырьковом кипении разных жидкостей на гладкой поверхности:

$$Nu = CK^{m1} Pr^{m2},$$

где коэффициент K – специфический для теплообмена при кипении критерий подобия, учитывающий интенсивность парообразования.

На основании экспериментальных данных В.И. Толубинским получены конкретные значения коэффициента C и показателей степени m_1 и m_2:

$$Nu = 75K^{0,7}\,Pr^{-0,2}, \tag{2.36}$$

или

$$\frac{\alpha}{\lambda_{ж}}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж}-\rho_{п})}} = 75\left(\frac{q}{r\rho_{п}w''}\right)^{0,7}\left(\frac{a_{ж}}{\nu_{ж}}\right)^{0,2},$$

где a – коэффициент температуропроводности, м^2/с; w'' – средняя скорость роста паровых пузырей, м/с; ν – кинематический коэффициент вязкости, м^2/с.

При обобщении использованы внутренние характеристики процесса, однозначно определяющие интенсивность кипения.

Интенсивность теплоотдачи при кипении на пористой поверхности определяется толщиной и пористостью покрытия, размером пор и распределением пор по размерам. Влияние параметров пористого покрытия на интенсивность теплоотдачи можно свести к зависимости коэффициентов теплообмена от среднего гидравлического размера пор $\bar{d}_0$:

$$\bar{d}_0 = \frac{4\sigma\cos\theta}{p_{к}},$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; θ – угол смачивания, град; $p_{к}$ – капиллярное давление.

Геометрические характеристики пористого покрытия в зависимости (2.35) могут быть учтены с помощью безразмерного коэффициента

$$K_{пор} = \frac{\delta}{\bar{d}_{o}}.$$

Тогда из уравнения (2.35) с учетом (2.36) получаем

$$Nu_{пор} = BK_{пор}^{m}K^{0,7}\,Pr^{-0,2} \tag{2.37}$$

или в развернутом виде

$$\frac{\alpha\bar{d}_0}{\lambda_{ж}} = 35\left(\frac{\delta}{1{,}51\bar{d}_4^{1,23}}\right)^{-0,5}\left(\frac{q}{r\rho_{п}w''}\right)^{0,5}\left(\frac{a_{ж}}{\nu_{ж}}\right)^{0,2}. \tag{2.38}$$

Значения коэффициента $B = 35$ и показателя степени $m = -0{,}5$ определены экспериментально [250].

Обобщающая кривая экспериментальных данных по теплообмену при кипении пропана на поверхностях с пористым покрытием в соответствии с соотношением (2.38) представлена на рис. 2.52. Видно, что опытные данные удовлетворительно обобщаются в широком интервале параметров пористого слоя, давлений ($p_н = 0{,}48 - 1{,}08$ МПа) и тепловых нагрузок ($q = 10^3 - 6{,}4 \cdot 10^4$ Вт/м^2); соотношение (2.38) позволяет вычислять коэффициенты теплоотдачи α с погрешностью $\pm 30\,\%$. Предложенная зависимость может быть использована в инженерных расчетах характеристик испарительных теплообменников [250].

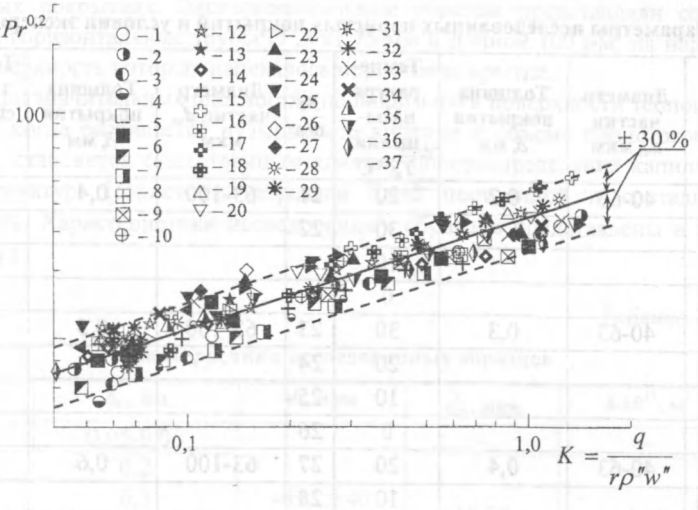


Рис. 2.52. Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении пропана на поверхности со спеченной пористой структурой с помощью зависимости (2.37) [250]; обозначения – в таблице 2.12.

Полученные теплообменные характеристики при кипении сжиженного пропана на поверхностях с пористым покрытием позволяют сделать вывод о перспективности применения этого углеводорода в качестве рабочего вещества. Применение напыленных пористых покрытий как элементов интенсификации теплообмена при кипении пропана позволяет значительно интенсифицировать теплообмен в широком диапазоне тепловых нагрузок и обеспечивает возможность существенного уменьшения габаритов и массы теплообменного оборудования, снижения уровня энергопотребле-

ния. Достоинствами этого вида покрытия являются его высокие механические свойства (прочность, хорошая связь с подложкой), технологичность, позволяющая стабильно воспроизводить характеристики пористой структуры. Покрытия из спеченного порошка менее технологичны, однако обладают высокими теплообменными характеристиками. При кипении пропана на трубах из нержавеющей стали с напыленным пористым покрытием интенсивность теплообмена в 2,5–3,5 раза (в зависимости от условий эксперимента) превышала аналогичные характеристики, полученные на гладком образце. Капиллярные покрытия из спеченного медного порошка, наносимые на поверхность из того же материала, позволяют увеличить коэффициенты теплоотдачи в 5–8 раз по сравнению с гладким образцом.

Таблица 2.12

Параметры исследованных пористых покрытий и условия эксперимента

№ п/п	Диаметр частиц $d_ч$, мкм	Толщина покрытия δ, мм	Температура насыщения $T_н$, °С	№ п/п	Диаметр частиц $d_ч$, мкм	Толщина покрытия δ, мм	Температура насыщения $T_н$, °С
1	40-63	0,2	20	21	63-100	0,4	10
2			30	22			0
3			10				
4			0				
5	40-63	0,3	30	23	63-100	0,5	30
6			20	24			20
7			10	25			10
8			0	26			0
9	40-63	0,4	20	27	63-100	0,6	20
10			10	28			10
11			0	29			
12	40-63	0,5	30		100-160	0,4	30
13			20	30			20
14			10	31			10
15			0	32			0
16	63-100	0,3	30	33	100-160	0,5	30
17			20	34			20
18			10	35			10
19			0	36			0
20	63-100	0,4	20	37	160-200	0,5	20

Пористые структуры, выполненные из металлокерамического материала Al_2O_3 методом гидротермального синтеза, могут рассматриваться как альтернатива другим видам пористых покрытий [250].

Несмотря на большое количество опубликованных работ по кипению на поверхностях с пористыми покрытиями, интерпретация и практическое использование экспериментальных данных затруднено отсутствием полной информации о свойствах покрытий. В связи с этим возникает необходимость в детальном исследовании теплообмена при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями, с одновременным измерением их характеристик [251].

В работе [251] были проведены экспериментальные исследования процесса теплообмена при кипении пропана на спеченных капиллярно-пористых покрытиях. Экспериментальные образцы представляли собой медные горизонтальные трубы Ø 20х1,75 мм и длиной 100 мм, на наружную поверхность которых напекалось пористое покрытие.

При значительных плотностях подводимого к поверхности теплового потока, когда развивается пузырьковое кипение в объеме пористого покрытия, становится существенным влияние пороораспределения капиллярных структур. Пористость образцов была постоянной и составляла 50÷55%. Характеристики исследованных образцов представлены в таблице 2.13.

Таблица 2.13

Характеристики исследованных образцов

№	$\delta_{кс}$, мм	$d_ч$, мкм	$\bar{d}_0$, мкм	$k \cdot 10^{11}$, м^2
1	0,05-0,06	-63…+40	–	–
2	0,2		18,37	0,48
3	0,3			
4	0,4			
5	0,5			
6	0,3	-100…+63	24,48	0,802
7	0,4			
8	0,5			
9	0,6			
10	0,8			
11	0,4	-160…+100	35,4	1,553
12	0,5			
13	0,5	-200…+160	48,8	2,758

Экспериментальное исследование влияния параметров покрытия на теплообмен при кипении пропана на образцах со спеченной капиллярно-пористой структурой из медного порошка марки ПМС-Н было проведено в диапазоне тепловых потоков $q = 100 \div 64000$ Вт/м^2 и давлений насыщения $p_н = 0{,}48 \div 1{,}08$ МПа $(T_н = 0 \div 30\,°C)$ [251].

На основании визуальных наблюдений и измерения величин перегрева теплоотдающей поверхности экспериментальные кривые кипения можно разделить на три области: конвективную, переходную (возможно неразвитое кипение) и собственно развитое кипение [251].

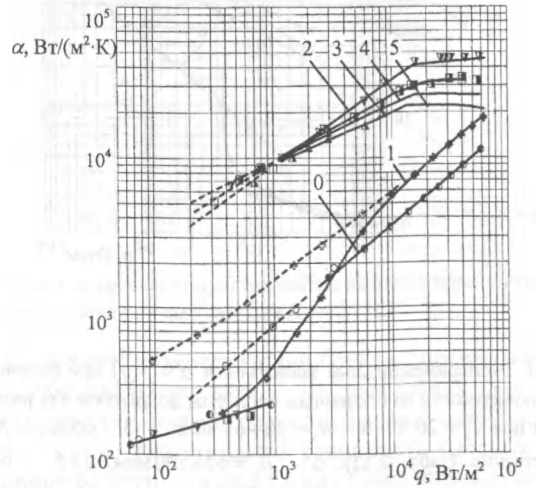
Нанесение пористого покрытия приводило к стабилизации процесса кипения и переходная область для большинства исследованных образцов практически отсутствовала. Однако для структур, состоящих из крупных частиц, с размером пор, значительно превышающим критический диаметр парового зародыша, переходная область имела место (рис.3.53 в, кривая 3). При очень малой толщине пористого покрытия также наблюдалось затягивание начала развитого кипения (рис. 2.53а, кривая 1). Для капиллярно-пористых структур с $d_ч = 40 \div 63$ (при $T_н = 0 \div 30\,°C$), $d_ч = 63 \div 100$ (при $T_н = 0 \div 20\,°C$), $d_ч = 100 \div 160$ (при $T_н = 0 \div 20\,°C$) при соотношении $\delta_{ск} / \bar{d}_0 \geq 10$ наблюдалось «взрывное вскипание» (одновременная активация значительного количества центров парообразования) по всей поверхности образца. Во всех остальных случаях кипение начиналось на верхней образующей трубы.

Область развитого пузырькового кипения (рис. 2.53а–2.53в) можно разделить на два участка. Переход от режима I к режиму II определялся по характерному излому кривой кипения. В режиме I генерация пара происходит в непосредственной близости к поверхности нагрева в отдельных центрах парообразования. Зоны генерации пара не связаны между собой по поровому пространству, и интенсивность теплоотдачи определяется количеством активных центров парообразования. Коэффициенты теплоотдачи $\alpha = q / \Delta T_c$ в 4–10 раз выше, чем соответствующие значения α при кипении на гладкой поверхности. При втором режиме ухудшение теплоотдачи связано с тем, что область генерации пара отделена от поверхности нагрева стабилизированной пленкой пара, расположенной внутри пористой структуры, либо за счет снижения темпа активации центров парообразования. Значения коэффициентов теплоотдачи незначительно выше соответствующих значений α при кипении на гладкой поверхности.

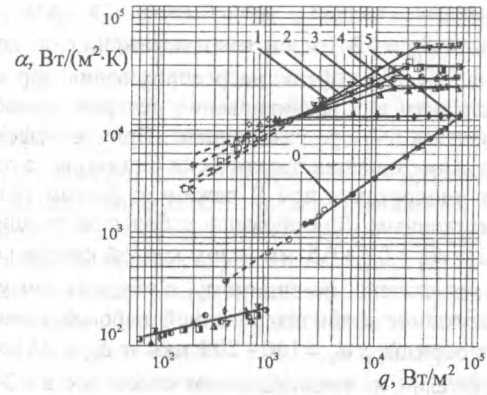
Определяющее влияние на интенсивность теплоотдачи имеет темп активации пор и плотность центров парообразования, а возникновение стабилизированной пленки пара возможно при относительно большой толщине покрытия. Например, для образца с $d_ч = 40 \div 63$ мкм и

$\delta_{ск} = 0{,}2$ мм перегиб кривой незначителен, а для структуры с $d_ч = 63 \div 100$ мкм и $\delta_{ск} = 0{,}3$ мм он ярко выражен, т. к. количество пор, приходящихся на максимум функции распределения пор и отвечающим оптимальным условиям для возникновения центров парообразования, во втором случае почти в полтора раза меньше. Причем эффективность этих образцов при I режиме кипения практически одинакова, а различие между коэффициентами теплоотдачи при II режиме с ростом теплового потока становится существенным. Для образцов с большой толщиной покрытия $d_ч = 40 \div 63$ мкм и $\delta_{ск} = 0{,}4 \div 0{,}5$ мм излом кривой кипения становится более заметен, но это связано, по-видимому, с ухудшением условий отвода пара, когда образование стабилизированной паровой пленки становится возможным. Для образца с $d_ч = 160 \div 200$ мкм и $\delta_{ск} = 0{,}5$ мм перегиб кривой также незначителен, но теплоотдающая способность в 2–3,5 раза ниже, чем у образцов № 2 и 6 (табл. 2.12). Следовательно, в данном случае улучшение условий отвода пара вместе с уменьшением количества пор не приводило к увеличению коэффициентов теплоотдачи.

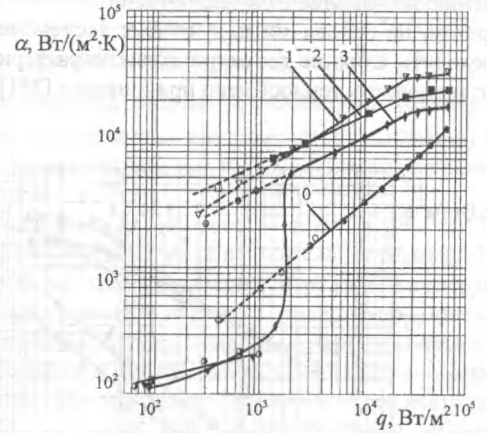
Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных можно определить влияние геометрических характеристик пористой структуры на интенсивность теплообмена при кипении [251].



а)



б)



в)

Рис. 2.53. Экспериментальные зависимости $\alpha = f(q)$ при кипении пропана на поверхности со спеченным пористым покрытием для различных фракций при $T_н = 20\,°C$: а – $d_ч = 40 \div 63$ мкм, $1 \div 5$ – образцы № $1 \div 5$, соответственно (табл. 2.12); б – $d_ч = 63 \div 100$ мкм, $1 \div 5$ – образцы № $6 \div 10$, соответственно (табл. 2.12); в – $d_ч = 100 \div 160$ мкм и $d_ч = 160 \div 200$ мкм, $1 \div 3$ – образцы № $11 \div 13$, соответственно (табл. 2.12); 0 – гладкая поверхность; темные символы – начало кипения; светлые символы – при снижении теплового потока [251]

Одним из определяющих параметров капиллярной структуры является средний гидравлический размер пор $\bar{d}_0$. Он определяется функцией распределения пор по размерам, зависящей от типа пористого покрытия, размера частиц и пористости. Так как в настоящем исследовании значение пористости покрытия оставалось постоянным и равным $50 \div 55\,\%$, а структуры состояли из частиц определенных фракций, то вместо среднего размера пор для представления результатов использовался средний размер частиц как более удобный. В исследованном диапазоне фракций наблюдалась немонотонная зависимость коэффициентов теплоотдачи от среднего диаметра частиц $< d_ч >$ (рис. 2.54). Это позволяет объяснить результаты ряда работ, которые свидетельствуют как о росте, так и об уменьшении коэффициентов теплоотдачи с уменьшением диаметра частиц.

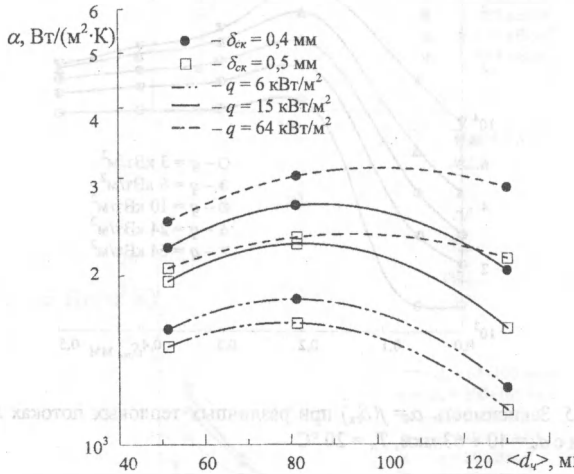


Рис. 2.54. Влияние среднего диаметра частиц на интенсивность теплоотдачи при различных тепловых потоках, ($T_н = 20$ °С)

В [251] увеличение диаметра частиц больше определенного значения ($d_ч > 100$ мкм) неблагоприятно влияло на теплообмен, что объясняется уменьшением количества центров парообразования, нарушением условий термодинамического и механического равновесия паровых зародышей. Уменьшение диаметра частиц ($d_ч < 63$ мкм) также снижало интенсивность теплоотдачи, что вызвано ухудшением условий отвода паровой фазы, которые определяются физическими свойствами жидкости и капиллярными характеристиками пористого покрытия.

Проведенные экспериментальные исследования подтвердили вывод большинства авторов, исследовавших теплообмен при кипении на пористых покрытиях, о значительном влиянии толщины пористого слоя на интенсивность теплоотдачи. Для спеченных капиллярно-пористых структур, состоящих из частиц мелких фракций, главным фактором, определяющим форму кривой кипения и интенсивность теплообмена, является изменение гидравлического сопротивления фильтрации пара от зоны испарения к внешней границе покрытия. Для таких покрытий коэффициент теплоотдачи в зависимости от толщины имеет ярко выраженный максимум при фиксированном значении теплового потока (рис. 2.55).

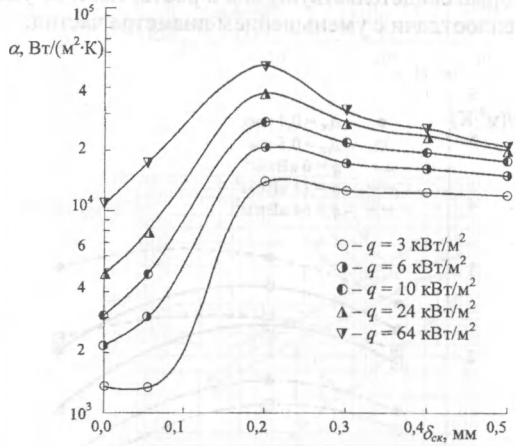
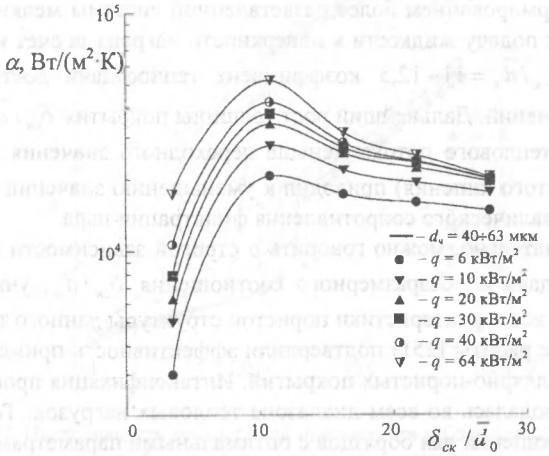


Рис. 2.55. Зависимость $\alpha = f(\delta_{ск})$ при различных тепловых потоках для фракции с $d_ч = 40 \div 63$ мкм, $T_н = 20$ °С

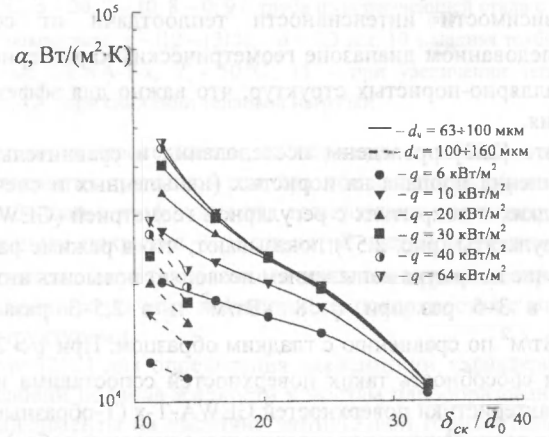
На основании опытных данных [251] можно сделать вывод, что зависимость перегрева начала кипения и интенсивность теплоотдачи от толщины капиллярно-пористого покрытия и среднего гидравлического размера пор (в общем случае) или среднего размера частиц (в частности) носит неоднозначный характер. Влияние этих параметров тесно взаимосвязано – изменение толщины структуры $\delta_{ск}$ влечет за собой изменение влияния $< d_ч >$ и наоборот.

Экспериментальные данные в этом случае удобнее представлять в зависимости не от толщины пористого покрытия, а от соотношения толщины и среднего гидравлического размера пор $\delta_{ск} / \overline{d}_0$. Такая зависимость представляется более наглядной, что позволяет выявить совместное влия-

ние характеристик пористой структуры и сделать обобщающие выводы (рис. 2.56).



а)



б)

Рис. 2.56. Зависимость $\alpha = f(\delta_{ск} / \bar{d}_0)$ для различных тепловых потоков и фракций: а – $d_ч$ = 40 ÷ 63 мкм; б – $d_ч$ = 63 ÷ 100 мкм, $d_ч$ = 100 ÷ 160 мкм; $T_н$ = 20 °С

В области малых толщин ($\delta_{ск}/d_0 < 11$) выход пара из тела покрытия осуществлялся практически свободно и α увеличивался с ростом $\delta_{ск}$ в связи с формированием более разветвленной системы мелких пор, обеспечивающих подачу жидкости к поверхности нагрева за счет капиллярных сил. При $\delta_{ск}/\bar{d}_0 = 11 \div 12{,}5$ коэффициент теплоотдачи достигал максимальных значений. Дальнейший рост толщины покрытия $\delta_{ск}/\bar{d}_0 > 12{,}5$ при плотностях теплового потока меньше переходного значения q^* (первый режим развитого кипения) приводил к уменьшению значений α в связи с ростом гидравлического сопротивления фильтрации пара.

Следовательно, можно говорить о строгой зависимости интенсивности теплоотдачи от безразмерного соотношения $\delta_{ск}/\bar{d}_0$, учитывающего практически все характеристики пористой структуры данного типа.

Данные работы [251] подтвердили эффективность применения напеченных капиллярно-пористых покрытий. Интенсификация процесса теплообмена наблюдалась во всем диапазоне тепловых нагрузок. Тепловые потоки начала кипения для образцов с оптимальными параметрами покрытий были ниже в 2–2,5 раза, а увеличение коэффициентов теплоотдачи достигало 10-кратного по сравнению с гладкой поверхностью.

На основании полученных опытных данных можно сделать вывод о строгой зависимости интенсивности теплоотдачи от соотношения $\delta_{ск}/\bar{d}_0$ в исследованном диапазоне геометрических характеристик данного типа капиллярно-пористых структур, что важно для эффективного их использования.

В работе [252] проведены исследования и сравнительный анализ процессов кипения пропана на пористых (напыленных и спеченных) покрытиях, гладких и покрытиях с регулярной геометрией (GEWA-T-x). Полученные результаты (рис. 2.57) показывают, что в режиме развитого кипения нанесение покрытия напылением позволяет повысить интенсивность теплоотдачи в 3–5 раз при $q < 8$ кВт/м^2 и в 2,5–3 раза в области $8 < q < 100$ кВт/м^2 по сравнению с гладким образцом. При $q > 2$ кВт/м^2 теплоотдающая способность таких поверхностей сопоставима и даже превосходит характеристики поверхностей GEWA-T-x (Т-образные микроребра с регулярно расположенными кавернами у основания ребер). На медных образцах со спеченным покрытием интенсивность теплоотдачи была выше, чем на гладкой трубе, в 8 раз при тепловых нагрузках до 10 кВт/м^2 и в 6 раз при $10 < q < 100$ кВт/м^2.

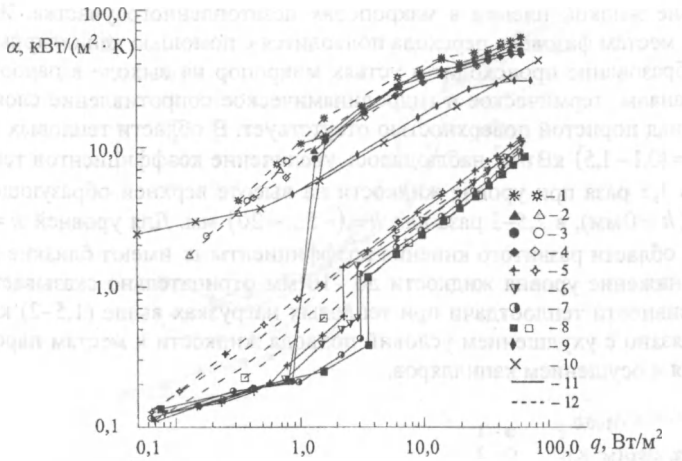


Рис. 2.57. Интенсивность теплообмена при кипении в большом объеме: 1–4 – медная труба с покрытием из спеченного порошка $d_ч = (0{,}063 - 0{,}1)$ мм, пористость $\varepsilon \sim (50 - 55)\%$, $\delta = 0{,}3$ мм, 1 – $T_н = 30\,°C$, 2 – 20, 3 – 10, 4 – 0; 5–8 – гладкая медная труба, 5 – $T_н = 30\,°C$, 6 – 20, 7 – 10, 8 – 0; 9 – труба из нержавеющей стали с напыленным покрытием, $\varepsilon \sim (12 - 13)\%$, $\delta = 0{,}3$ мм; 10 – медная труба с поверхностью GEWA-T-x, $T_н = 50\,°C$; 11 – при увеличении тепловой нагрузки, 12 – при снижении тепловой нагрузки

Исследования, проведенные на образцах с разными параметрами спеченного покрытия при одной температуре насыщения (рис. 2.58), показали, что наибольшие коэффициенты теплоотдачи достигаются при соотношении толщины покрытия δ и диаметра частиц $d_ч$, равном 3–5. Этот вывод согласуется с опубликованными данными других авторов, полученными при кипении различных жидкостей на поверхностях с аналогичными пористыми структурами.

В работе [252] для определения зависимости характеристик теплообмена от условий подвода жидкости к местам парообразования были выполнены эксперименты на частично затопленной горизонтальной медной трубе с покрытием толщиной 0,3 мм, спеченным из порошка фракции $d_ч = (63 - 100)$ мм. Уровень жидкости h измерялся относительно верхней образующей образца. Полученные данные представлены на рис. 2.59. Видно, что в области невысоких тепловых нагрузок понижение уровня жидкости до определенных пределов способствовало интенсификации теплоотдачи. Можно предположить, что на теплообмен благоприятно влияет от-

сутствие жидкой пленки в макропорах незатопленного участка. Жидкая фаза к местам фазового перехода подводится с помощью капиллярных сил, парообразование происходит в устьях микропор на выходе в пароотводящие каналы, термическое и гидродинамическое сопротивление слоя жидкости над пористой поверхностью отсутствует. В области тепловых нагрузок $q = (0{,}1 - 1{,}5)$ кВт/м^2 наблюдалось увеличение коэффициентов теплоотдачи в 1,5 раза при уровне жидкости на высоте верхней образующей образца ($h = 0$ мм), в 2,5–3 раза для $h = (-5 \ldots -20)$ мм. Для уровней $h = 0$ и –5 мм в области развитого кипения коэффициенты α имеют близкие значения. Снижение уровня жидкости до –10 мм отрицательно сказывается на интенсивности теплоотдачи при тепловых нагрузках выше (1,5–2) кВт/м^2. Это связано с ухудшением условий подвода жидкости к местам парообразования и осушением капилляров.

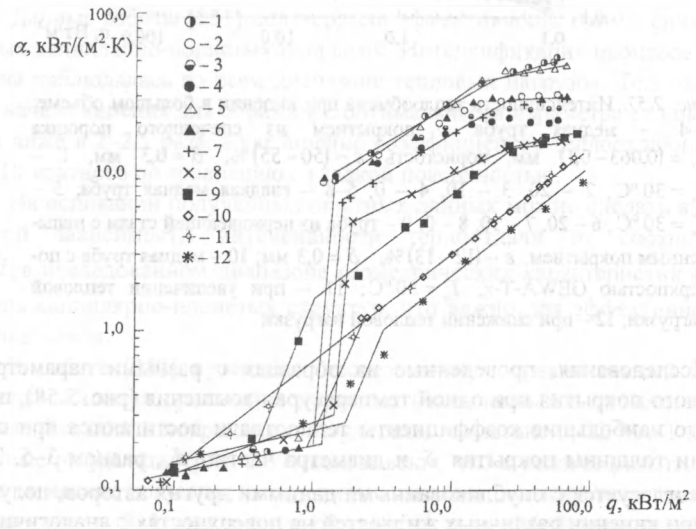


Рис. 2.58. Интенсивность теплообмена при кипении пропана при $T_н = 20$ °С: 1–8 – медная труба с покрытием из спеченного порошка, $\varepsilon \sim$ (50-55) %; 1–4 – $d_ч = (0{,}040 - 0{,}063)$ мм, $\delta = 0{,}2, 0{,}3, 0{,}4, 0{,}5$ мм; 5,6 – $d_ч = (0{,}063 - 0{,}1)$ мм, $\delta = 0{,}3, 0{,}4$ мм; 7 – $d_ч = (0{,}100\text{-}0{,}160)$ мм, $\delta = 0{,}4$ мм; 8 - $d_ч = (0{,}160 - 0{,}200)$ мм, $\delta = 0{,}5$ мм; 9 – труба из нержавеющей стали с напыленным покрытием, $\varepsilon \sim$ (12-13) %, $\delta = 0{,}3$ мм; 10 – медная труба без покрытия; 11 – медная труба без покрытия; 12 – полированная труба из нержавеющей стали

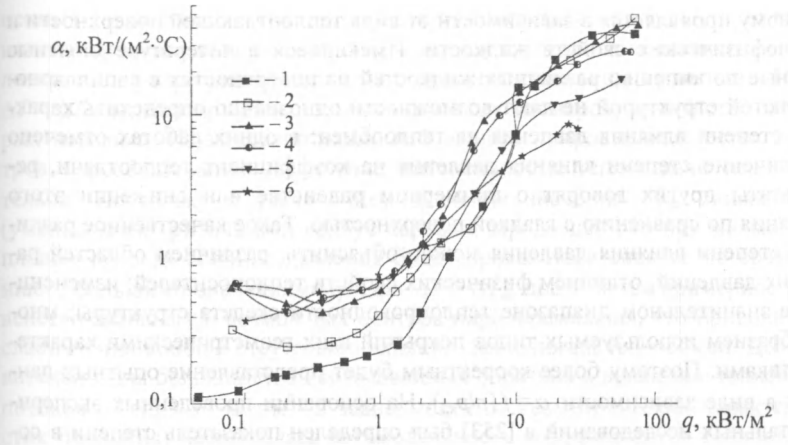


Рис. 2.59. Коэффициенты теплоотдачи при кипении на частично затопленных образцах, медная труба, $d_ч$ = (0,063 – 0,100) мм, δ = 0,3 мм, ε ~ (50-55) %, $T_н$ = 20 °С: 1 – h = 70, 2 – 1, 3 – -5, 4 – -10, 5 – -15, 6 – -20 мм

Изучение закономерностей кипения пропана на поверхностях с пористыми покрытиями наряду с решением экономических проблем (уменьшение массы и габаритов теплообменников) позволяет улучшить экологические характеристики аппаратуры за счет отказа от применения озоноразрушающих фреонов в тепловых насосах, тепловых трубах, холодильниках, другом теплообменном оборудовании.

Полученные данные нашли применение при создании установки для регазификации сжиженного пропана, в объектах малой энергетики, в частности при разработке испарителя адсорбционного теплового насоса, который предназначен для обогрева помещений с использованием низкопотенциального тепла. Установленные закономерности процесса позволили обеспечить сочетание эффективной работы и компактности устройств.

В [253] было проведено экспериментальное исследование давления насыщения на теплообмен при кипении пропана на образцах со спеченной капиллярно-пористой структурой из медного порошка марки ПМС–Н. Исследования проводились в диапазоне тепловых потоков $q = 100 \div 64000$ Вт/м^2 и давлений насыщения $p_н = 0{,}48 \div 1{,}08$ МПа ($T_н = 0 \div 30$ °С).

Характеристики исследованных образцов представлены в таблице 2.14.

Известно, что величина коэффициента теплоотдачи при кипении жидкости зависит от давления, причем степень влияния давления по-

разному проявляется в зависимости от вида теплоотдающей поверхности и теплофизических свойств жидкости. Имеющиеся в литературе опытные данные по кипению различных жидкостей на поверхностях с капиллярно-пористой структурой не дают возможности однозначно определить характер степени влияния давления на теплообмен: в одних работах отмечено увеличение степени влияния давления на коэффициент теплоотдачи, результаты других говорят о примерном равенстве или снижении этого влияния по сравнению с гладкой поверхностью. Такое качественное различие степени влияния давления можно объяснить: различием областей рабочих давлений; отличием физических свойств теплоносителей; изменением в значительном диапазоне теплопроводности скелета структуры; многообразием используемых типов покрытий и их геометрическими характеристиками. Поэтому более корректным будет представление опытных данных в виде зависимости $\alpha = f(p/p_{кр})$. На основании проведенных экспериментальных исследований в [253] был определен показатель степени в соотношении $\alpha = C \cdot (p/p_{кр})^k$ и выявлено влияние на него различных факторов, определяющих интенсивность теплоотдачи при кипении.

Таблица 2.14

Характеристики исследованных образцов

№	Толщина структуры $\delta_{кс}$, мм	Диаметр частиц $d_ч$, мкм	Средний гидравлический размер пор $\bar{d}_0$, мкм
1	0,2	40…63	18,37
2	0,3		
3	0,4		
4	0,5		
5	0,3	63…100	24,48
6	0,4		
7	0,5		
8	0,6		
9	0,8		
10	0,4	100…+160	35,4
11	0,5		

Одним из параметров, оказывающих существенное влияние на значения k, является плотность теплового потока. На рис. 2.60 показана зависимость $k = f(q)$ для различных фракций. Как видно из рисунка, с повышением теплового потока степень влияния давления снижается. По мере возрастания плотности теплового потока (или перегрева теплоотдающей поверхности) кипение начинается во все более мелких порах, ранее запол-

ненных жидкостью. Очевидно, что для каждого давления существует граничный перегрев поверхности $\Delta T_{гр}$, начиная с которого подавляющее количество пор капиллярно-пористой структуры становятся активными. При $\Delta T > \Delta T_{гр}$ активизируются поры очень малых размеров, количество которых невелико. Из-за сравнительно небольшого прироста количества центров парообразования увеличение интенсивности теплоотдачи незначительно. Поскольку с увеличением давления значения $\Delta T_{гр}$ снижаются (уменьшается критический радиус паровых зародышей), то при малых тепловых потоках влияние давления будет проявляться сильнее по сравнению с большими значениями q. При $\Delta T > \Delta T_{гр}$ достигается примерное равенство активных и возможных центров парообразования, что приводит к слабому или вообще отсутствию влияния давления на теплообмен. Действительно, для большинства исследованных образцов в диапазоне тепловых потоков $q > 15 \div 30$ кВт/м^2 (в зависимости от геометрических характеристик покрытия) наблюдалась автомодельность коэффициентов теплоотдачи от давления ($k \approx 0$), что соответствует II режиму развитого кипения.

Средний гидравлический размер пор $\bar{d}_0$, учитывающий влияние таких характеристик пористого покрытия, как пористость и средний размер частиц, составляющих скелет структуры, оказывал незначительное влияние на значения k (рис. 2.61). Увеличение размера частиц приводит к большему размаху дифференциальной функции распределения пор по размерам и, как следствие, к увеличению значений $\bar{d}_0$. Бо́льшим значениям $\bar{d}_0$ соответствуют бо́льшие значения $\Delta T_{гр}$ при одинаковой толщине покрытия (при $\bar{d}_0 = 18{,}37$ мкм $\Delta T_{гр(\delta = 0{,}5\ мм)} = 0{,}7$ К, а при $\bar{d}_0 = 48{,}8$ мкм $\Delta T_{гр(\delta = 0{,}5\ мм)} = 1{,}8$ К; $T_н = 20$ °С). В то же время число пор, приходящееся на единицу поверхности (оцененное по формуле $n_f \approx 4\Pi/(\pi \cdot \bar{d}_0)$), для образца с $\bar{d}_0 = 48{,}8$ мкм почти на порядок ниже ($1{,}9 \cdot 10^9$ м$^{-2}$ и $2{,}67 \cdot 10^8$ м$^{-2}$, соответственно). Разница в количестве активных центров парообразования при изменении давления для образца с $\bar{d}_0 = 18{,}37$ мкм, следовательно, должна быть больше. Однако влияние этих факторов на показатель степени k взаимно компенсируется. Для образцов, состоящих из частиц мелких фракций, значительное количество пор активно уже при малых тепловых потоках («взрывное вскипание»), и темп активации центров парообразования становится соизмеримым с приростом активных центров на образцах из более крупных фракций. При увеличении плотности теплового потока степень этого влияния с изменением $\bar{d}_0$ становится еще менее заметной, хотя следует отметить тенденцию к некоторому снижению k с ростом $\bar{d}_0$ при небольших тепловых потоках [253].

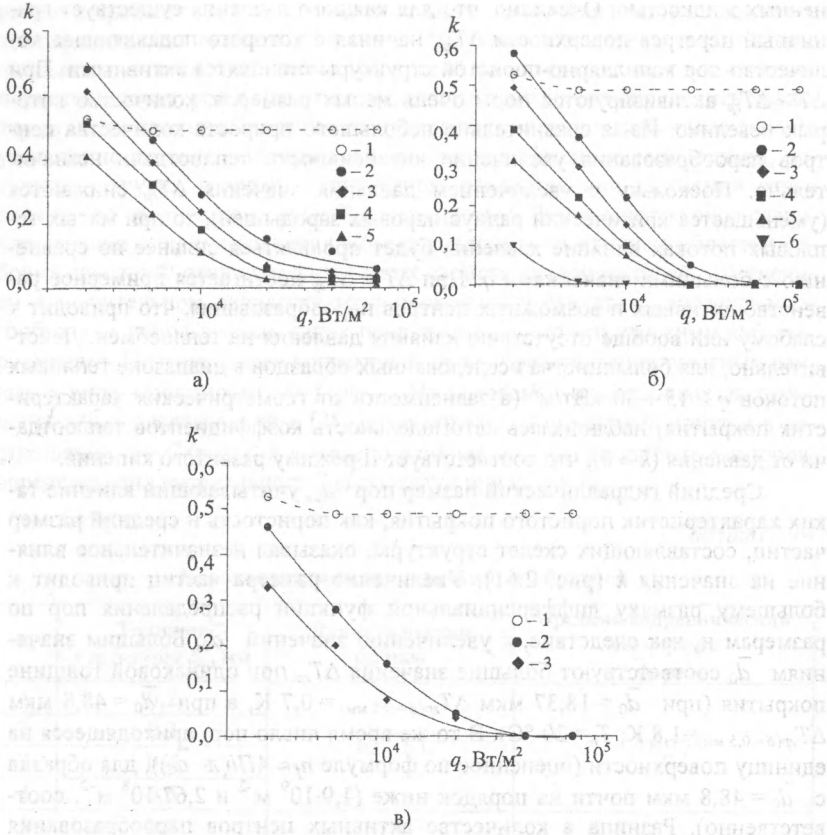


Рис. 2.60. Зависимость показателя степени k в соотношении $\alpha = C \cdot (p/p_{кр})^k$ от плотности теплового потока q при кипении пропана на поверхности со спеченной капиллярно-пористой структурой для различных фракций: 1 – гладкая поверхность; а – $d_ч = 40 \div 63$ мкм, $2 \div 5$ – образцы № 1 ÷ 4, соответственно (табл. 2.14); б – $d_ч = 63 \div 100$ мкм, $2 \div 6$ – образцы № 5 ÷ 9, соответственно (табл. 2.14); в – $d_ч = 100 \div 160$ мкм, $2 \div 3$ – образцы № 10 ÷ 11, соответственно (табл. 2.14)

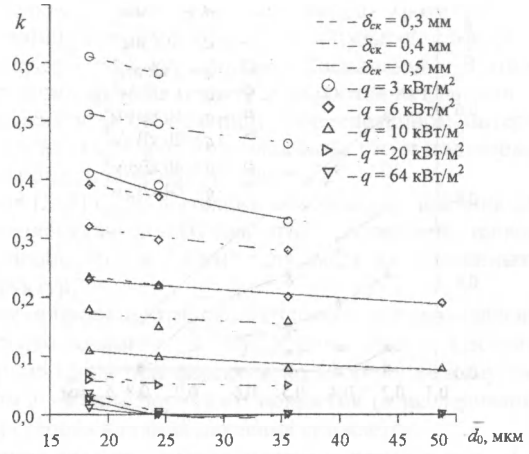
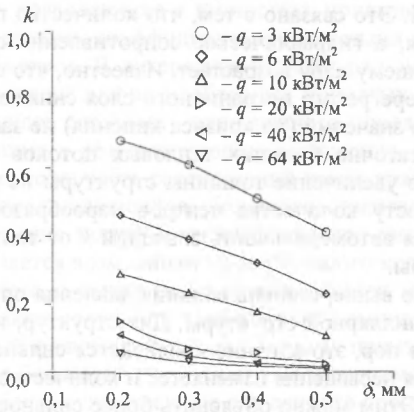
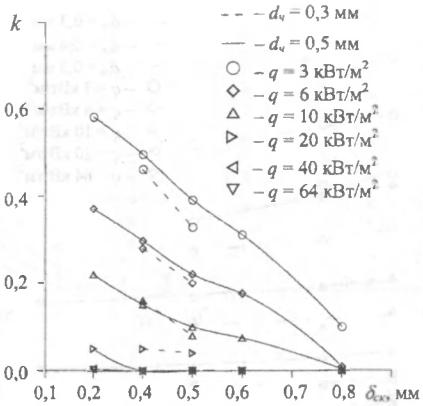


Рис. 2.61. Зависимость показателя степени k в соотношении $\alpha = C\cdot(p/p_{кр})^k$ от среднего гидравлического размера пор $\bar{d}_0$ для фиксированных толщин пористого покрытия при различных тепловых потоках

Существенное влияние на показатель степени k в соотношении $\alpha = C\cdot(p/p_{кр})^k$ оказывает толщина пористого покрытия $\delta_{ск}$. Полученная экспериментально зависимость $k = f(\delta_{ск})$ представлена на рис. 2.62.



а)



б)

Рис. 2.62. Зависимость показателя степени k в соотношении $\alpha = C \cdot (p/p_{кр})^k$ от толщины пористого покрытия $\delta_{ск}$ при различных плотностях теплового потока для различных фракций: а – $d_ч = 40 \div 63$ мкм; б – $d_ч = 63 \div 100$ мкм и $d_ч = 100 \div 160$ мкм

Как видно из рис. 2.62, увеличение толщины пористого покрытия при небольших тепловых потоках приводит к монотонному снижению показателя степени k. Это связано с тем, что количество парогенерирующих пор не изменяется, а гидравлическое сопротивление с ростом толщины структуры выходящему пару возрастает. Известно, что с ростом теплового потока толщина перегретого пограничного слоя снижается и в определенном диапазоне его значений (до кризиса кипения) не зависит от давления. Поэтому для достаточно больших тепловых потоков (режим II) можно предположить, что увеличение толщины структуры не приводит к дополнительному приросту количества центров парообразования. Вследствие этого, наблюдается автомодельность значений k от толщины капиллярно-пористой структуры.

Как отмечено выше, степень влияния давления определяется темпом активации пор капиллярной структуры. Для структур, имеющих широкий диапазон размеров пор, это влияние проявляется сильнее, поскольку с изменением давления насыщения изменяется и количество активных центров парообразования. Этим можно объяснить более сильное влияние давления по сравнению с гладкой поверхностью на металловолокнистых и напыленных покрытиях. Для высокотеплопроводных медных структур, изготовленных спеканием из частиц одной фракции, количество пор, приходящихся на максимум дифференциальной функции распределения, составля-

ет приблизительно 80 % и лежит в довольно узком интервале значений. При приближении критического диаметра пузырей к эффективному размеру пор наблюдается эффект «взрывного вскипания». В этом случае большинство пор капиллярной структуры являются активными. При таких условиях, в зависимости от фракции, в определенном интервале давлений насыщения его влияние должно ослабевать, что и подтверждают экспериментальные данные нашего исследования.

В работе [253] были выявлены особенности влияния давления на коэффициент теплоотдачи в зависимости от плотности теплового потока и параметров пористого покрытия для медных спеченных капиллярно-пористых структур.

При увеличении плотности теплового потока значение показателя степени k в соотношении $\alpha = C \cdot (p/p_{кр})^k$ уменьшается и достигает практически нулевого значения при переходе ко второму режиму развитого кипения. С ростом толщины пористого покрытия (в исследованном диапазоне значений $\delta_{ск}$) степень влияния давления снижается.

Изменение среднего гидравлического размера пор $\bar{d}_0$ в исследованном диапазоне оказывает незначительное влияние на показатель степени k в зависимости $\alpha = C \cdot (p/p_{кр})^k$.

Степень влияния давления при кипении на пористой поверхности определяется темпом активации центров парообразования, зависящим от типа покрытия и его параметров [253].

При создании высокоэффективных и компактных теплообменных аппаратов необходимо знать не только основные закономерности теплообмена при кипении на пористых структурах, но и иметь достаточно простые соотношения, позволяющие с точностью, приемлемой для инженерных расчетов, определить коэффициенты теплоотдачи в заданном диапазоне рабочих параметров. В литературе имеется ряд эмпирических зависимостей по теплоотдаче для разнообразных пористых покрытий, однако в большинстве случаев сложность однозначного определения некоторых параметров, входящих в результирующие выражения, затрудняет их использование. Кроме того, часть соотношений имеет крайне узкую область применения, не представляющую большого практического интереса. Аналитическое решение задачи о теплообмене при кипении в настоящее время не представляется возможным из-за большого количества факторов, влияющих на процесс, а также сложной взаимосвязи между ними. Трудным оказывается также получение приближенной эмпирической зависимости, имеющей ясный физический смысл. Поэтому при проведении анализа нужно опираться на бесспорно установленные экспериментальные факты и рассматривать наиболее существенные для данного процесса связи.

Механизм процесса теплообмена между обогреваемой поверхностью и жидкостью представляется периодически протекающими с определенной амплитудой и частотой элементарными актами. Вызываемые ими сильные колебания температуры соприкасающихся слоев жидкости приводят к су-

щественной неравномерности полей температур в каждой точке поверхности. Сложность и особенность процесса пузырькового кипения на поверхности заключается в его двойственности – периодичности и нестационарности его в отдельных точках поверхности и стационарности процесса в целом (при постоянной плотности теплового потока). Особенность теплообмена при кипении в условиях большого объема состоит также в том, что перемещение жидкости является результатом самого процесса, и скорость движения жидкости не может быть задана заранее. Вид основных чисел подобия определяется из известной системы дифференциальных уравнений, описывающей нестационарный конвективный теплообмен.

Процесс кипения на теплоотдающей поверхности определяется следующими условиями и соответствующими им заранее заданными величинами: физическими свойствами жидкости и ее пара, зависящими от рода жидкости и давления, и, в общем случае, свойствами поверхности нагрева, температурой стенки T_{cm}, то есть температурным напором ϑ (условие первого рода), либо плотностью теплового потока на стенке q (условия второго рода). Оба способа по существу равнозначны, но от выбора задания ϑ или q будет зависеть форма и комбинация определяющих чисел. Наиболее часто для практических расчетов и обобщения экспериментальных данных используется второй способ – задание тепловой нагрузки поверхности нагрева.

При такой постановке задачи, изначально заданными можно считать плотность теплового потока q, а также физические свойства жидкости (при заданном давлении насыщения). В этом случае, отношение $q/r\rho_n$, как отмечалось ранее, имеет размерность скорости и строго заданное значение, в отличие от скорости движения жидкости. Величина $q/r\rho_n$ является специфическим параметром для теплообмена при кипении, которая называется приведенной скоростью парообразования, и ее включение в условия однозначности является необходимым.

Одним из основных вопросов возникающих при определении чисел подобия является вопрос о выборе характерного линейного размера. Таким размером не может быть линейный размер поверхности нагрева, поскольку обычно рассматривается задача кипения на поверхности больших размеров, значительно превышающей размер паровых пузырей. Отсутствие существенного влияния высоты слоя жидкости на интенсивность теплообмена при кипении, также доказана в ряде экспериментальных работ. Критический радиус зародыша $R_{кр}$ зависит от температурного напора (или от плотности теплового потока) и тоже, следовательно, не может быть принят как характерный линейный размер. Возможно, единственной величиной, на которую практически не влияет плотность теплового потока, является среднее значение отрывного диаметра пузыря. Тогда число Пекле запишется в виде:

$$Pe = \frac{q\, d_0}{r\rho_n a}. \qquad (2.39)$$

На основании анализа, в первом приближении, частоту отрыва паровых пузырей можно считать величиной, также не зависящей от плотности теплового потока – $f(q) = 1/\tau \approx const$,

где τ – время полного цикла образования паровых пузырей на поверхности нагрева. При принятых допущениях число Фурье для пузырькового кипения будет:

$$Fo = \frac{a\,\tau}{d_0^2} = \frac{a}{d_0^2 f}. \qquad (2.40)$$

Число Прандтля является функцией физических свойств жидкости, не является специфическим и фигурирует во всех уравнениях конвективного теплообмена:

$$Pr = \frac{\nu}{a}. \qquad (2.41)$$

Процесс теплообмена при кипении отличается от конвективного теплообмена существованием двухфазного пристенного слоя. В этом случае необходимо учитывать действие поверхностных сил. Для технически гладкой поверхности наличие поверхностных сил можно учесть с помощью капиллярной постоянной жидкости:

$$l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})}}. \qquad (2.42)$$

Тогда определяемое число Нуссельта для гладкой поверхности можно записать:

$$Nu = \frac{\alpha\, l_*}{\lambda_{ж}}. \qquad (2.43)$$

В случае развитого кипения внутри изотропного капиллярного покрытия размер наиболее многочисленных каналов для выхода пара определяется геометрией структуры и является практически постоянной величиной, не зависящей от плотности теплового потока. Поэтому за характерный линейный размер можно принять средний гидравлический размер пор $\bar{d}_0$, характеризующий транспортную способность пористого материала при полном насыщении его рабочей жидкостью. С учетом вышесказанного, число Нуссельта можно записать в следующем виде:

$$Nu = \frac{\alpha\, \bar{d}_0}{\lambda_{ж}}. \qquad (2.44)$$

Так как в работе [254] рассматривается задача определения интенсивности теплоотдачи при кипении, то искомой величиной является коэффициент теплоотдачи α, а определяемым числом – число Нуссельта. В монографии Толубинского В.И. [1] для гладкой поверхности, без учета свойств последней, решение этой задачи было получено в виде:

$$Nu = CK^m Pr^n, \tag{2.45}$$

где значения C, m, n – находятся на основании экспериментальных данных.

Число K – специфический критерий, различный для различных видов конвективного теплообмена: для свободной конвекции – это число Грасгофа или Архимеда, для вынужденного движения – число Пекле или Рейнольдса. Для теплообмена при кипении этот критерий можно записать в виде:

$$K = Pe \cdot Fo = \frac{q}{r\rho_n d_0 f} = \frac{q}{r\rho_n \omega''}, \tag{2.46}$$

Принципиальное отличие этого критерия состоит в том, что он составлен из внутренних характеристик процесса пузырькового кипения отражающих специфические особенности данного процесса. Усредненные значения внутренних характеристик d_0, f, а в большей степени ω'', можно считать практически не зависящими от плотности теплового потока q в широком диапазоне изменения последнего. Влияние плотности теплового потока на внутренние характеристики кипения метилового спирта по экспериментальным данным представлено на рис. 2.63.

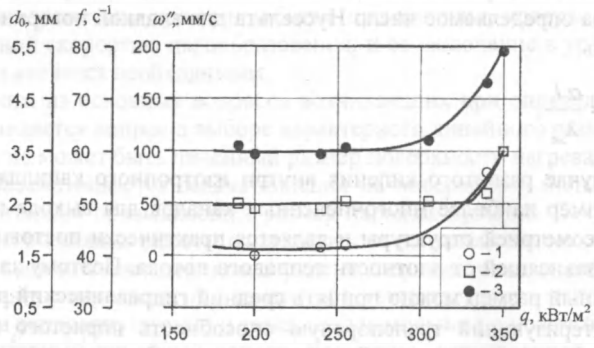


Рис. 2.63. Влияние плотности теплового потока на внутренние характеристики кипения метилового спирта по данным [254]: 1 – d_0, 2 – f, 3 – ω''

На основании проведенных экспериментов автором [1], в соответствии с уравнением (2.45), была предложена обобщающая зависимость, опи-

сывающая известные данные по кипению неметаллических жидкостей с погрешностью достаточной для практических расчетов (см. формулу (2.36)).

Значения ω'' предлагается рассчитывать по эмпирической зависимости:

$$\omega'' = 0{,}36 \cdot 10^{-3} \cdot \pi^{-1{,}4}, \qquad (2.47)$$

где $\pi = p/p_{кр}$ – приведенное давление.

При кипении жидкостей в капиллярно-пористой структуре необходимо учитывать свойства поверхности нагрева. Это связано с определяющим влиянием геометрических характеристик поверхности на интенсивность теплоотдачи. Наиболее существенное влияние при кипении на пористой поверхности оказывает толщина пористого покрытия, пористость, размер пор и функция распределения пор по размерам. Влияние трех последних факторов можно свести к одному – влиянию среднего гидравлического размера пор, являющегося функцией этих важнейших характеристик капиллярной структуры. Замечено, что при представлении экспериментальных данных в виде зависимости $\alpha = f(\delta_{ск}/\bar{d}_0)$ (рис. 2.64), максимум коэффициента теплоотдачи практически всегда достигается при определенном соотношении $\delta_{кс}/\bar{d}_0$, лежащем в пределах 11÷12,5 и не зависит от размера фракции.

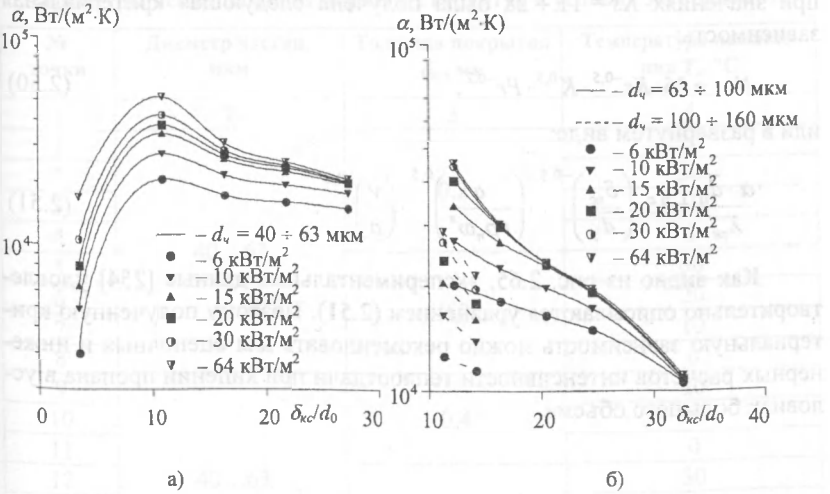


Рис. 2.64. Зависимость $\alpha = f(\delta_{кс}/\bar{d}_0)$ для различных тепловых потоков и фракций при $T_н$ = 20 °С: а – $d_ч$ = 40 ÷ 63 мкм; б – $d_ч$ = 63 ÷ 100 мкм, $d_ч$ = 100 ÷ 160 мкм

Поэтому, в качестве коэффициента учитывающего геометрические характеристики капиллярно-пористой структуры, в уравнении (2.45) можно предложить безразмерный комплекс вида:

$$Ks = \frac{\delta_{кс}}{\bar{d}_0}. \qquad (2.48)$$

Тогда уравнение (2.45) с учетом свойств пористого покрытия можно записать:

$$Nu = C \cdot Ks^s \cdot K^m \cdot Pr^n, \qquad (2.49)$$

где значения C, s, m, n – находятся на основании экспериментальных данных.

Изменение значения скорости роста паровых пузырей ω'' предлагается учитывать в постоянной C, поскольку предполагается, что и для поверхности с пористой структурой значение ω'' не зависит от плотности теплового потока.

При обобщении экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении пропана на медных спеченных капиллярно-пористых структурах в условиях большого объема, по уравнению (2.49) при значениях $Ks = 11 \div 28$ была получена следующая критериальная зависимость:

$$Nu = 35 \cdot Ks^{-0,5} \cdot K^{0,5} \cdot Pr^{-0,2}, \qquad (2.50)$$

или в развернутом виде:

$$\frac{\alpha \cdot \bar{d}_0}{\lambda_{ж}} = 35 \cdot \left(\frac{\delta_{кс}}{\bar{d}_0}\right)^{-0,5} \cdot \left(\frac{q}{r\rho_n\omega''}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\nu}{a}\right)^{-0,2}. \qquad (2.51)$$

Как видно из рис. 2.65, экспериментальные данные [254] удовлетворительно описываются уравнением (2.51). Поэтому полученную критериальную зависимость можно рекомендовать для оценочных и инженерных расчетов интенсивности теплоотдачи при кипении пропана в условиях большого объема.

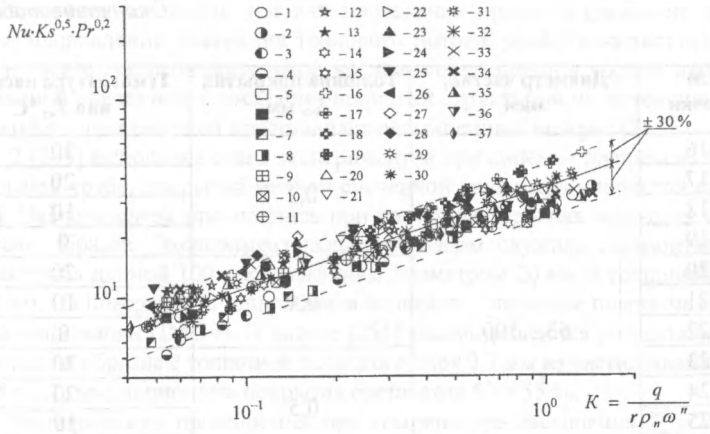


Рис. 2.65. Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении пропана на поверхности со спеченной капиллярно-пористой структурой (обозначения см. в табл. 2.15).

Таблица 2.15

Параметры исследованных пористых структур и условия эксперимента

№ точки	Диаметр частиц, мкм	Толщина покрытия $\delta_{кс}$, мм	Температура насыщения $T_н$, °С
1	2	3	4
1	40…63	0,2	20
2			30
3			10
4			0
5		0,3	30
6			20
7			10
8			0
9	40…63	0,4	20
10			10
11			0
12		0,5	30
13			20
14			10
15			0

Окончание табл. 2.15

№ точки	Диаметр частиц, мкм	Толщина покрытия $\delta_{кс}$, мм	Температура насыщения $T_н$, °С
16	63…100	0,3	30
17			20
18			10
19			0
20		0,4	20
21			10
22			0
23		0,5	30
24			20
25			10
26			0
27		0,6	20
28			10
29	100…160	0,4	30
30			20
31			10
32			0
33		0,5	30
34			20
35			10
36			0
37	160…200	0,5	20

Во многих случаях эксплуатация теплообменного оборудования осуществляется в условиях малых температурных напоров между теплоотдающей поверхностью и рабочей средой. Интенсификация теплообмена при низких температурных напорах позволяет уменьшить массу и габариты аппаратов. Повышение интенсивности процесса образования паровой фазы при низких температурных напорах и плотностях теплового потока наиболее эффективно реализуется с помощью нанесения на основную теплоотдающую поверхность спеченных медных капиллярно-пористых покрытий. Такие покрытия имеют достаточно хорошую связь со стенкой, прочны и надежны в эксплуатации, обеспечивают высокие теплотехнические характеристики.

Количество тепла, снимаемое с единицы площади поверхности со спеченным пористым покрытием, зависит от характеристик покрытия (открытая пористость, толщина, размер фракции), физических и теплофизи-

ческих свойств жидкости, условий протекания процесса (давление насыщения, направление изменения теплового потока, уровень жидкости). Исходя из этого, экспериментальное исследование влияния уровня пропана над медной спеченной капиллярно-пористой структурой на интенсивность теплоотдачи при кипении представляет несомненный интерес [255].

В [255] выполнена серия экспериментов при кипении пропана на горизонтальной трубе, покрытой медной спеченной капиллярно-пористой структурой. Эксперименты проводились при различных уровнях жидкости относительно образца. Экспериментальным образцом служила горизонтальная медная труба длиной 100 мм, с внешним диаметром 20 мм и толщиной стенок 2 мм. На поверхность теплообмена напекалось пористое покрытие из порошка меди марки ПМС-Н. В работе [255] рассматриваются результаты, полученные на образце с толщиной пористого слоя 0,3 мм из частиц диаметром (0,063 ÷ 0,1) мм; пористость покрытия составляла 50 ÷ 55 %.

Эксперименты проводились при температуре насыщения $T_н = 20\,°C$, давлении $p_н = 8{,}4 \cdot 10^5\,Па$ ($p^* = 0{,}197$), в диапазоне тепловых нагрузок $q = (0{,}03 \div 78)\,кВт/м^2$. Высота уровня жидкости h измерялась относительно нижней образующей трубы (рис. 2.66) и менялась от 0 до 75 мм.

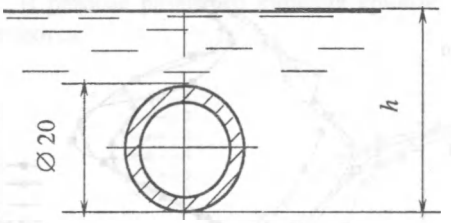


Рис. 2.66. Уровень пропана относительно исследуемого образца

Перед началом исследований были проведены тарировочные опыты на гладкой медной трубе. Полученные результаты (рис. 2.67а) удовлетворительно согласуются с данными, опубликованными в литературе.

На рис. 2.67 представлены кривые кипения пропана в большом объеме. Высота уровня жидкости над верхней образующей трубы при $h = 75$, 60, 40 мм достаточно велика по сравнению с отрывным диаметром парового пузыря. В исследованном диапазоне изменения тепловой нагрузки можно определить три характерных режима теплообмена: режим конвекции ($q < 1\,кВт/м^2$), переходный режим ($1 < q < 9\,кВт/м^2$) и режим развитого кипения по всей поверхности капиллярно-пористой структуры ($q > 9\,кВт/м^2$) [255]. Границы существования режимов для вышеуказанных значений h совпадали.

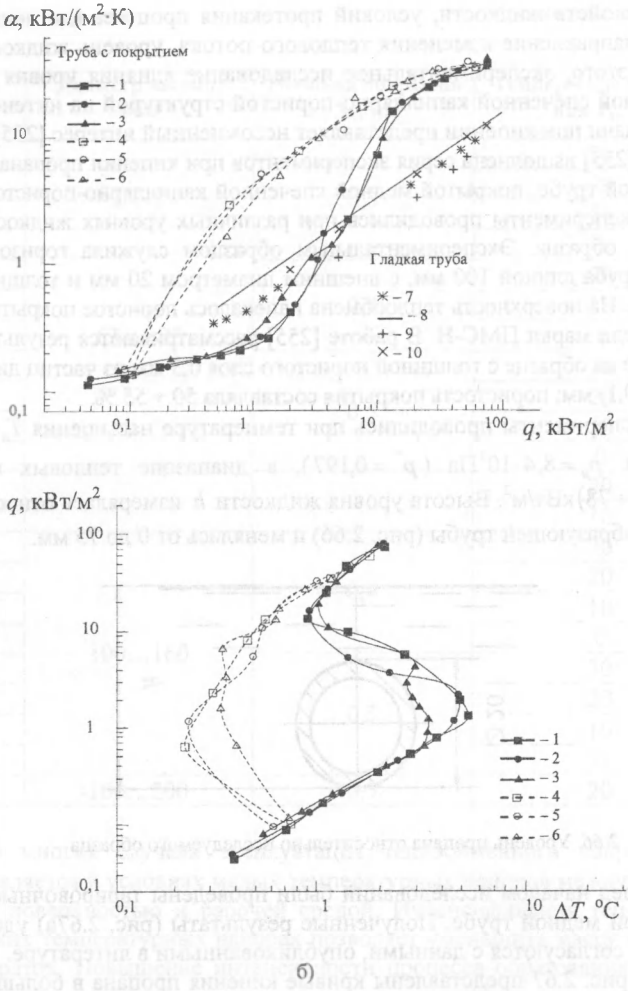
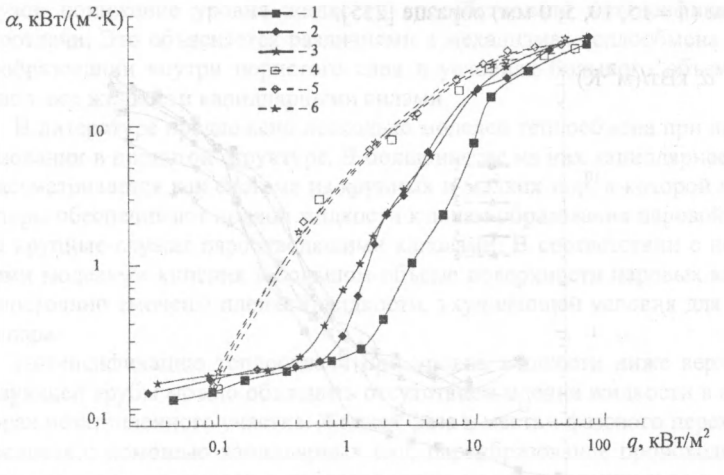


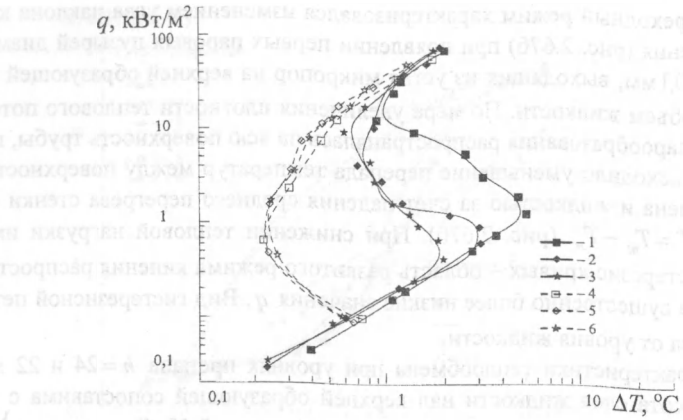
Рис. 2.67. Результаты исследования теплоотдачи при кипении пропана на горизонтальной трубе в большом объеме: 1–3 – при увеличении тепловой нагрузки; $T_н$ = 20 °С; 4–6 – при снижении тепловой нагрузки, $T_н$ = 20 °С; 1,4 – h = 75 мм; 2,5 – 60 мм; 3,6 – 40 мм; 7 – данные тарировочного эксперимента, медь, D = 20 мм, $T_н$ = 20 °С; 8 – сталь 1Х18Н9Т, D = 15 мм, $T_н$ = 30 °С; 9, 10 – малоуглеродистая сталь St 35.8, D = 88,4 мм, 9 – $T_н$ = –3,7 °С, 10 – 27,5 °С

Переходный режим характеризовался изменением угла наклона кривых кипения (рис. 2.67б) при появлении первых паровых пузырей диаметром $d \sim 0{,}1$ мм, выходящих из устья микропор на верхней образующей образца в объем жидкости. По мере увеличения плотности теплового потока область парообразования распространялась на всю поверхность трубы, при этом происходило уменьшение перепада температур между поверхностью теплообмена и жидкостью за счет падения среднего перегрева стенки образца $\Delta T = T_m - T_ж$ (рис. 2.67б). При снижении тепловой нагрузки имел место гистерезис кривых – область развитого режима кипения распространялась на существенно более низкие значения q. Вид гистерезисной петли не зависел от уровня жидкости.

Характеристики теплообмена при уровнях пропана $h = 24$ и 22 мм, когда высота слоя жидкости над верхней образующей сопоставима с отрывным диаметром пузыря, представлены на рис. 2.68. В этих условиях имели место более высокие значения коэффициентов теплоотдачи (рис. 2.68а) и меньше (на 2 ÷ 3 °С) перегревы поверхности (рис. 2.68б) в переходной области кипения. Первые паровые пузыри наблюдались на верхней образующей, их появление зафиксировано при более низких тепловых нагрузках. В режиме развитого кипения кривые, полученные при $h = 22$–75 мм сливаются.



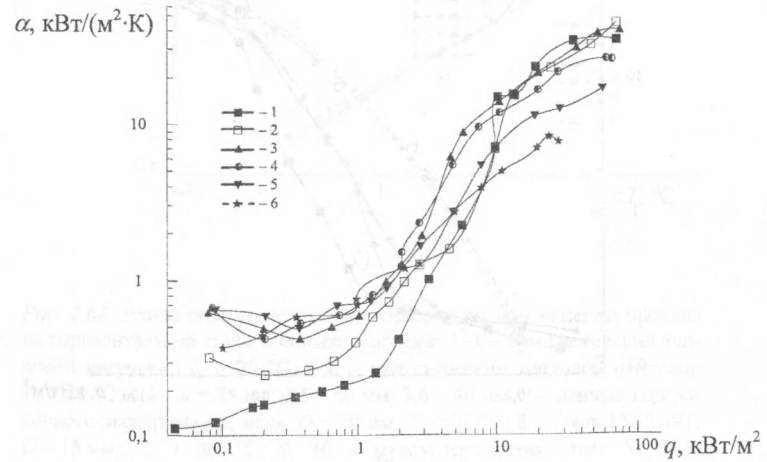
а)



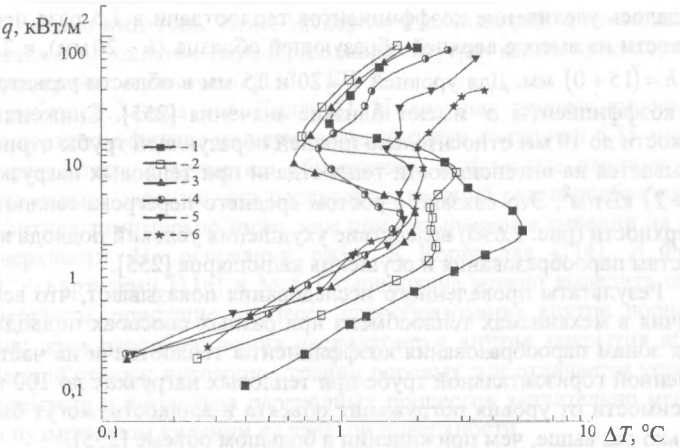
б)

Рис. 2.68. Кривые кипения при пониженных уровнях пропана, $T_н = 20$ °С: 1–3 – при увеличении тепловой нагрузки; 4–6 – при снижении тепловой нагрузки; 1,4 – $h = 75$ мм; 2,5 – 24; 3–6 – 22

На рис. 2.69 представлены результаты исследования теплоотдачи при кипении пропана на затопленном ($h = 75$, 20 мм) и на частично затопленном ($h = 15$, 10, 5, 0 мм) образце [255].



а)



б)

Рис. 2.69. Характеристики кипения пропана на затопленном и частично затопленном образце; $T_н$ = 20 °С: 1 – h = 75 мм; 2 – 20; 3 – 15; 4 – 10; 5 – 5 мм; 6 – 0

Полученные данные показывают, что в области невысоких тепловых нагрузок понижение уровня жидкости способствовало интенсификации теплоотдачи. Это объясняется различиями в механизмах теплообмена при парообразовании внутри пористого слоя в условиях большого объема и при подсосе жидкости капиллярными силами.

В литературе предложено несколько моделей теплообмена при парообразовании в пористой структуре. В большинстве из них капиллярное тело рассматривается как система из крупных и мелких пор, в которой мелкие поры обеспечивают подвод жидкости к зонам образования паровой фазы, а крупные служат пароотводящими каналами. В соответствии с некоторыми моделями кипения в большом объеме поверхности паровых каналов постоянно смочены пленкой жидкости, ухудшающей условия для выхода пара.

Интенсификацию теплоотдачи при уровне жидкости ниже верхней образующей трубы можно объяснить отсутствием пленки жидкости в макропорах незатопленного участка. Жидкая фаза к местам фазового перехода подводится с помощью капиллярных сил, парообразование происходит в устьях микропор на выходе в пароотводящие каналы, термическое и гидродинамическое сопротивление слоя жидкости над пористой поверхностью отсутствует. В области тепловых нагрузок $q = (0{,}1 \div 1{,}5)$ кВт/м^2 на-

блюдалось увеличение коэффициентов теплоотдачи в 1,5 раза при уровне жидкости на высоте верхней образующей образца ($h \sim 20$ мм), в 2,5–3 раза для $h = (15 \div 0)$ мм. Для уровней $h = 20$ и 15 мм в области развитого кипения коэффициенты α имеют близкие значения [255]. Снижение уровня жидкости до 10 мм относительно нижней образующей трубы отрицательно сказывается на интенсивности теплоотдачи при тепловых нагрузках выше $(1{,}5 \div 2)$ кВт/м^2. Это связано с ростом среднего перегрева теплоотдающей поверхности (рис. 2.69б) вследствие ухудшения условий подвода жидкости к местам парообразования и осушения капилляров [255].

Результаты проведенного исследования показывают, что вследствие отличия в механизмах теплообмена при разных способах подвода жидкости к зонам парообразования коэффициенты теплоотдачи на частично затопленной горизонтальной трубе при тепловых нагрузках до 100 кВт/м^2, в зависимости от уровня погружения объекта в жидкость, могут быть в несколько раз выше, чем при кипении в большом объеме [255].

Практическое значение полученных данных состоит в том, что их учет позволяет повысить эффективность теплообменной аппаратуры испарительного типа при уменьшении ее габаритов и массы.

2.2. Моделирование процессов теплообмена при кипении на капиллярно-пористых поверхностях

При кипении жидкостей на капиллярно-пористых поверхностях согласно [112], можно выделить два режима пузырькового кипения, различающиеся механизмом образования паровой фазы:

1. Внутри капиллярно-пористой структуры имеет место обычный цикл пузырькового кипения, включающий зарождение, рост и отрыв пузырька. Такой режим возможен, когда отрывной диаметр парового пузырька меньше характерного размера поры и пузырьки всплывают по наиболее крупным порам. Это режим одиночных пузырей. Он имеет место при следующих условиях: относительно тонкое покрытие с крупными порами, высокие давления насыщения, небольшие тепловые потоки.

2. Отрывной диаметр пузырька больше характерного размера поры. Крупные поры заполнены паром. Парообразование внутри пористого покрытия происходит непрерывно в результате испарения жидкости с поверхности неподвижных менисков: неподвижные мениски подсасывают из объема жидкость, а образующийся пар выходит через устья пор в окружающий объем. Это режим развитого пузырькового кипения на поверхности с пористым покрытием. Он, как правило, преобладает при высоких тепловых потоках.

Механизм кипения. Число экспериментальных работ, посвященных исследованию механизма парообразования внутри капиллярно-пористой структуры, крайне ограничено [113–117].

В работе Р. Мосса и А. Килли [113] изучался процесс кипения на плоском пористом фитиле из нержавеющей стали толщиной 6,35 мм. Основные результаты следующие: обнаружены стабильные паровые зоны внутри пористого слоя; частота переходных явлений при парообразовании внутри фитиля значительно ниже, чем при пузырьковом кипении на гладкой поверхности. На основании работ К. Корнвелла [114], Д. Феррела [115], Р. Бартелеми [116] и М.А. Стыриковича можно выделить общие закономерности, присущие процессу парообразования внутри пористого покрытия: зона парообразования располагается внутри покрытия вблизи обогреваемой стенки; положение границ паровых зон отличается устойчивостью; частота и амплитуда переходных процессов значительно меньше, чем при пузырьковом кипении на гладкой поверхности.

Устойчивое кипение наблюдается, главным образом, внутри пористой структуры. В ней имеются каналы, служащие преимущественно для отвода пара; жидкость подводится в основном по мелким каналам, окружающих паровой канал. Испарение происходит в устьях жидкостных каналов. Пар имитирует процесс барботирования, а не обычный цикл пузырькового кипения [112].

Отмеченные закономерности механизмов образования и удаления пара в той или иной степени используются при разработке моделей кипения.

Модели теплообмена при кипении. Предложено достаточно много физических моделей теплообмена [118–128], которые классифицируют по различным признакам:

1. По режиму теплосъема: а) стационарные [123, 124, 126–128, 138]; б) нестационарные [149].

2. По способу отвода теплоты: а) конвекция к жидкости (теплота передается от греющей стенки и скелета к жидкости путем конвективного переноса [149]; б) испарение пленки жидкости [123, 124, 127, 128, 138]; в) испарение с поверхности менисков [126].

3. По типу используемой модели: а) одиночный цилиндрический капилляр [123]; б) система несвязанных цилиндрических капилляров [124, 128, 138]; в) система цилиндрических капилляров, связанных только у обогреваемой поверхности [127, 149]; г) система цилиндрических капилляров с идеальной связностью [126].

Полученные в приведенных работах соотношения [112] не учитывают влияния на теплоотдачу ряда важных факторов: теплофизических свойств жидкости и пара, толщины и проницаемости покрытия.

Полученные зависимости могут быть справедливы лишь для некоторых типов пористых структур и определенных участков кривой кипения.

Это подтверждается результатами сравнения расчетных соотношений с экспериментальными данными. При разработке моделей делались грубые допущения, не учитывающие достижения теории двухфазной фильтрации в пористой структуре [129]. Ни для одной из моделей, предложенных в [123–125, 127, 128], не выполняется принцип механического равновесия фаз по толщине покрытия. Это привело к противоречивым результатам. Например, в [123, 124, 128] получено, что с ростом плотности теплового потока пленка жидкости на стенках капилляров утолщается, что приводит к снижению паросодержания. Однако К. Корнвеллом [114] экспериментально установлен факт роста содержания пара в пористом слое при увеличении тепловой нагрузки. В [124] приводится физически некорректный вывод о первоначальном закипании жидкости в самых мелких порах [114].

Наиболее простая модель капиллярно-пористой структуры, использование которой позволило избежать многих противоречий, – система цилиндрических капилляров с идеальной связностью. Ее применение дало возможность описать всю кривую кипения, включая кризис [120–123, 126].

Кривая кипения на пористой поверхности (рис. 2.70) [112]. На пористой поверхности вскипание жидкости происходит при тепловых потоках (точка A), значительно меньших, чем на гладкой (точка A′) [112]. На покрытиях с высокой проницаемостью и высоким коэффициентом теплопроводности имеет место кривая кипения ABCDE. Она лежит выше кривой кипения, полученной на гладкой поверхности. Точка E – точка первого кризиса. Первый кризис кипения на пористой поверхности выше, чем на гладкой. На кривой ABCDE можно выделить три участка: ABC – резкий рост тепловой нагрузки при увеличении температурного напора; CD – наклон уменьшается и кривая становится почти горизонтальной; при больших температурных напорах напор вновь увеличивается – DE. Если выход пара из пористой структуры затруднен, то при снижении тепловой нагрузки будет наблюдаться гистерезис по линии EFG или DH. Это связано с явлением капиллярного гистерезиса [129] – затрудненность проникновения жидкости из мелких пор в крупные. Коэффициенты теплоотдачи на линии EFG определяются термическим сопротивлением пористого покрытия. Это режим пузырькового кипения с пленкой пара внутри пористого слоя. Здесь коэффициент теплоотдачи определяется термическим сопротивлением пористой структуры $\alpha = \lambda_{ск} / \delta$ [112].

Если проницаемость пористого покрытия низкая, то переход к режиму с пленкой пара возможен при тепловых потоках, значительно меньших $q_{кр1}$, например, по линии BF.

В случае использования мелкопористой структуры покрытий, вследствие затрудненного вскипания жидкости в порах малого размера, кипение может начинаться при перегревах (точка A″), значительно больших, чем в случае гладкой поверхности [112].

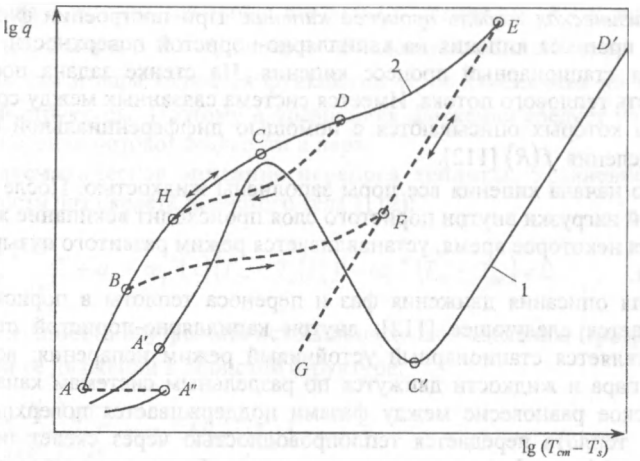


Рис. 2.70. Обобщенные кривые кипения [112]: 1 – на гладкой поверхности; 2 – на поверхности с капиллярно-пористым покрытием

Обычно приводятся данные, полученные на пористых покрытиях одного класса. Стыриковичем и Малышенко исследованы пористые покрытия, на которых реализуются участки ABFE и EFG. Л.И. Ройзен наблюдал кривые типа A″ABHC. В опытах М.Г. Семена детально изучен участок ABHC. М. Фуджи [133] приводит данные, относящиеся к режиму ABH [112].

При кипении на пористых поверхностях наблюдаются гистерезисные явления [118, 130, 134], более значительные, чем на гладкой поверхности. Это означает, что процессы осушения пористой структуры при увеличении подводимой плотности теплового потока и, соответственно, заполнения жидкостью при снижении протекают неравновесно. Одна из причин связана с тем, что капиллярные каналы имеют гофрированные стенки – местные сужения сечения в них чередуются с расширениями. При снижении тепловой нагрузки вытеснение пара из расширяющихся полостей затруднено, т. к. капиллярные силы ослабевают по мере продвижения мениска жидкости в расширяющейся части [112].

В зависимости от особенностей микроструктуры пористого покрытия гистерезис может проявляться в большей или меньшей степени. При кипении на металловолокнистых покрытиях [132] гистерезис теплоотдачи практически не наблюдается. Для внедрения метода интенсификации теплообмена при кипении на капиллярно-пористых покрытиях необходима разработка достоверных моделей процесса кипения. Это позволит выбирать пористые структуры с оптимальными тепловыми характеристиками [112].

Физическая модель процесса кипения. При построении физической модели процесса кипения на капиллярно-пористой поверхности рассматривается стационарный процесс кипения. На стенке задана постоянная плотность теплового потока. Имеется система связанных между собой пор, размеры которых описываются с помощью дифференциальной функции распределения $f(R)$ [112].

До начала кипения все поры заполнены жидкостью. После подвода тепловой нагрузки внутри пористого слоя происходит вскипание жидкости и, спустя некоторое время, устанавливается режим развитого пузырькового кипения.

Для описания движения фаз и переноса теплоты в пористом слое принимается следующее [112]: внутри капиллярно-пористой структуры осуществляется стационарный устойчивый режим испарения; встречные потоки пара и жидкости движутся по раздельным системам каналов; динамическое равновесие между фазами поддерживается поверхностными силами; теплота передается теплопроводностью через скелет пористого покрытия ($\lambda_{ск} >> \lambda_{ж}$) к менискам жидкости, образованным в местах примыкания жидкостных каналов к паровым (основными стоками теплоты при этом являются поверхности менисков; часть теплоты отводится путем конвекции непосредственно жидкостью и идет на ее прогрев при движении в пористом слое); пористая структура моделируется системой цилиндрических капилляров с идеальной связностью; жидкость полностью смачивает материал пористого покрытия (т. е. краевой угол равен 0). Температура и давление в потоках пара и жидкости изменяется только вдоль оси x.

Уравнение движения в пористой структуре [112]. Избыточное давление пара компенсируется капиллярными силами. Для каждого сечения x имеется радиус менисков $R^*(x)$, определяемый из условия равновесия фаз [108]:

$$P_n(x) - P_{ж}(x) = 2\sigma / R^*(x). \qquad (2.52)$$

В данном сечении x все поры с радиусами $R > R^*$ заполнены паром, т. е. пар вытесняет жидкость из всех пор, в которых капиллярные силы недостаточны, чтобы уравновесить разность давлений между фазами. Поры могут также освобождаться от жидкой фазы в результате ее вскипания. Действительно, с ростом подводимой тепловой нагрузки растет и температура скелета пористой структуры и, как следствие, температура жидкости. При достижении перегрева $\left(T_{ж} - T_s = 2\sigma T_s / r\rho_n R_T\right)$, достаточного для образования пузырька пара, возможно вскипание жидкости и заполнение поры паровой фазой. Поэтому в качестве граничного радиуса следует использовать величину [112]:

$$R_г = \min\left[R^*; R_T = 2\sigma T_s / r\rho_n\left(T_{ж} - T_s\right)\right]. \qquad (2.53)$$

Тогда в каждом сечении x все поры с размерами $R < R_г$ заполнены жидкостью, а поры с $R > R_г$ – паром. Следовательно, проходные сечения для жидкости и пара являются функциями $R_г$ и изменяются по толщине пористой структуры. Поэтому в уравнениях движения следует учитывать макроускорения потоков жидкости и пара.

Математическое описание переноса теплоты. Уравнение теплопроводности для скелета пористого тела [112]:

$$\lambda_{ск}\frac{d^2T_{ск}}{dx^2}+q_v-\alpha_v^{п}(x)\left(T_{ск}-T_s(P_п)\right)-\alpha_v^{жс}\left(T_{ск}-T_{жс}\right)=0, \qquad (2.54)$$

где q_v – мощность внутренних источников тепловыделения. Прогрев жидкости при ее движении в пористой структуре:

$$\frac{c_{ржс}G(x)}{\Pi\varphi(R_г)}\frac{dT_{жс}}{dx}=\alpha_v^{жс}\left(T_{ск}-T_{жс}\right), \qquad (2.55)$$

причем, при $x=\delta$, $T_{жс}=T_s$. (2.56)

В [135] можно найти расчет $\alpha_v^{жс}$ при $Pe\to 0$. Здесь $Pe=2c_{ржс}\rho_{жс}\langle R\rangle a/r\lambda_{жс}\varphi(R_г)$.

При ламинарном течении жидкости в круглой трубе, в случае граничных условий первого рода, предельный коэффициент теплоотдачи на участке стабилизированного теплообмена определяется по формуле [136]:

$$\alpha_\infty=3{,}66\lambda_{жс}/d. \qquad (2.57)$$

При $Pe\to 0$ участок стабилизированного теплообмена начинается у входа в трубу. Используются результаты для расчета $\alpha_v^{жс}$ в пористой структуре, моделируемой системой цилиндрических капилляров с идеальной связностью. Для определения $\alpha_v^{жс}$ необходимо рассчитать количество теплоты, отведенной от стенок капилляров к жидкости в слое толщиной dx. В одном капилляре радиуса R_0 имеем:

$$dQ_0=3{,}66\Pi S\lambda_{жс}\int_{R_{\min}}^{R_г}\frac{f(R)dR}{R^2},$$

и, соответственно:

$$\alpha_v^{жс}=\frac{dQ}{Sdx}\frac{1}{T_{ск}-T_{жс}}=3{,}66\lambda_{жс}\Pi\int_{R_{\min}}^{R_г}\frac{f(R)dR}{R^2}. \qquad (2.58)$$

Рассматривая сечение пористого покрытия на расстоянии x от подложки, где поры с $R > R_г$ заполнены паром, а с $R < R_г$ – жидкостью, и проводя сечение на расстоянии $x + dx$, и рассчитывая количество теплоты dQ, отведенное за счет испарения жидкости в слое dx, получают объемный коэффициент теплоотдачи [112]:

$$\alpha_v^n(x) = \frac{1}{T_{ск}(x) - T_s(x)} \frac{dQ}{S dx}. \quad S - \text{площадь сечения.} \tag{2.59}$$

После преобразований:

$$\alpha_v^n(x) = 5{,}6\Pi^2 \sqrt{\alpha_ф \lambda_{ж}} \left(\frac{\pi}{2} - arctg \sqrt{\frac{\alpha_ф \delta_{**}}{\lambda_{ж}}} \right) \frac{\varphi(R_г)}{\sqrt{R^*}} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{f(R) dR}{R}. \tag{2.60}$$

При $R_г \to R_{\min}$ и при $R_г \to R_{\max}$ объемный коэффициент теплоотдачи стремится к нулю. Этот результат отражает следующий физический эффект: при $R_г \to R_{\max}$ все поры заполнены жидкостью и жидкости просто некуда испаряться (это случай малых $\Delta T, q$). Если $R_г \to R_{\min}$, то все поры заполнены паром и в пористой структуре отсутствует испарение (случай высоких $\Delta T, q$).

Соотношение для массового потока пара

$$G(x) = 1/r \int_0^x \alpha_v^n(\eta) \left(T_{ск}(\eta) - T_s(\eta) \right) d\eta. \tag{2.61}$$

Граничные условия для уравнения (2.54) записываются в виде:

$$dT_{ск} / dx = -q_0 / \lambda_{ск} \text{ при } x = 0, \tag{2.62}$$

$$dT_{ск} / dx = 0 \text{ при } x = \delta. \tag{2.63}$$

Таким образом, математическая модель теплообмена при кипении на поверхности с капиллярно-пористым покрытием включает: уравнения движения, теплопроводности, прогрева жидкости, граничные условия (2.56), (2.62), (2.63), а также формулы (2.60) и (2.61) [112].

Все величины, входящие в уравнения могут быть определены в предварительных опытах или взяты из справочной литературы. Поэтому система (2.54)–(2.63) может быть решена численно.

Сравнение результатов численных расчетов теплоотдачи с опытными данными представлено на рис. 2.71 [112].

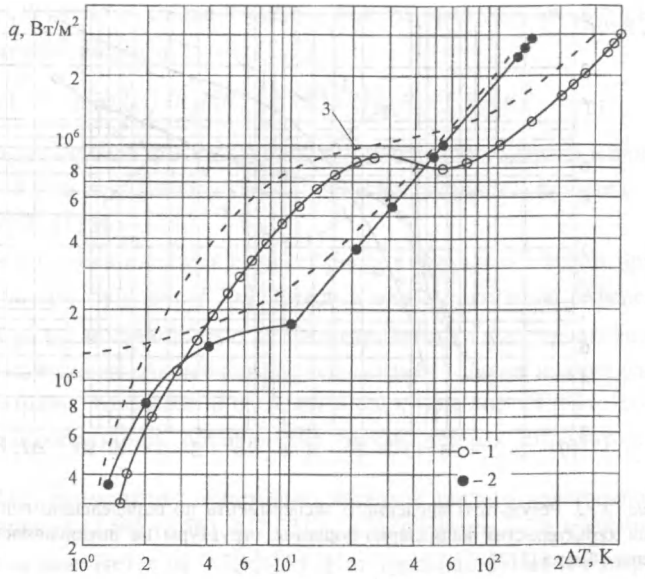


Рис. 2.71. Результаты расчета теплового потока по уравнениям (2.54)–(2.56), (2.59)–(2.63) и опытные данные [112]: 1 – $\delta = 1{,}0$ мм, $\Pi = 0{,}40$, $d_ч = 400 \div 615$ мкм; 2 – $\delta = 0{,}45$, $\Pi = 0{,}40$, $d_ч = 100 \div 200$; 3 – расчет; теплоноситель – вода

Результаты численного эксперимента [122, 151] представлены на рис. 2.72.

Сравнивая кривые 2 и 4 можно прийти к заключению: снижение проницаемости пористого покрытия должно приводить к интенсификации теплообмена при малых q и снижать теплоотдачу при высоких. Объясняется это своеобразным поведением $\alpha_ч^n$, о котором говорилось выше. Увеличение коэффициента теплопроводности покрытия (кривые 1–3) способствует интенсификации теплообмена во всем диапазоне q. Оказывает влияние на теплоотдачу и толщина пористой структуры. Увеличение толщины играет положительную роль при малых q (кривые 2 и 5) и снижает коэффициенты теплоотдачи при больших тепловых потоках [112].

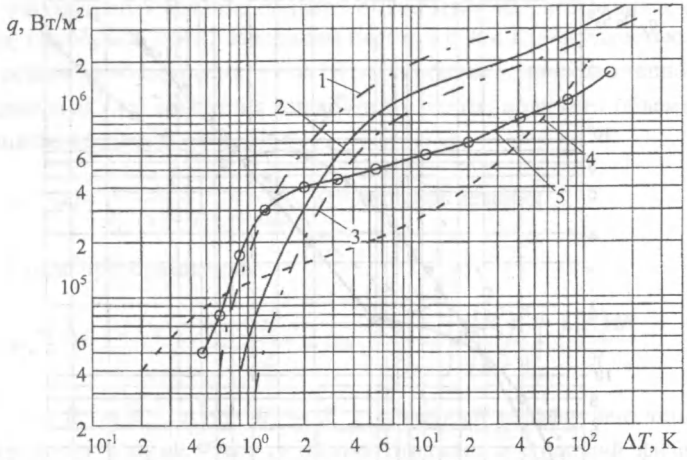


Рис. 2.72. Результаты численного эксперимента по определению влияния характеристик капиллярно-пористой структуры на интенсивность теплообмена [112]

λ, Вт/(м·К)	20	7,29	2,0	7,29	7,29
$K\cdot10^{12}$, м²	1,35	1,35	1,35	0,1	1,35
δ, мм	0,45	0,45	0,45	0,45	1,00

Интенсивность теплообмена при кипении зависит как от свойств жидкости, так и от геометрических характеристик поверхности нагрева. В случае технически гладких поверхностей, обычно вполне достаточна, классификация поверхности нагрева по чистоте обработки. При кипении же, на поверхности с пористым покрытием необходим более детальный анализ [137]. Из большого числа применяемых пористых покрытий необходимо выделить качественно схожие структуры (классы) [112].

Очевидно, что для качественно схожих пористых структур, например, спеченных из шариков с одинаковым типом укладки или из геометрически подобных волокон, функции распределения пор по размерам имеют общие закономерности. Так, если одна структура образована из шариков радиуса R_1, а другая – из шариков радиуса $R_2 = nR_1$, то доля пор с размерами, отличающимися в n раз, в этих структурах будет одинаковой, т. е. $\varphi_1(R)=\varphi_2(R_n)$. Но для подобных структур справедливо [112]:

$$n = R_2 / R_1 = \langle R \rangle_2 / \langle R \rangle_1,$$

где $\langle R\rangle = \int Rf(R)\,dR$ – средний радиус пор. Из проведенных рассуждений следует, что функционал

$$\Phi(f(R)) = \left(\int Rf(R)\,dR\right) f\left(R / \int Rf(R)\,dR\right) = \langle R\rangle \cdot f\left(R/\langle R\rangle\right) \qquad (2.64)$$

переводит нормированные на единицу функции распределения в одну универсальную (для конкретного класса пористых покрытий) функцию $f^+(r)$, где $r = R/\langle R\rangle$ [112].

При выделении классов среди пористых покрытий следует ориентироваться на вид функции $f^+(r)$. Каждый класс полностью определяется функцией $f^+(r)$ и пористостью $П$. Геометрические характеристики структур, принадлежащих одному классу, описываются двумя индивидуальными параметрами: толщиной δ и средним радиусом пор $\langle R\rangle$. Это подтверждает целесообразность объединения рассмотренных структур в один класс.

В [112] применяется описанный подход к анализу упрощенной системы уравнений (2.54)–(2.56) и (2.62), (2.63). Функция распределения пор по размерам заменяется на $f^+(r)/\langle R\rangle$. Интегральная функция распределения будет: $\varphi^+(r) = \int f^+(r)\,dr$, а интеграл $\int R^2 f(R)\,dr$ примет вид: $\langle R\rangle^2 \int r^2 f(r)\,dr$. На основании метода теории автомодельных переменных вводятся характеристические масштабы: длины l_*^{Γ} и l_*^{T} для уравнений (2.54) и (2.56), соответственно; массового расхода G_* и температуры T_*. После приведения системы уравнений (2.54)–(2.56), (2.62), (2.63) к безразмерному виду получают [112]:

$$\frac{dr^*}{dx}\left\{\frac{2}{r^{*2}} - M_1 \hat{G}^2 \hat{G}(\hat{x}) f^+(r^*)\left[\frac{M_2}{\varphi^3(r^*)} + \frac{1}{\left(1-\varphi^+(r^*)\right)^3}\right]\right\} =$$

$$= \hat{G}(\hat{x})\frac{d\hat{G}(\hat{x})}{d\hat{x}} M_1\left(\frac{1}{\left(1-\varphi^+(r^*)\right)^2} - \frac{M_2}{\varphi^{+2}(r^*)}\right) + M_8 \frac{\hat{G}(\hat{x})}{1-F^+(r^*)} + \qquad (2.65)$$

$$+ M_8 M_3 \frac{\hat{G}(\hat{x})}{F^+(r^*)} + M_1 M_4 \frac{\hat{G}^2(\hat{x})}{\left(1-\varphi^+(r^*)\right)^2},$$

$$\frac{M_2}{\left(1-\varphi^+(r^*)\right)^2} M_6^{-1} = 1 \text{ при } \hat{x} = \delta / l_*^{\Gamma}, \qquad (2.66)$$

$$\frac{d^2T^+}{dx^2} + M_5 - M_7 T^+ \frac{\varphi^+(r^*)}{\sqrt{r^*}} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{f^+(r)dr}{r} = 0, \tag{2.67}$$

$$dT^+/dx^+ = -M_9 \text{ при } x^+ = 0, \tag{2.68}$$

$$dT^+/dx^+ = 0 \text{ при } x^+ = \delta/l_*^T. \tag{2.69}$$

Здесь

$$r^* = R^*/\langle R\rangle;\quad r_{max}R_{max}/\langle R\rangle;\quad \hat{G} = G/G_*;\quad T^+ = (T_{ск} - T_s)/T_*;$$

$$\hat{x} = x/l_*^\Gamma;\quad x^+ = x/l_*^T;$$

$$M_1 = \frac{\langle R\rangle^2 G}{\rho_{ж}\Pi^2};\quad M_2 = \rho_п/\rho_{ж};\quad M_3 = \nu_{ж}/\nu_п;$$

$$M_4 = \beta l_*^\Gamma;\quad M_5 = q_v l_*^T/(T_*\lambda_{ск});\quad M_6 = \langle R\rangle/R_{пр};$$

$$M_7 = \frac{5{,}6\Pi^2\sqrt{\alpha_ф\lambda_{ж}}(l_*^T)^2}{\langle R\rangle^{3/2}\lambda_{ск}};\quad M_8 \frac{G_*\nu_п\langle R\rangle l_*^\Gamma}{\sigma K};\quad M_9 = \frac{q_0 l_*^T}{\lambda_{ск}T_*}.$$

Выбираются характеристические масштабы так, чтобы выполнялось условие $M_7 = M_8 = M_9 = 1$. Тогда [112]:

$$T_* = q_0\Pi^{-1}\left(\langle R\rangle^{3/2}/\kappa\lambda_{ск}\right)^{1/2}; \tag{2.70}$$

$$l_*^T = \Pi^{-1}\left(\langle R\rangle^{3/2}\lambda_{ск}/\kappa\right)^{1/2};$$

$$l_*^\Gamma = \sigma K/(G_*\nu_п\langle R\rangle).$$

Здесь $\kappa = 5{,}6\sqrt{\alpha_ф\lambda_{ж}}\left(\pi/2 - \text{arctg}\sqrt{\alpha_ф\delta_{**}/\lambda_{ж}}\right)$.

Величина l_*^T характеризует размер зоны эффективного теплосъема за счет испарения жидкости, а l_*^Γ определяет глубину проникновения жидкости в пористый слой. Масштаб для массового расхода получают из уравнения (2.61), записанного в новых переменных:

$$G_* = \frac{1}{r}\frac{kl_*^T T_*}{\langle R\rangle^{3/2}\lambda_{ск}} = \frac{d_0}{r}.$$

С учетом полученных соотношений для характеристических масштабов числа подобия M_1–M_6 можно представить в следующем виде [112]:

$$M_1 = \frac{q_0^2 \langle R \rangle}{\rho_{ж} \sigma П^2 r^2};\ M_2 = \rho_{п} / \rho_{ж};\ M_3 = \nu_{ж} / \nu_{п};$$

$$M_4 = \frac{\beta_{п} \sigma K r}{q_0 \nu_{п} \langle R \rangle};\ M_5 = \frac{q_v \left(\langle R \rangle^{3/2} \lambda_{ск} \right)^{1/2}}{q_0 П к^{1/2}};\ M_6 = \frac{\langle R \rangle}{R_{пр}}.$$

В случае граничных условий второго рода, искомой величиной является безразмерная температура стенки $T_{ст}^{+} = (T_{ск}(0) - T_S 0 / T_*$, т. е.

$$T_{ст}^{+} = \xi \left(M_1;\ M_2;\ M_3;\ M_4;\ M_5;\ M_6;\ \delta / l_*^T;\ \delta / l_*^{\Gamma} \right).$$

Но $T_{ст}^{+} = \langle \alpha_v \rangle l_*^T / \alpha$,

где $\alpha = q_0 / \left(T_{ск}(0) - T_s \right)$, а $\langle \alpha_v \rangle = к П^2 / \langle R \rangle^{3/2}$.

Поэтому при обобщении экспериментальных данных удобнее пользоваться безразмерными коэффициентами теплоотдачи [112]:

$$\frac{1}{T_{ст}^{+}} = \frac{\alpha}{\langle \alpha_v \rangle l_*^T} = \chi \left(M_1, \ldots, M_6;\ \delta / l_*^{\Gamma} \right). \qquad (2.71)$$

Физический смысл полученных безразмерных комплексов [112]: M_1 – отношение потерь давления на ускорение потока пара к осредненному капиллярному напору; M_2 и M_3 – отношение инерционных и вязкостных потерь давления в жидкости к соответствующим потерям в потоке пара; M_4 – отношение инерционных потерь давления в потоке пара к осредненному капиллярному напору; M_5 – отношение количества теплоты, выделенного внутренними источниками в зоне эффективного теплосъема, к теплоте, подведенной в эту зону от греющей стенки; M_6 – отношение «пробойного давления» к осредненному капиллярному напору; δ / l_*^T – относительная «тепловая» толщина пористой структуры, т. е. отношение толщины покрытия к размеру зоны эффективного теплосъема за счет испарения; δ / l_*^{Γ} – относительная «гидравлическая» толщина пористой структуры, т. е. отношение толщины покрытия к глубине проникновения жидкости в пористый слой, или иначе – отношение вязкостных потерь давления в потоке пара к осредненному капиллярному давлению. Действительно,

$$\delta / l_*^{\Gamma} = \frac{d}{r} \nu_n \frac{\delta}{K} / \frac{\sigma}{\langle R \rangle}.$$

Решение системы уравнений (2.65)–(2.67), (2.68), (2.69) численными методами показало влияние параметров M_1–M_6, δ/l_*^T, δ/l_*^Γ и вида универсальной функции распределения на закономерности теплоотдачи.

Использовались функции распределения $f_1^+(r)$ двух видов [112]. Первая $f_1^+(r)=4re^{-2r}$, соответствующая классу пористых структур с $f(R)=\left(4R/\langle R\rangle^2\right)\times\exp\left(-2R/\langle R\rangle\right)$. В качестве второй, использована функция распределения пористой структуры, полученной спеканием сферических частиц: $f_2^+(r)$. При $\delta/l_*^\Gamma<0{,}2$ (случай малых тепловых потоков) теплоотдача выше на пористом покрытии с распределением $f_2^+(r)$. С ростом δ/l_*^Γ (случай больших потоков) эффективнее пористые покрытия с распределением $f_1^+(r)$. Коэффициенты теплоотдачи на покрытии с распределением $f_2^+(r)$ в области $\delta/l_*^\Gamma<0{,}14$ медленно растут до максимальных значений, а затем резко падают. Для пористых структур с распределением $f_1^+(r)$ характерен более интенсивный рост теплоотдачи, причем максимальные значения коэффициентов теплоотдачи выше и достигаются при $\delta/l_*^\Gamma\approx 0{,}4\div 0{,}5$.

Таким образом, вид универсальной функции распределения пор по размерам оказывает существенное влияние на характер кривой кипения, включая абсолютные значения коэффициентов теплоотдачи [112].

Далее авторы [112] проанализировали изменение зависимостей $\alpha/\langle\alpha_v\rangle l_*^T=x\left(\delta/l_*^\Gamma\right)$ от параметра M_6. В расчетах использовалось распределение $f_1^+(r)$, а величина M_6 изменялась от 0,4 до 1,0. С уменьшением M_6 интенсивность теплообмена в области малых значений δ/l_*^Γ растет. Максимум $\alpha/\langle\alpha_v\rangle l_*^T$ достигается при различных значениях δ/l_*^Γ, причем с ростом M_6 растет и величина δ/l_*^Γ, соответствующая $(\alpha/\langle\alpha_v\rangle l_*^T)_{\max}$. Например, в случае $M_6=0{,}6\left(\alpha/\langle\alpha_v\rangle l_*^T\right)_{\max}=0{,}58$ при $\delta/l_*^\Gamma=0{,}9$, а в случае $M_6=1{,}0\left(\alpha/\langle\alpha_v\rangle l_*^T\right)_{\max}=0{,}55$ при $\delta/l_*^\Gamma=2{,}0$.

Объяснение полученных закономерностей следующее [112]. Выше показано, что при пробое пористой структуры газом или паром освобождаются поры с размерами в интервале $R_{пр}-R_{\max}$. По мере увеличения тепловой нагрузки граничный радиус менисков уменьшается, т. к. возрастает перепад давлений между паровой и жидкой фазами. Соответственно изменяется и значение объемного коэффициента теплоотдачи α_v^n. Будет ли на-

блюдаться снижение или рост α_v^n при уменьшении r^* – зависит от соотношения между значениями r_m^*, соответствующим максимальному значению α_v^n (т. е. $\alpha_v^n\ (r_m^*) = \alpha_{v\,\max}^n$) и $r_{np} = R_{np}/\langle R\rangle$. Если $r_{np} < r_m^*$, то с увеличением δ/l_*^Γ уменьшаются значения α_v^n и, соответственно, коэффициента теплоотдачи. Это означает, что сразу после начала кипения, коэффициенты теплоотдачи уменьшаются. В случае $r_{np} > r_m$ при малых значениях δ/l_*^Γ объемный коэффициент теплоотдачи растет до максимального значения. После достижения максимума α_v^n рост δ/l_*^Γ сопровождается снижением значений безразмерного коэффициента теплоотдачи $\alpha/\langle\alpha_v\rangle l_*^T$.

Выявленные закономерности позволяют объяснить различное поведение получаемых в экспериментах кривых кипения.

Результаты проведенного анализа позволяют сделать выводы о влиянии на теплоотдачу параметров M_1–M_4: их рост соответствует увеличению перепада давления между фазами и приводит к более быстрому снижению r^*.

Следовательно, рост параметров M_1–M_4 сопровождается увеличением коэффициентов теплоотдачи в области малых и их снижением в области больших тепловых потоков [112].

Большинство экспериментальных исследований теплоотдачи выполнено при давлениях, близких к атмосферному. Оценочные расчеты показали, что в этих условиях для таких теплоносителей, как вода, хладон-113, этанол, азот, практически всегда справедливы неравенства $M_1 << 1$, $M_2 << 1$, $M_3 << 1, M_4 << 1$, при которых влияние параметров M_1–M_4 на теплоотдачу остается несущественным.

Поскольку ниже рассматриваются данные по кипению жидкости, полученные при способах обогрева, исключающих внутреннее тепловыделение в пористом слое, то $M_5 = 0$. Выше показано существенное влияние M_6 на закономерности теплоотдачи, однако для пористых структур, принадлежащих одному классу, $M_6 = const$. В таком случае, зависимость по расчету теплоотдачи существенно упрощается; экспериментальные данные по теплоотдаче предлагается обобщать в виде [112]:

$$\alpha/\langle\alpha_v\rangle l_*^T = x\left(\delta/l_*^T;\delta/l_*^\Gamma\right). \qquad (2.72)$$

Зависимость (2.72) применяется к обобщению имеющихся данных [122, 132, 138–140]. Результаты численного решения системы уравнений

(2.54)–(2.56), (2.59)–(2.63), выполненного О.А. Оводковым [122], с 30 %-ным разбросом описываются единой зависимостью:

$$\frac{\alpha}{\langle\alpha_v\rangle l_*^{\Gamma}} = \begin{cases} (\delta / l_*^{\Gamma})^{0,60} & \text{при } \delta / l_*^{\Gamma} < 0,8 \\ 0,65\left(\delta / l_*^{\Gamma}\right)^{-1,5} & \text{при } 3 > \delta / l_*^{\Gamma} \geq 0,8. \end{cases} \qquad (2.73)$$

В работе [132] использовались медные металловолокнистые пористые покрытия. Исследовался теплообмен при кипении воды на пористых структурах толщиной 0,1–1 мм, пористостью 0,40; 0,60 и 0,80. Плотность теплового потока в экспериментах достигала $2,4 \cdot 10^6$ Вт/м^2. В зависимости относительной гидравлической толщины пористого слоя в точке достижения максимального значения коэффициента теплоотдачи от толщины покрытия во всем указанном диапазоне изменения пористости и плотности теплового потока имеет место равенство $\delta / l_*^{\Gamma} = 0,36$. Таким образом, в точке достижения максимального коэффициента теплоотдачи выполняется условие:

$$q(\alpha_{\max})\delta\, v_n\langle R\rangle / \sigma\, rK = 0,36.$$

Снижение значения δ / l_*^{Γ} при малых δ объясняется тем, что при $\delta \leq 0,2$ мм толщина пористой структуры сопоставима со средним диаметром поры. Изменяется механизм кипения, и модель не работает.

Обобщение результатов по теплоотдаче при кипении воды на медных металловолокнистых покрытиях [138] говорят о том, что при пористости используемых структур 0,40, среднем радиусе пор 9,5 мкм, толщине 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,8 и 1,0 мм, коэффициенте теплопроводности 69 Вт/(м·К) данные по теплоотдаче с точностью 30 % описываются зависимостью:

$$\frac{\alpha}{\langle\alpha_v\rangle l_*^{\Gamma}} = \begin{cases} 0,68\left(\delta / l_*^{\Gamma}\right)^{0,60} & \text{при } \delta / l_*^{\Gamma} < 0,2 \\ 0,36\left(\delta / l_*^{\Gamma}\right)^{0,15} & \text{при } 0,2 \leq \delta / l_*^{\Gamma} < 2,5. \end{cases} \qquad (2.74)$$

Система обобщенных координат существенно облегчает описание опытных данных. Так, уравнение (2.74) охватывает более широкий диапазон тепловых нагрузок, чем полуэмпирическая зависимость, предложенная в работе [138].

Относительные коэффициенты теплоотдачи не убывают после точки излома $\left(\delta / l_*^{\Gamma} = 0,2\right)$ в отличие от (2.73). Это связано с высокой теплопроводностью металловолокнистых структур из меди: оттеснение жидкости от

обогреваемой поверхности не сопровождается резким уменьшением коэффициента теплоотдачи [112].

А.С. Куликовым экспериментально исследован теплообмен при кипении азота на покрытиях из полиэтилена [139]. Было обнаружено резкое снижение α при достижении определенного значения q, вызванное образованием внутри пористого слоя устойчивой пленки пара. Зависимость величины δ / l_*^{Γ}, соответствующей началу резкого снижения α, от пористости, среднего радиуса пор и толщины покрытия приведена на рис. 2.73. Аналогично кипению на металловолокнистых покрытиях существует интервал значений толщины пористой структуры, в котором δ / l_*^{Γ} остается неизменным. Снижение значения δ / l_*^{Γ} при малых толщинах пористого слоя связано с тем, что при кипении на тонких покрытиях образование пленки пара в пористом слое затруднено и не происходит вплоть до критических потоков, т. е. для тонких покрытий резкое снижение α определяется наступлением кризиса. Величина $q_{кр_1}$ не зависит от толщины, поэтому для тонких покрытий δ / l_*^{Γ} растет прямо пропорционально толщине пористого слоя.

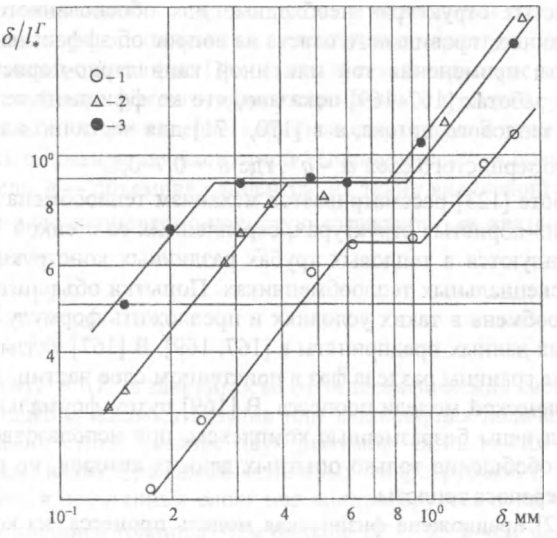


Рис. 2.73. Зависимость относительной гидравлической толщины в точке достижения максимального значения коэффициента теплоотдачи от толщины пористого слоя при кипении азота на покрытиях из полиэтилена [139]

В работе [79] изучалось влияние размеров фракции и толщины покрытия на интенсивность теплообмена при кипении пропана на пористых структурах, спеченных из частиц нержавеющей стали Х18Н10Т диаметром 51,5 мкм. Пористость покрытий в ходе экспериментов не изменялась. В работе не приведены значения $\langle R \rangle$, K и $\lambda_{ск}$, поэтому они рассчитаны по методике, приведенной в [141]. Толщина слоя изменялась в пределах 0,13–0,90 мм. Для покрытий толщиной $\delta < 0{,}4$ мм результаты описываются зависимостью

$$\alpha / \langle \alpha_v \rangle l_*^T = 0{,}25 \left(\delta / l_*^T \right)^{0{,}85}. \qquad (2.75)$$

Таким образом, согласно предложенному выше методу описания теплообмена при развитом пузырьковом кипении, имеет место подобие гидродинамических и тепловых процессов, протекающих внутри пористых покрытий, если выполняются следующие условия: капиллярно-пористые структуры принадлежат одному классу; одинаковы параметры подобия: $M_1 - M_6 = \text{idem}$; $\delta / l_*^T = \text{idem}$; $\delta / l_*^T = \text{idem}$ [112].

Расширение физических представлений о процессе кипения в капиллярно-пористых структурах необходимо для обоснованного обобщения опытных данных, правильного ответа на вопрос об эффективности и целесообразности применения той или иной капиллярно-пористой структуры [123]. В работах [167–169] показано, что коэффициент теплоотдачи не зависит от теплового потока, а в [170, 171] для частично или полностью ожижаемого зернистого слоя $\alpha \sim q^n$, где $n = 0{,}7$–$0{,}5$.

В работе [123] рассматривается механизм теплообмена при кипении в капиллярно-пористых структурах, скрепленных со стенкой. Такие структуры используются в тепловых трубах различных конструкций: паровых камерах и специальных теплообменниках. Попытки объяснить закономерности теплообмена в таких условиях и предложить формулу для обобщения опытных данных предприняты в [167, 169]. В [167] указывается на существование границы раздела фаз в пристенном слое частиц, но нет законченной физической модели процесса. В [169] путем формальных преобразований получены безразмерные комплексы, при использовании которых выполнено обобщение только опытных данных авторов, но не определен механизм переноса теплоты.

В [172] предложена физическая модель процесса, из которой получена расчетная формула. Основные положения этой модели:

1) отвод тепла от поверхности теплообмена осуществляется перегретой жидкостью. Основное термическое сопротивление определяется процессом теплопроводности от скелета капиллярной структуры к жидкости;

2) воздействие процесса парообразования и отвода паровой фазы определяется только организацией движения жидкой фазы. Не учитывается количество тепла, передаваемого в «паровых» каналах, плотность «жидкостных» каналов значительно больше плотности «паровых»;

3) температура жидкости в порах постоянна по высоте и равна температуре насыщения при давлении, вычисленном с учетом кривизны мениска в капилляре.

Последнее положение не согласуется с предыдущим [123]. Действительно, если в структуре вся жидкость перегрета равномерно на

$$\Delta T^* = 4\sigma T_s / r\rho'' a, \qquad (2.76)$$

где a – характерный размер поры, то непонятно, где осуществляется этот перегрев [123].

В качестве рабочей гипотезы в [123] принимается предположение о существовании при кипении границы раздела фаз у стенки [167, 168, 170, 172]. Возможны следующие характерные режимы теплопереноса через капиллярно-пористую структуру [123]:

1. При $\Delta T < \Delta T^*$ и отсутствии газовых включений в структуре, образующаяся паровая полость конденсируется и возможный механизм теплообмена – теплопроводность через капиллярно-пористую структуру от стенки к границе раздела фаз. При наличии газа в структуре возможно образование устойчиво существующих парогазовых пузырей, увеличивающих термическое сопротивление пористой структуры. В этом случае следует ожидать снижения эквивалентной теплопроводности пористой структуры $\lambda_{эк}$. Если φ – объемная концентрация таких включений то, рассматривая смоченную капиллярно-пористую структуру как квазиоднородную, можно записать:

$$\lambda_э' = \lambda_э \frac{1-\varphi}{1+\varphi/2}. \qquad (2.77)$$

2. При $\Delta T > \Delta T^*$ в зависимости от теплофизических свойств скелета и условий подвода жидкости (залив или капиллярная подача) принципиально возможно существование двух режимов. Один режим (рис. 2.74б) условно можно назвать режимом «тепловых микротрубок». В этом случае, образующийся в пристенных слоях пар конденсируется полностью внутри структуры у внешней границы. Чем больше ΔT^*, $\lambda_э$ и чем меньше капиллярно-пористая структура залита жидкостью, тем вероятнее существование такого режима. При другом режиме (рис. 2.74в, г) осуществляется фильтрация образующейся паровой фазы через капиллярно-пористую структуру. Рассмотрев условный механизм теплообмена (рис. 2.74, 2.75), можно сделать вывод, что закономерности переноса тепла для обоих ре-

жимов должны быть примерно одинаковыми. Общая схема процесса может быть описана следующим образом [123].

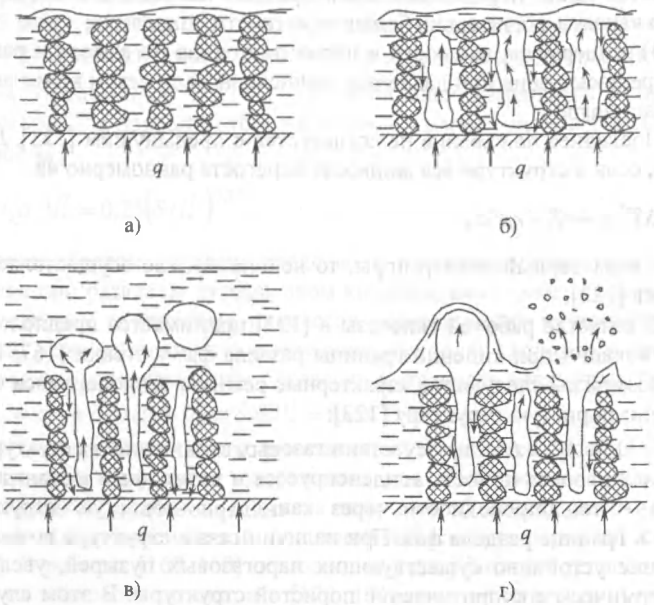


Рис. 2.74. Характерные режимы кипения на поверхностях, покрытых капиллярно-пористыми структурами [123]: а – режим испарения, перенос тепла эквивалентной теплопроводностью; б – режим «тепловых микротрубок», перенос тепла теплопроводностью от стенки к внутренней границе раздела фаз и от внутренней к внешней границе раздела фаз у внешней поверхности слоя, в паровом пространстве совмещение процессов испарения и конденсации; в – режим кипения в залитой структуре, осуществляется частичная или полная фильтрация паровой фазы; г – режим кипения в условиях капиллярной жидкости, осуществляется выброс жидкости в паровой объем

Отвод паровой фазы осуществляется под действием избыточного давления пара у стенки Δp, которое определяется капиллярным давлением:

$$\Delta p = 4\sigma / a. \qquad (2.78)$$

Под действием этого же давления в местах сопряжения структуры со стенкой и сопряжения элементов структуры формируется криволинейная граница раздела фаз, кривизна которой определяется перепадом давлений Δp. Это вызывает противоположное по отношению к направлению

движения пара движение жидкости по скелету капиллярной структуры к местам контакта структура-стенка.

Полагая, что тепло переносится при кипении в капиллярно-пористой структуре главным образом в форме теплоты парообразования, автор [123] приходит к физической модели переноса тепла, схема которой дана на рис. 2.75. В соответствии с этой моделью, основным термическим сопротивлением при кипении в капиллярно-пористой структуре является сопротивление на пути переноса от стенки через смоченный скелет пористой структуры к границе раздела фаз. Расчет этого сопротивления основывается на расчете распределения температур в некотором условном ребре (рис. 2.75) высотой, равной толщине пористой структуры и теплопроводностью $\lambda_{эо}$. Ребро покрыто пленкой жидкости средней толщиной δ, его периметр и площадь поперечного сечения соответствуют элементарной ячейке (рис. 2.75).

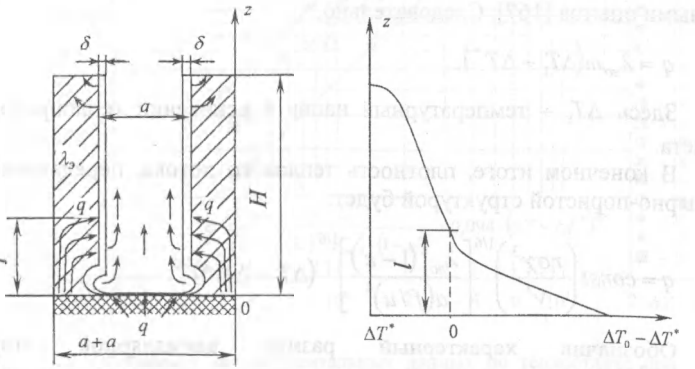


Рис. 2.75. Схема элементарной ячейки капиллярно-пористой структуры (распределение температур и тепловых потоков по «скелету» капиллярно-пористой структуры) [123]

В простейшем случае, когда $\delta << a$ и $\delta \approx const$, а $\alpha = \lambda'/\delta$, приходим к известной задаче теплопроводности в стержне с некоторыми особенностями в граничных условиях [123]:

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + m^2\vartheta = 0; \tag{2.79}$$

$m^2 = \alpha u/\lambda_{эо} f$; $x = 0$, $\vartheta = \Delta T_0 - \Delta T^*$; $x = l$, $\vartheta = 0$; $x = H$, $\vartheta = -\Delta T^*$,

где ϑ – средняя избыточная температура скелета.

Решив уравнение (2.79), можно найти количество тепла, отводимое от выбранной элементарной ячейки:

$$Q = \lambda_{эо} mf\left(\Delta T_1 - \Delta T^*\right) 2chml/(\exp ml - 1), \tag{2.80}$$

где l определяется из условия:

$$\Delta T^{*}(\exp ml-1)=2\left(\Delta T_1-\Delta T^{*}\right)sh[m(H-l)]. \qquad (2.81)$$

Если по схеме рис. 2.75 принять условный средний периметр u, а площадь сечения теплопроводящего скелета в пределах элементарной ячейки f, тогда

$$ml=l\sqrt{\lambda' u/\lambda_{э0} f\delta}. \qquad (2.82)$$

Анализ уравнения (2.82) в предположении соизмеримости величин l и H для большинства известных условий опытов [167 и др.] приводит к $ml>>1$.

Тогда $2chml/(\exp ml-1)\approx 1$, т. е. интенсивность переноса тепла не зависит от толщины капиллярно-пористой структуры, что согласуется с данными опытов [167]. Следовательно,

$$q=\lambda_{э0} m\left(\Delta T_1-\Delta T^{*}\right). \qquad (2.83)$$

Здесь ΔT_1 – температурный напор в основании теплопроводящего скелета.

В конечном итоге, плотность теплового потока, передаваемого капиллярно-пористой структурой будет:

$$q=const\left(\frac{r\sigma\chi^{3}}{\nu'}\right)^{1/6}\left[\frac{\lambda_{э0}{}^{2}(1-\varepsilon')}{a(f/u)^{4}}\right]^{1/6}(\Delta T-\Delta T*)^{5/6}. \qquad (2.84)$$

Обозначив характерный размер капиллярной структуры $\left[a(f/u)^{4}\right]^{0,2}=L_0$, автор [123] получил:

$$q\sqrt[6]{\frac{\nu'\cdot 1}{r\sigma(\lambda')^{3}\cdot\lambda_{э0}{}^{2}(1-\varepsilon')}}=const\left(\frac{\Delta T-\Delta T*}{L_0}\right)^{5/6}, \qquad (2.85)$$

где постоянная определяется из опыта. На рис. 2.76 представлено обобщение известных опытных данных по кипению в капиллярно-пористых структурах. Из рисунка следует, что постоянная равна 0,094. Видно, что эти данные согласуются с зависимостью (2.85). Разброс объясняется как статистической природой процесса, так и неточностью определения основных констант капиллярной структуры $\lambda_{э0}$, ε', a, L_0. Определение $\lambda_{э0}$ проводилось или по эмпирическим формулам непосредственно для соответствующих структур в тех случаях, когда такие формулы есть [169], или по рекомендациям.

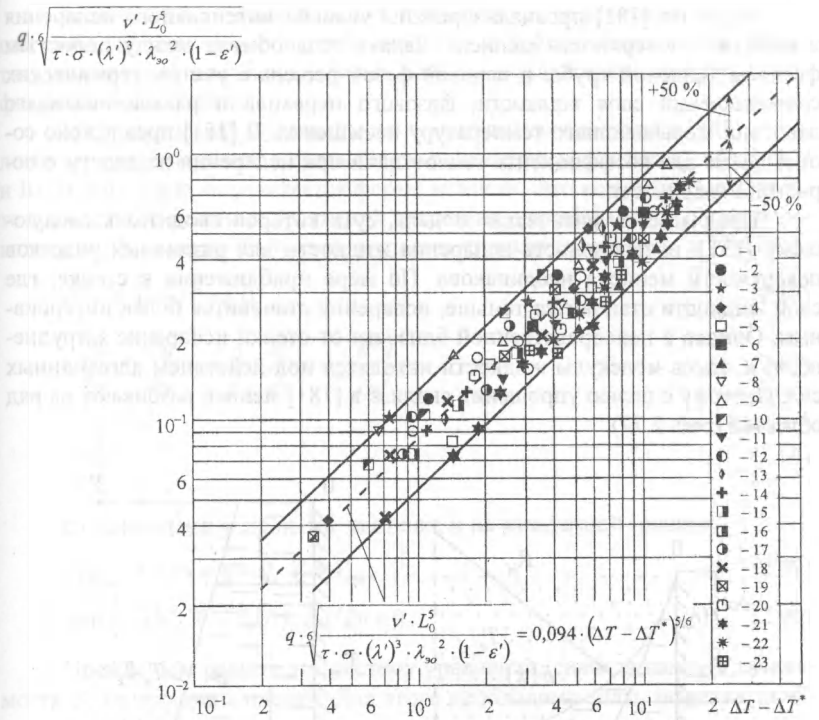


Рис. 2.76. Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении на поверхностях, покрытых капиллярно-пористыми структурами [123]: 1 – 8 – [168]; 1 – 3 – 4 и 11 слоев нержавеющей сетки 325 мм, залитой H_2O, $p_s = 0{,}1$ МПа; 5 – 6 – то же, но капиллярная подача; 4 – сетка 150 меш; $p_s = 0{,}02$ МПа; 7, 8 – этиловый спирт; 9 – 12 – [123]; пористый никель; $\varepsilon = 0{,}8$; $p_s = 0{,}035$ МПа, H_2O, $\alpha = 0{,}09\cdot10^{-3}$ м; 9 – $H = 3{,}3\cdot10^{-3}$; 10 – $H = 2{,}08\cdot10^{-3}$; 11 – $H = 1{,}03\cdot10^{-3}$; 12 – $H = 0{,}076\cdot10^{-3}$ капиллярная подача; 13 – [123]; нержавеющая сетка 100 меш; $p_s = 0{,}5$ МПа, вода, капиллярная подача; 14 – 20 – [167]; монелевые шарики залитые водой $p_s = 0{,}1$ МПа; 14 – 17 – $d = 0{,}51\cdot10^{-3}$; $H = 3{,}15\cdot10^{-3}$; $12{,}7\cdot10^{-3}$; $25{,}4\cdot10^{-3}$; $38{,}1\cdot10^{-3}$; 18 – 20 – $d = 0{,}36\cdot10^{-3}$; соответственно, $H = 3{,}15\cdot10^{-3}$; $12{,}7\cdot10^{-3}$; $25{,}4\cdot10^{-3}$; 21 – 23 – [169]; 21 – трехслойный фитиль из латунной сетки 0,112–0,2–0,28; $p_s = (0{,}4 \div 1{,}1)\cdot10^5$ Па. 22 – то же два слоя 0,2–0,28; 23 – три слоя нержавеющей сетки 0,14–0,2–0,4

В работе [181] проанализированы условия интенсивного испарения жидкости с поверхности мениска. Задача теплообмена между пористым фитилем тепловой трубы и паровой фазой решена с учетом термических сопротивлений слоя жидкости, фазового перехода и расклинивающего давления, повышающего температуру насыщения. В [181] предложено соотношение для коэффициента теплоотдачи при испарении жидкости с пористой поверхности.

Предлагается физическая модель, суть которой сводится к следующему [181]: интенсивность испарения жидкости для различных участков поверхности мениска неодинакова. По мере приближения к стенке, где слой жидкости становится тоньше, испарение становится более интенсивным. Однако в непосредственной близости от стенки испарение затруднено, т. к. здесь молекулы жидкости находятся под действием адгезионных сил. Поэтому с целью упрощения анализа в [181] мениск разбивают на ряд областей (рис. 2.77).

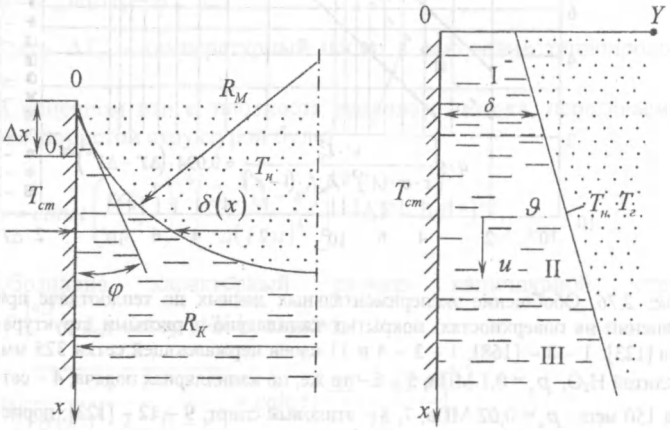


Рис. 2.77. Схематическое изображение мениска в цилиндрическом капилляре [181]

Область равновесной пленки I занимает верхнюю часть мениска. Здесь силы адгезии препятствуют испарению жидкости, теплоотвода практически нет. В области испаряющейся пленки II влияние адгезионных сил менее существенно. Жидкость испаряется и приток жидкости в область II осуществляется под действием изменения расклинивающего давления. Область собственно мениска III занимает нижнюю часть мениска. Влияние адгезионных сил несущественно, подтекание жидкости в эту область происходит за счет градиента кривизны поверхности раздела фаз [181].

Решение поставленной задачи предполагает определение границ существования этих трех областей, оценку сил, действующих в этих областях, определение местных тепловых потоков и вычисление среднего коэффициента теплоотдачи.

Математическая модель. Поскольку цель исследования в [181] – теплообмен при испарении, в дальнейшем рассматриваются только области II и III. В этих зонах определяется форма мениска. Это возможно в результате совместного решения уравнений движения, неразрывности и теплопроводности. Поскольку $\delta / R_k << 1$, решается плоская задача (рис. 2.77) [181]

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0, \tag{2.86}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{ж}}\frac{dP}{dx} + \nu_{ж}\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \tag{2.87}$$

$$\frac{d^2 T}{dy^2} = 0 \tag{2.88}$$

с граничными условиями на стенке и на межфазной границе

при $y = 0$, $v = u = 0$, $T = T_{ст}$, (2.89)

при $y = \delta$, $T = T_z(\delta)$, $\partial u / \partial y = 0$. (2.90)

Прежде чем решать эту систему уравнений, сначала находят зависимость T_z от толщины пленки. Для этого необходимо знать значение коэффициента теплоотдачи при фазовом переходе $\alpha = q/(T_z - T_н)$.

При создании высокоэффективных термосифонов и тепловых труб с кипящим теплоносителем важно знать не только основные закономерности теплообмена при кипении на пористых структурах, необходимо также иметь набор достаточно простых соотношений, позволяющих с точностью, приемлемой для инженерных расчетов, определить коэффициенты теплоотдачи и критические тепловые потоки. В литературе предложен ряд зависимостей по теплоотдаче для самых разнообразных пористых покрытий: сеточных [123, 128], спеченных [137, 140, 148–151], напыленных [150], металловолокнистых [132, 138] и др. Однако сложность однозначного определения некоторых параметров, входящих в результирующие выражения, затрудняет их использование. Кроме того, часть приведенных соотношений имеет крайне узкую область применения, не представляющую большого практического интереса. Поэтому ниже приведены только те зависимости по теплоотдаче и $q_{кр1}$, которые наиболее удобны для практических расчетов, а также указаны области их применения (где они согласуются с опытными данными).

Сеточные структуры. Наиболее апробированной является зависимость, предложенная Г.Ф. Смирновым [123]:

$$q = \left[r\sigma\lambda_{ж}^3\lambda_{экв}^2(1-П)^5/\nu_{ж}\right]^{1/6}\left[(T_{ст}-T_s-\Delta T_н)/L\right]^m. \qquad (2.91)$$

Здесь $\lambda_{экв}$ – эквивалентная теплопроводность пористой структуры; $\Delta T_н = 4\sigma T_s/\rho_п r\alpha$ – необходимый для начала кипения перегрев; α – размер ячейки сетки; $L = \left[\left(f_я/P_я\right)^4\alpha\right]^{1/5}$ – характерный размер поры; $f_я$ – смоченная площадь ячейки; $P_я$ – смоченный периметр ячейки; $m = 0{,}8 \div 1{,}0$.

Формула (2.91) проверена в опытах при кипении воды, этанола, хладона-113 на сетках из меди, латуни, нержавеющей стали в диапазоне изменения давления 0,005–0,1 МПа; использовались сетки с размерами ячеек 20–500 мкм, число слоев изменялось от 1 до 25. Сетки прижимались к поверхности нагрева.

Напыленные покрытия. Для расчета теплоотдачи при кипении воды и этанола на пористых покрытиях, полученных методами плазменного напыления частиц $Al_2O_3\left(d_ч = 63 \div 100\right.$ мкм; $\left.П = 0{,}20 \div 0{,}60\right)$ и $NiCr$ ($d_ч = 63 \div 100$ мкм; $П = 0{,}32 \div 0{,}60$). М.А. Стырикович с сотрудниками рекомендуют использовать зависимость [130, 150]:

$$\left(q - q_к(\theta)\right)/\left(q_* - q_к(\theta)\right) = \left[(\theta-\theta_{пк})/(\theta_* - \theta_{пк})\right]^{1{,}35}. \qquad (2.92)$$

Коэффициент теплопроводности изменялся в интервалах 0,7–2,6 Вт/(м·К) для пористых структур из Al_2O_3; 1,5–3,1 Вт/(м·К) – для структур из $NiCr$. Величины $\theta_{пк}$, $q_к(\theta)$, q_* и θ_*, входящие в (2.92), определяются следующим образом:

$$\theta_{пк} = {}^{1/2}\left(T_s/r\rho_п\right)\left(2\sigma/R_{пр}\right),$$

$q_к(\theta)$ берется для свободной однофазной конвекции [136]; q_* определяется с помощью зависимости гидравлического сопротивления смоченных структур [150]. Сначала рассчитывается значение R_q по соотношению:

$$\varphi(R_q) = (z-3)/(z-1{,}5),$$

где z – координационное число решетки (для напыленных структур $z = 8$), затем определяется $\Delta P_* = (2\sigma\cos\Omega)/R_q$ и по нему с помощью зависимости, приведенной в [150], находится G_*, наконец $q_* = rG_*$. Для расчета θ_* используется соотношение:

$$\theta_* = \left(T_s/r\rho_п\right)\Delta P_* + \left(\lambda_{ск}/2R_q\right)q_*.$$

Зависимость (2.92) верна для тепловых потоков $q \le q_*$.

Спеченные покрытия. Для пористых структур, спеченных из частиц нихрома ($NiCr$) с диаметром 100 ÷ 450 мкм, пористостью 0,40–0,50 и теплопроводностью 1,4–2,5 Вт/(м·К), можно пользоваться зависимостью (2.92), имея в виду, что для спеченных структур $z = 6$. Зависимость (2.92) проверена для воды и этанола в диапазоне изменения давления 0,05–0,1 МПа.

Теплоотдача при кипении хладона-11, хладона-113, бензола на медных КПС с $d_ч = 100 \div 1000$ мкм и толщиной до 5 мм при $P_s = 0{,}1$ МПа описывается зависимостью К. Нишикавы [148]:

$$\frac{\alpha\delta}{\lambda_{ск}} = 10^{-3}\left(\frac{\sigma r}{q^2\delta^2}\right)^{0{,}0284}\left(\frac{\delta}{d}\right)^{0{,}5}\left(\frac{qd}{\Pi r\mu_n}\right)^{0{,}593}\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda_{ск}}\right)^{0{,}708}\left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_n}\right)^{1{,}67}. \qquad (2.93)$$

Для случая кипения пропана и н-бутана на покрытиях, спеченных из частиц стали Х18Н10Т с $d_ч = 51{,}5 \div 250$ мкм, $\delta = 0{,}25 \div 0{,}55$ мм при $P_s = 0{,}125 \div 0{,}142$ МПа и $q = (3{,}5 \div 66)\cdot 10^3$ Вт/м^2, в работе [140] предложена зависимость:

$$\alpha = \frac{320\,P_{кр}^{0,3}}{T_{кр}^{0,85}M}\left(0{,}65 + \frac{3P_s}{P_{кр}}\right)q^{0,7}d_ч^{0,7}. \qquad (2.94)$$

Здесь M – молекулярная масса.

Для расчета теплоотдачи при кипении воды, этанола, хладона-113 на пористых структурах, спеченных из частиц нержавеющей стали, оловянистой бронзы, меди можно пользоваться соотношением и программой численного счета в [122, 151].

Металловолокнистые покрытия. Интенсивность теплообмена при кипении воды и ацетона на пористых структурах, спеченных из волокон меди, нержавеющей стали и никеля, описывается зависимостью:

$$\frac{\alpha}{\langle\alpha_v\rangle l_*^{\Gamma}} = \begin{cases} (\delta/l_*^{\Gamma})^{0,60} & \text{при } \delta/l_*^{\Gamma} < 0{,}8, \\ 0{,}65\left(\delta/l_*^{\Gamma}\right)^{-1,5} & \text{при } 3 > \delta/l_*^{\Gamma} \ge 0{,}8. \end{cases}$$

Остается открытым вопрос определения теплоотдачи при использовании нового теплоносителя. В таком случае применяют методы теории подобия. Можно допустить, что для какой-либо жидкости, например воды, известна кривая кипения на пористом покрытии $\alpha_1 = f_1(q_1)$. Кривая кипения для нового теплоносителя $\alpha_2 = f_2(q_2)$ строится с помощью соотношения:

$$\alpha_2 = \frac{\left(\sqrt{\alpha_ф\lambda_{ж}}\right)_2}{\left(\sqrt{\alpha_ф\lambda_{ж}}\right)_1} f_1\left[q_2\left(\frac{\nu_n}{\sigma r}\right)_2 \Big/ \left(\frac{\nu_n}{\sigma r}\right)_1\right], \qquad (2.95)$$

т. е. по заданному значению q_2 определяется значение $q_1 = q_2\left(\frac{\nu_n}{\sigma r}\right)_2 / \left(\frac{\nu_n}{\sigma r}\right)_1$, и по нему, с помощью имеющейся кривой кипения, выбирается $\alpha_1 = f_1(q_1)$.

Таким образом, $\alpha_2 = \alpha_1\left(\sqrt{\alpha_\phi \lambda_{ж}}\right)_2 / \left(\sqrt{\alpha_\phi \lambda_{ж}}\right)_1$.

Критические тепловые потоки. Расчет критической плотности теплового потока проводится по соотношению:

$$q_{кр1} = min\left[rП\left(\frac{2\sigma\rho_{ж}\rho_n}{\pi(\rho_n + \rho_{ж})R_{пр}}\right)^{1/2}(1 - \varphi(R_\delta)) \right.$$

$$\left. П^2 \Delta T_{кр}\left(\frac{\sqrt{\alpha_\phi \lambda_{ж}}\pi\ \lambda_{ск}}{4\langle R\rangle^{3/2}}\right)^{1/2}\right]. \qquad (2.96)$$

Значение $\Delta T_{кр}$ берется по данным для кризиса кипения на гладкой поверхности [112].

ГЛАВА 3

КИПЕНИЕ НА НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ (ОРЕБРЕННЫХ) ПОВЕРХНОСТЯХ

Известно, что процесс кипения характеризуется зависимостью коэффициента теплоотдачи α от температурного напора ϑ, определяемого разностью температуры теплоотдающей поверхности и температуры насыщения кипящей жидкости. В зависимости от ϑ на кривой кипения различают зоны, соответствующие режиму свободной конвекции ($\vartheta \le \vartheta_{нк}$), развитому пузырьковому режиму ($\vartheta_{нк} < \vartheta \le \vartheta_{кр1}$), переходному ($\vartheta_{кр1} < \vartheta < \vartheta_{кр2}$) и пленочному ($\vartheta > \vartheta_{кр2}$). Зоны разделены температурными напорами: начала кипения – $\vartheta_{нк}$, первым критическим – $\vartheta_{кр1}$ и вторым критическим – $\vartheta_{кр2}$. При независимом задании на теплоотдающей поверхности теплового потока с изотермической поверхности могут быть отведены тепловые потоки плотностью, не превышающей плотность первого критического.

При кипении жидкостей на ребристых поверхностях в ребрах, вследствие термического сопротивления теплопроводности, возникают градиенты температуры, величина которых зависит от геометрических размеров ребра, коэффициента теплопроводности материала ребра, теплофизических свойств жидкости и условий охлаждения. Вследствие падения температуры от основания к вершине ребра местные температурные напоры по высоте ребра могут соответствовать различным режимам кипения.

Таким образом, применение ребер при отводе теплоты кипящей на них жидкостью приводит к тому, что даже при температурах в основании, соответствующих пленочному режиму кипения, за счет передачи ребром теплоты теплопроводностью и, как следствие, падения температурного напора по высоте ребра, на поверхности ребра существует развитый пузырьковый и переходный режимы кипения. Поэтому можно говорить о том, что на ребре существует зона интенсивной теплоотдачи и суммарный тепловой поток, отводимый ребром и основной поверхностью, сохраняется высоким. В сочетании с эффектом развития поверхности теплообмена через основание ребра могут быть переданы тепловые потоки плотностью в несколько раз превышающие $q_{кр1}$ при умеренных температурных напорах. В связи с этим, применение оребренных поверхностей для отвода тепловых потоков высокой плотности в кипящую жидкость представляет значительный интерес.

3.1. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении на неизотермической поверхности

Экспериментальному исследованию суммарного теплообмена при кипении воды и фреона-113 на отдельных ребрах и в системах ребер посвящены работы [204–209, 238–242, 246, 261].

В качестве примера развития поверхности теплообмена в работе [261] было предложено ребро «репообразной» формы. Шип имел профиль, который оказывается оправданным, что отчетливо выяснилось при исследовании распределения плотности теплового потока по его поверхности. При конструировании ребра желательно свести к минимуму площадь поверхности, занятую малоинтенсивными режимами теплоотдачи при свободной конвекции и пленочном кипении с тем, чтобы на области пузырькового и переходного режимов кипения приходилась максимальная доля теплоотдающей поверхности. Зона, занятая пленочным режимом кипения, сводится к минимуму путем применения шипа с очень малым поперечным сечением в основании. Тем самым, перепад температур в металле, необходимый для передачи тепла по ребру через зону пленочного кипения, срабатывается на очень коротком участке. В области пузырькового режима кипения, где начинается рост коэффициента теплоотдачи, диаметр шипа резко увеличивается. Рост диаметра снижает градиент температур в шипе на этом участке и, тем самым, высокоэффективные области пузырькового и переходного режимов кипения распространяются на поверхности значительно большей площади. Но как только коэффициент теплоотдачи при меньших температурных напорах начинает падать, поперечное сечение шипа вновь уменьшается, сходясь у вершины к острию. Однако такое ребро технологически сложно в изготовлении, обладает низкими прочностными характеристиками, из таких ребер чрезвычайно сложно набрать необходимую поверхность теплообмена, и такие ребристые поверхности будут сложны в эксплуатации.

На ребра могут наноситься малотеплопроводные материалы. С помощью таких покрытий по всей поверхности ребра поддерживаются температуры, соответствующие околокритическим областям пузырькового и переходного режимов кипения. Если снижение внешнего термического сопротивления за счет более интенсивной теплоотдачи превышает рост термического сопротивления, образованного покрытием, способ оказывается удачным.

Некоторыми авторами отмечается, что изготовление ребер «пикообразной» формы сопряжено с большими технологическими трудностями и большой стоимостью. Такое ребро трудно приваривать к основной поверхности, а наличие очень тонкой шейки в основании может ослабить ребро. Было предложено три формы ребер, которые сочетали в себе принцип выделения большей части поверхности под пузырьковое кипение с относительной технической простотой в изготовлении и конструктивной прочностью. Одна из них представляла собой крестовидное продольное ребро,

образованное двумя ребрами, укрепленными на базовом ребре, которое, в свою очередь, соединялось с основной теплоотдающей поверхностью. Второй тип оребрения был выполнен в виде колец, прикрепленных к группе продольных ребер, выступающих из цилиндра. Если смотреть вдоль цилиндра, то кольцо имеет вид наружной оболочки, образующей оребренный кольцевой канал между ней и цилиндром. Третий тип ребер имел вид дисков, прикрепленных к цилиндрическим шипам. Для каждого типа ребер автор провел решение соответствующих дифференциальных уравнений с помощью ЭВМ. Было показано, что зона максимальной интенсивности теплоотдачи смещается вдоль ребра в зависимости от температуры в основании.

Кэш, Клайн и Вэствотер [261] показали, что замена оптимального ребра пикообразной формы двумя сложенными конусами, прикрепленными к основной поверхности через узкую цилиндрическую шейку, оказывается вполне приемлемой. Двухконусная конструкция обеспечила больший отвод тепла с единицы объема по сравнению с цилиндрическим шипом. Однако такой конструкции ребер были присущи те же недостатки, что и шипам «репообразной» формы.

Авторы работы [156] предложили модель определения длины зоны пузырькового кипения на продольном ребре прямоугольного профиля и величины теплового потока в основании ребра. Были получены соответствующие расчетные формулы в зависимости от отношения коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении к коэффициенту теплоотдачи при конвекции, а также от характеристик ребра. В работе предложено рассматривать ребро как совокупность нескольких участков, для каждого из которых характерен свой коэффициент теплоотдачи, а тепловой поток, выходящий из одного участка, равен тепловому потоку, поступающему в смежный с ним участок.

В работе [156] приведены результаты численного решения одномерного нелинейного уравнения стационарной теплопроводности для цилиндрического медного шипа (δ = 6,35 мм, h = 6,35–38 мм) при существовании всех режимов кипения фреона-113. Отличительной чертой является использование в качестве местной зависимости $\alpha(\vartheta)$ кривой кипения жидкости на изотермической поверхности, аппроксимированной простыми степенными функциями, допускающими интегрирование уравнения теплопроводности для ребра в замкнутой форме. Предложенная упрощенная методика расчета ребер основана на гипотезе о постоянстве местной плотности теплового потока. В некоторых работах определялись двумерные температурные поля в ребрах при сосуществовании различных режимов кипения аналоговыми методами (электролитическая ванна).

В работе [245] было исследовано влияние на теплоотдачу шага системы горизонтальных цилиндрических шипов к воде и фреону-113 при атмосферном давлении. В одном горизонтальном ряду устанавливалось до пяти параллельных шипов, а в одном вертикальном – до трех. Были испытаны также системы с числом ребер до десяти (три горизонтальных ряда

по три и четыре ребра). Авторы пришли к выводам, большинство из которых носят тривиальный, декларативный научно не обоснованный характер, а полученные результаты экспериментальных исследований не объясняют и не дается их обоснование.

Авторы работы [245] применили метод Рунге-Кутта четвертого порядка к решению уравнений теплового баланса для радиальных ребер прямоугольного профиля. При этом теплопроводность материала ребер и коэффициент теплоотдачи между ребром и кипящей жидкостью считались зависящими от температуры. В основании ребра задавался тепловой поток, и в результате итераций находился температурный напор в основании, при котором у торца ребра существовал пузырьковый режим кипения. После определения температурного напора в основании одиночного ребра находился суммарный тепловой поток, отводимый оребренной трубой. Его рассчитывали умножением теплового потока, отводимого ребром, на число ребер и прибавлением вклада поверхности трубы, свободной от ребер. Таким образом, строилась кривая кипения для оребренной трубы в целом.

Шесть оребренных труб исследовались экспериментально с тем, чтобы проверить результаты численных расчетов и проверить влияние малых зазоров между ребрами на отводимый тепловой поток. Получено хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными. Так при работе трубы с радиальными ребрами, отводящей 37,5 Вт/мм длины трубы, погруженной во фреон-113, температурный напор в основании ребра равнялся 67 °С. На трубе могли устойчиво существовать все три режима кипения. Хотя из-за сильной генерации пара трудно было разглядеть стенку трубы, на ней происходило пленочное кипение, тогда как на поверхности ребер существовали переходный и пузырьковый режимы кипения. Интенсивное пузырьковое кипение наблюдалось почти до самых вершин ребер. Бондурант и Вэствотер отмечали, что при отсутствии ребер при том же температурном напоре на поверхности трубы пузырьковый режим кипения существовать не может и суммарный тепловой поток снижается в 46 раз.

При работе этой же трубы с нагрузкой 8,5 Вт/мм длины трубы во фреоне-113 при температурном напоре в основании 115 °С, на всей поверхности трубы имеет место пленочное кипение, область пузырькового кипения вытеснена с поверхности ребер слишком высоким температурным напором в основании. В результате, тепловой поток, отводимый трубой, существенно уменьшился. При работе трубы в режиме пузырькового кипения во фреоне-113 при тепловом потоке 8,1 Вт/мм длины трубы температурный напор в основании ребра составлял 12,8 °С. В результате проведенных исследований было сделано заключение о том, что ребра можно сближать настолько, чтобы зазор между ними составлял примерно 1,6 мм. При зазоре 0,8 мм тепловой поток, отводимый оребренной трубой, снижается на 10 %, при этом изменяется также режим течения пара. Межреберный зазор в 0,8 мм лежит в пределах диапазона отрывных диаметров пузырей при пузырьковом кипении.

В работе [206] рассматривалась задача определения оптимальных параметров оребрения цилиндрической оболочки с вертикальными прямоугольными ребрами. Методика расчета основана на определении оптимальных значений толщины ребер и расстояний между ними с использованием зависимостей по теплообмену и критическим тепловым потокам при кипении фреона-11 в межреберных каналах. Для оребренной поверхности получено выражение для оптимальной толщины ребра δ_p при заданном расстоянии между ребрами δ.

Получено, что в диапазоне давления насыщения фреона-11 от 1 до 4,6 бар оптимальное значение межреберного расстояния составило 0,9–1,4 мм.

Рассмотрим более подробно некоторые экспериментальные работы, посвященные исследованию процесса кипения различных жидкостей на ребрах.

Как было ранее отмечено, пузырьковый режим кипения отличается высокими коэффициентами теплоотдачи.

В различных областях техники процессы теплообмена при кипении жидкостей могут протекать с различной интенсивностью и могут существенно отличаться своими режимными параметрами. Для повышения компактности и эффективности работы испарителей холодильных машин и криогенных установок необходимо повышать их коэффициенты теплоотдачи при пузырьковом кипении с малыми значениями температурных напоров. Повышение эффективности охлаждения электронных приборов возможно в случае повышения коэффициентов теплоотдачи во всей области существования пузырькового режима кипения. Для систем охлаждения двигателей необходимо повышение критических тепловых потоков, а величина коэффициента теплоотдачи часто не имеет первостепенного значения [201].

Снижение металлоемкости и повышение надежности поверхностей нагрева энергетического оборудования, термостатирование различных элементов энерготехнологических установок, воспринимающих большие тепловые потоки и имеющих жесткие ограничения по термическим деформациям, охлаждение элементов микроэлектронной техники и так далее – требует разработки новых и совершенствование существующих методов интенсификации теплообмена, обеспечивающих как высокие коэффициенты теплоотдачи, так и отвод тепловых потоков большой мощности. Необходимо также отметить, что в различных энергетических и технологических аппаратах различаются требования к системам охлаждения по условиям надежности, эксплуатации, геометрическим характеристикам, стоимости, технологичности. Поэтому для интенсификации теплообмена применяют довольно широкий ряд тех или иных технических решений.

Увеличение коэффициентов теплоотдачи достигается путем создания на поверхности теплообмена центров парообразования с высокой плотностью или путем нанесения пористых покрытий, внутри пористой структуры которых происходит испарение с поверхности менисков [202]. Переда-

ча больших тепловых нагрузок и, как следствие, увеличение критических тепловых потоков достигается путем развития поверхности теплообмена за счет оребрения. Кроме того, увеличение коэффициентов теплоотдачи при пузырьковом кипении может быть достигнуто оребрением за счет устройства на теплоотдающей поверхности микроребер [201]. Для выявления различных факторов, влияющих на интенсивность теплообмена и передачу тепловых потоков большой мощности необходимо более детально рассмотреть экспериментальные работы, проведенные различными авторами при кипении различных рабочих тел.

Использование пластинчато-ребристых поверхностей в аппаратах холодильных машин, компактность которых в настоящее время достигает 780–1400 $м^2/м^3$ рассматривается в [200]. Исследовался процесс теплообмена при кипении фреонов-12 и 22 на пластинчато-ребристых поверхностях пяти типов (четыре типа – с прерывистыми ребрами и один – с гладкими ребрами), характеристики которых приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1

Характеристики исследованных образцов

Номер образца	Высота гофро-элемента h, мм	Длина гофро-элемента l, мм	Ширина гофро-элемента b, мм	Толщина пластины δ, мм	Гидравлич. диаметр d, мм	Компактность $м^2/м^3$
1	6	10	2,6	0,25	3,1	1170
2	6	1,5	4,6	0,25	4,6	781
3	6	-	4,6	0,25	4,6	791
4	4	1	2,6	0,25	2,5	1387
5	6	1,5	2,6	0,25	3,1	1084

Образцы были изготовлены из алюминия. Образованные гофрами ребер каналы, в которых кипел хладагент, во всех образцах были расположены вертикально, а хладагент поступал снизу. Плотность теплового потока составляла 1–10 $кВт/м^2$ при температурах насыщения +10… –10 °С.

Коэффициент теплоотдачи представлялся в виде произведения отдельных функций, определяющих зависимость теплоотдачи от комплекса теплофизических свойств жидкости, режимных параметров и конструктивных особенностей поверхности теплообмена. По мнению авторов [200], наиболее приемлемым методом обобщения экспериментальных данных при кипении фреонов является метод термодинамического подобия.

В общем виде коэффициент теплоотдачи при кипении на пластинчато-ребристых поверхностях был представлен зависимостью:

$$\alpha = Cq^n M^{m_1} p_{кр}^{m_2} T_{кр}^{m_3} f(\pi) f_1(d_г, l).$$

Как показали эксперименты, величина коэффициента теплоотдачи во многом зависит от геометрических параметров поверхности, в частности, от гидравлического диаметра каналов и длины просечек ребер. С уменьшением этих параметров коэффициент теплоотдачи возрастает. Наиболее эффективны были образцы, у которых малый гидравлический диаметр сочетается с малой длиной просечки. Интенсификация процесса теплообмена связана с тем, что пузырьки пара, образующиеся на нижних просечках, турбулизируют слой жидкости и малая протяженность просечек препятствует образованию устойчивого пограничного слоя, приводя к его уменьшению, что также способствует увеличению коэффициента теплоотдачи.

В кожухотрубных аппаратах фреоновых холодильных установок широко применяются трубки с низкими ребрами. Поскольку на их изготовление идут обычно дорогостоящие материалы (медь, мельхиор), возникает необходимость создания наиболее оптимальной, с точки зрения теплообмена, весовых и габаритных показателей ребристой трубчатой поверхности [46].

В работе [46] приводятся результаты экспериментальных данных по кипению чистого фреона-12 на горизонтальных гладкой и трех ребристых трубках с различной геометрией оребрения, а также смеси фреона-12 с маслом ХФ-12 на одной ребристой трубке.

Геометрические параметры экспериментальных трубок представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2

Параметры исследованных образцов

Номер трубки	Тип трубки	d_0, мм	$d_{вн}$, мм	$D_н$, мм	$S_р$, мм	α	δ_0, мм	$\delta_г$, мм	$\delta_{ср}$, мм	$F_н$, м²/1 пог. м	$F_{вн}$, м²/1 пог. м	$\frac{F_н}{F_{вн}}$	$\frac{G}{F_н}$, кг/м²	l, м
1	Гладкая	–	12	16	–	–	–	–	–	0,0503	0,0377	1,34	15,6	0,4
2	Накатная	16,5	13,2	21	2	35	1,5	0,3	0,9	0,145	0,0415	3,5	9,5	0,4
3	То же	13,7	11,9	16,7	1,24	20	0,8	0,2	0,5	0,153	0,0374	4,1	3,08	0,388
4	С прямыми круглыми ребрами	17,55	12	24,475	1,413	–	0,85	0,85	0,85	0,39	0,0377	10,35	7,65	0,4

Здесь d_0 – основной диаметр трубок, $D_н$ – наружный диаметр ребра, $d_{вн}$ – внутренний диаметр трубок, $S_р$ – шаг ребра, α – угол ребра, δ_0 – толщина ребра у его основания, $\delta_т$ – толщина торца ребра, $\delta_{ср}$ – средняя толщина ребра, $F_н$ – полная наружная поверхность трубок, $F_{вн}$ – внутренняя поверхность трубок, G – вес 1 пог. м трубок, l – длина экспериментального участка.

Плотность теплового потока составляла $q = 500–20000$ Вт/м^2 (для гладкой трубки $q = 500–40000$) при температурах кипения $t_0 = -30... + 20$ °С.

Мощность электронагревателя в [46] относили к полной наружной поверхности оребренного рабочего участка.

Чтобы исключить влияние гистерезиса, нагрузку на экспериментальную трубку изменяли от максимальной до минимальной.

Результаты опытов по кипению чистого фреона-12 на всех экспериментальных трубках представлены на рис. 3.1–3.3, а на рис. 3.2б – опытные данные по кипению смеси фреона-12 и масла ХФ-12 с содержанием масла в смеси 8 % по весу.

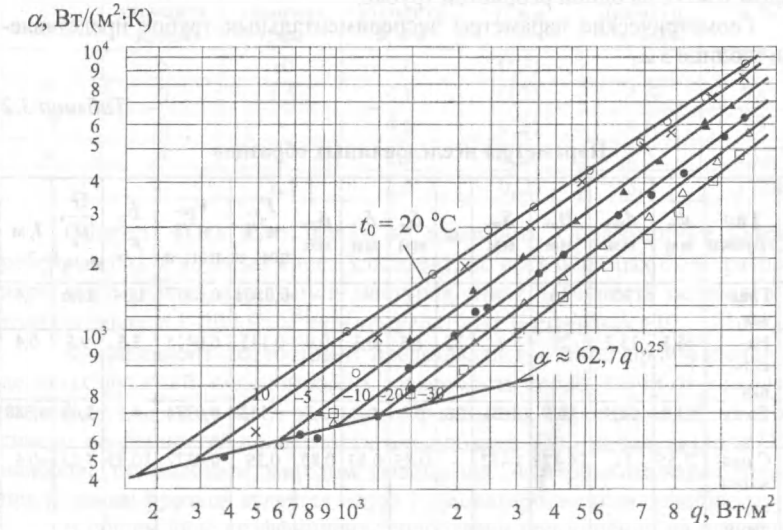
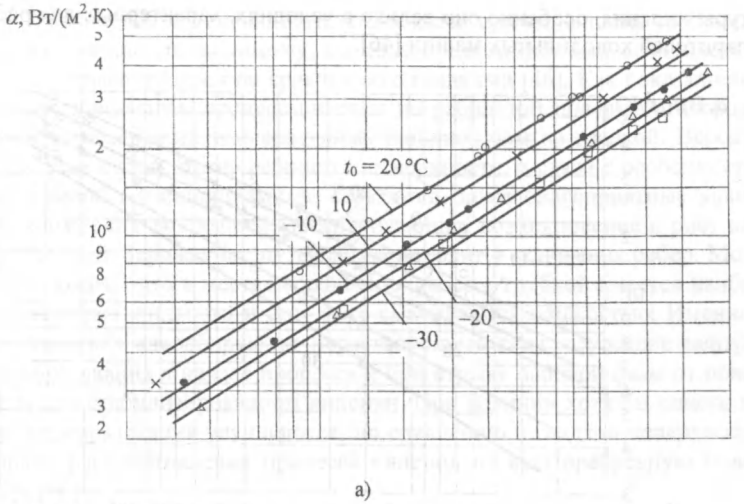
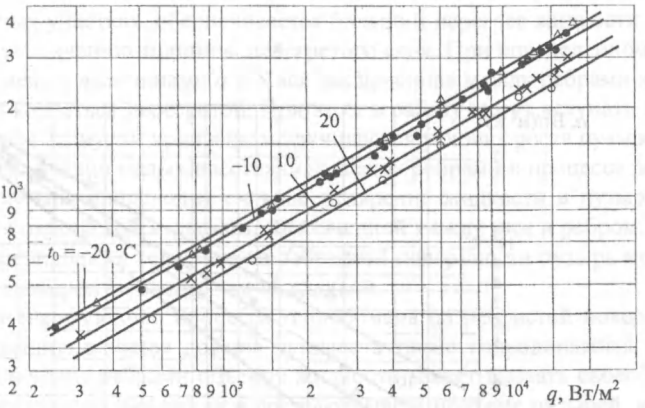


Рис. 3.1. Зависимость $\alpha = f(q)$ при кипении фреона-12 на гладкой трубке № 1 [46]



а)

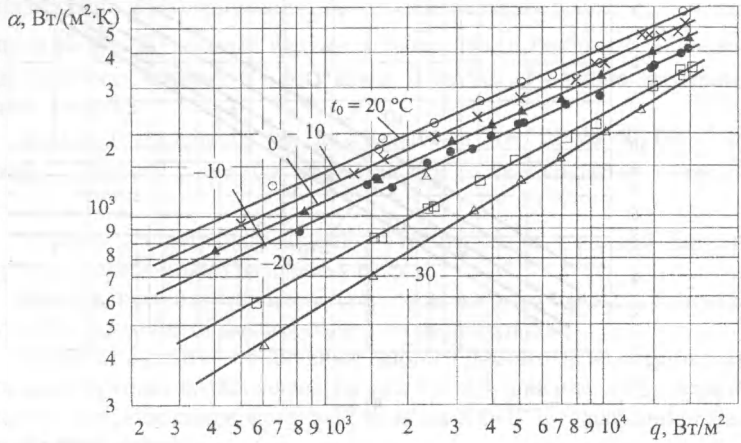


б)

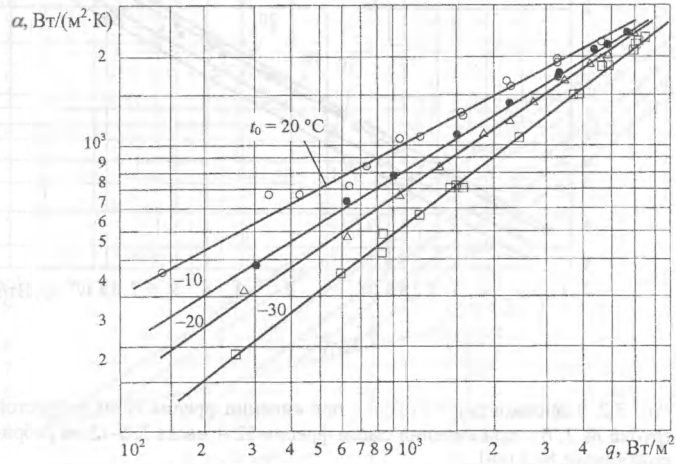
Рис. 3.2. Зависимость $a = f(q)$: а – при кипении фреона-12 на ребристой трубке № 2; б – при кипении смеси фреона-12 и масла ХФ-12 на ребристой трубке № 2 [46]

Как показывают графики, коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона-12 на ребристой поверхности $\alpha_р$ значительно выше, чем на гладкой $\alpha_{гл}$, что видно также из таблицы 3.2. Отношение $\alpha_р / \alpha_{гл}$ для исследованных трубок возрастает с уменьшением теплового потока и понижением темпе-

ратуры кипения, особенно оно велико в условиях, характерных для работы испарителей холодильных машин [46].



а)



б)

Рис. 3.3. Зависимость $\alpha = f(q)$ при кипении фреона-12 на ребристых трубках № 3 (а) и № 4 (б) [46]

Увеличение интенсивности теплоотдачи при кипении на оребренных трубках связано, по-видимому, со своеобразием условий возникновения роста и отрыва пузырей по сравнению с гладкими [46]. Как показали визуальные наблюдения, процесс кипения на ребристой поверхности продолжается при меньших температурных напорах, чем на гладкой. Вероятно, это связано с тем, что на ребристой поверхности, в связи с особенностями теплообмена и гидродинамики, создаются более благоприятные условия для зарождения зародышей, обеспечивающих возникновение и рост паровых пузырей. Зарождение пузырей происходит у основания ребер. Можно предположить, что в местах соединения ребер с трубкой имеется наибольший перегрев жидкости и они хуже смачиваются жидкостью. Именно на этих участках адсорбируются нерастворенные газы, служащие центрами парообразования в начале процесса и при отрыве паровой фазы от поверхности при стабилизированном кипении. При наличии хотя бы одного центра парообразования улучшаются, по сравнению с гладкой поверхностью, условия распространения процесса кипения на всю оребренную поверхность [46].

Кроме того, вследствие небольшого объема жидкости, заключенной в межреберных участках, обеспечивается больший перегрев жидкости, что приводит к увеличению толщины перегретого слоя. При определенном соотношении между величинами q и S вся заключенная между ребрами жидкость может оказаться перегретой. При этом в работу могут вступать центры с большим радиусом кривизны и улучшаются условия роста пузырей.

При достаточно малых расстояниях между ребрами в процессе роста и подъема пузыря происходит сильное испарение жидкости в пузырь из тонкого слоя перегретой жидкости, заключенной между ним и ребром. Все эти явления приводят к тому, что на ребристой поверхности пузырь может вырасти до размеров больших, чем на гладкой.

На интенсификацию процесса теплообмена на ребристой поверхности существенное влияние должна оказывать также гидродинамика процесса. Ограничение ребрами объемов жидкости может вызвать своеобразные турбулентные пульсации при росте, отрыве и подъеме пузырей, которые, в свою очередь, могут влиять на условия зарождения и роста пузырей и усиливать интенсивность теплообмена [46]. Турбулизирующее воздействие должно сказываться более сильно с понижением температуры кипения вследствие увеличения вязкости жидкости. Влияние турбулизации и перегрева жидкости должно усиливаться при уменьшении расстояния между ребрами.

На основании высказанных соображений и опытных данных можно предположить [46], что низкоребристые трубы для испарителей холодильных машин, работающих на фреоне-12 в диапазоне $t_0 = 0 \ldots -30$ °С, целесо-

образно делать с расстоянием между ребрами 0,3–0,5 мм, которое соизмеримо с величинами отрывных диаметров пузырей в этих условиях.

Однако как показывают экспериментальные данные, с ростом тепловой нагрузки ухудшается удаление паровых пузырей из межреберных участков, что, в свою очередь, должно уменьшить коэффициент теплоотдачи. Это подтверждается опытными данными для трубки № 4.

Как видно из таблицы 3.3, трубка № 4, имеющая наименьшее расстояние между ребрами, наиболее эффективна по сравнению с трубками № 2 и 3 при низких температурах кипения. Ее преимущества уменьшаются с повышением температуры кипения. Это явление говорит о том, что для данной трубки влияние «запаривания» поверхности теплообмена оказывается более значительным. На возможность «запаривания» указывает и тот факт, что для трубки № 4 коэффициенты теплоотдачи становятся соизмеримыми между собой для разных температур кипения и с величинами коэффициентов для гладкой трубы при нагрузках значительно более низких, чем у трубок № 2 и 3 [46].

Таблица 3.3

Номер трубки	Отношение $\frac{\alpha_p}{\alpha_{гл}}$ для различных температур кипения t_0, °С				
	–30	–20	–10	10	20
	при q = 30000 Вт/м^2				
2	1,78	1,555	1,48	1,05	1,095
3	1,78	1,82	–	1,59	1,57
4	2,36	2,245	2,08	–	1,19
	при q = 60000 Вт/м^2				
2	1,58	1,4	1,34	0,98	1,04
3	1,6	1,58	–	1,32	1,365
4	2,4	2,12	1,865	–	1,08

В общем случае, при кипении на ребристых поверхностях теплообмен зависит от взаимного влияния обоих этих факторов (с одной стороны – улучшение теплообмена, с другой – возможное «запаривание» поверхности), которые во многом определяются расстоянием между ребрами и высотой ребра [46]. Толщина ребра существенного влияния на теплообмен не должна оказывать, поскольку трубки изготовляют из меди, обладающей высокой теплопроводностью, и эффективность ребер близка к единице. Поэтому толщину ребра следует, вероятно, выбирать наименьшей по технологическим условиям производства, учитывая, однако, что ее уменьшение окажет существенное влияние на развитие поверхности [46].

Исследованные трубки имели разнотипную геометрию оребрения. Трубки № 2 и 3 были накатаны, а трубка № 4 нарезана на токарно-винторезном станке. Шероховатость поверхности была измерена только для гладкой трубки и составила R_z = 3,4 мкм. Поскольку возможно быстрое распространение процесса кипения по всей поверхности ребристой трубки при наличии минимального числа действующих центров в момент возникновения кипения, можно предположить, что влияние шероховатости в этом случае, будет сказываться только при очень малых нагрузках и в меньшей степени, чем для гладких трубок [46].

Опытные данные по кипению фреона-12 хорошо аппроксимируются зависимостями типа $\alpha = Aq^n$ в области развитого кипения. Значения n и A для разных температур кипения приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.4

Значения n и A при различных температурах кипения

Номер трубки	Значения величин n (в числителе) и A (в знаменателе) для различных температур кипения t_0, °С						
	–30	**–20**	**–10**	**–5**	**0**	**10**	**20**
1	0,77 / 1,145	0,76 / 1,54	0,74 / 2,11	0,73 / 2,96	–	0,69 / 5,4	0,67 / 7,23
2	0,6 / 7,85	0,6 / 8,61	0,6 / 99,73	–	–	0,6 / 11,57	0,6 / 13,64
3	0,62 / 6,7	0,54 / 16,2	0,46 / 21,4	–	0,46 / 48	0,46 / 53,2	0,46 / 61,4
4	0,77 / 2,72	0,68 / 6,54	0,62 / 11,47	–	–	–	0,53 / 26,7

Как показали опытные данные, при кипении маслофреоновой смеси наблюдается обратная зависимость коэффициентов теплоотдачи от давления. Аналогичная картина для кипения на медной горизонтальной пластине была отмечена и ранее. Вероятно, это явление можно объяснить тем, что при таких концентрациях масла улучшение теплоотдачи за счет вспенивания маслофреоновой смеси при низких температурах кипения t_0 оказывается более существенно, чем факторы, ухудшающие теплоотдачу с понижением t_0 [46].

Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона-12 на медной трубке больше, чем на гладкой. Степень повышения α зависит от геометрии оребрения и уменьшается с увеличением t_0 и q.

Влияние давления и теплового потока на коэффициенты теплоотдачи для оребренной трубки меньше, чем для гладкой.

Уменьшение расстояния между ребрами интенсифицирует процесс теплообмена в области малых и средних нагрузок. С повышением нагрузок усиливается влияние «запаривания» поверхности, что приводит к ухудшению теплообмена.

Из исследованных ребристых трубок наиболее эффективны по весовым, габаритным и теплотехническим показателям трубки № 3 и 4.

Исследованию теплообмена при кипении воды и фреона-113 на поверхности единичного ребра постоянного поперечного сечения посвящены аналитические и экспериментальные работы. В [204] приводится решение уравнения теплопроводности для ребра в предположении, что:

1. Поле температур в ребре одномерно.
2. Внутренние источники тепловыделений отсутствуют.
3. Коэффициент теплопроводности материала ребра постоянный.
4. Локальные коэффициенты теплоотдачи поверхности ребра равны коэффициентам теплоотдачи для изотермической поверхности при соответствующих температурных напорах.

В [262] приведено численное решение, а в [205] изотермическая кривая кипения воды и фреона-113 аппроксимирована степенными зависимостями и описан метод расчета ребер.

Исследованию теплообмена при кипении жидкостей на системе ребер посвящено значительно меньшее число (в основном экспериментальных) работ. По мнению авторов [204], при анализе ребристых элементов задача значительно усложняется: необходимо учитывать взаимное влияние ребер, возрастающее по мере уменьшения зазора между ними, тип ребра, профиль ребра и геометрические характеристики ребра.

В [204] представлены результаты исследования процесса кипения воды и фреона-113 на цилиндрических оребренных элементах с диаметром несущей поверхности 30 мм, длиной 59 и 52 мм с 8 и 16 продольными ребрами высотой 20 мм и толщиной δ_p = 4 мм. Межреберное расстояние составляло 8 и 2 мм; толщина несущей стенки – 5 мм.

Полученные результаты обрабатывались в виде зависимости плотности теплового потока q через наружную поверхность цилиндрической оболочки от разности температур θ_0 в основании ребра и насыщения жидкости. Температура в основании ребра определялась интерполяцией по значениям температур в стенке и по высоте ребра.

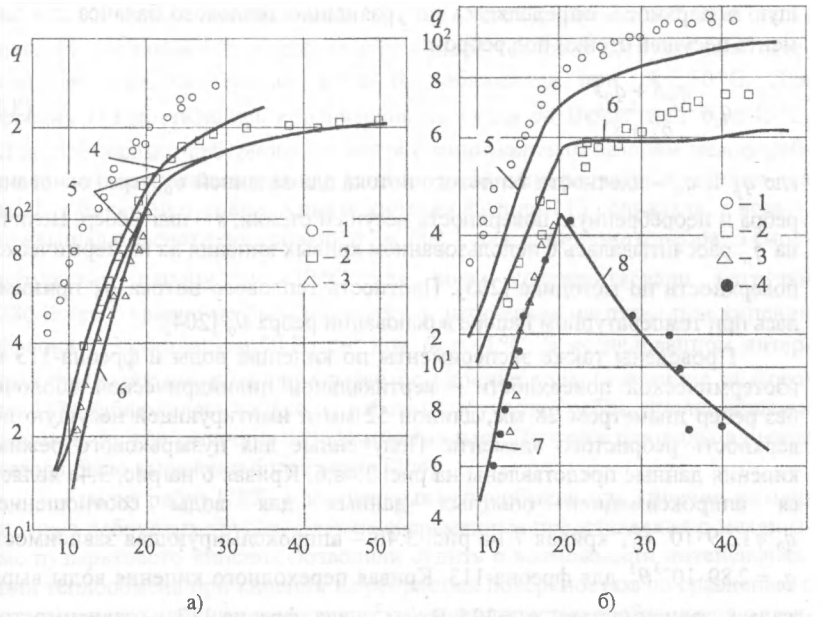


Рис. 3.4. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора в основании ребра для воды: а – (опытные данные: 1 – n = 16; 2–8; 3–0; расчетные: 4 – по (3.1), n = 16; 5 – по (3.1), n = 8; 6 – по точкам 3) и фреона-113; б – (опытные данные: 1 – n = 16; 2–8; 3–0; n = 0; расчетные: 5 – по (3.1), n = 16; 6 – по (3.1), n = 8; 7 – по точкам 3, 4; 8 – по точкам 4, q, Вт/см^2; θ_0, °С [204]

На рис. 3.4 представлены зависимости $q = f(\theta_0)$ для воды и фреона-113.

Температурное поле в ребре и несущей стенке является двумерным, и коэффициент теплоотдачи – есть нелинейная функция локального температурного напора. Суммарный тепловой поток, рассеиваемый в кипящую жидкость высокотеплопроводными ребрами, может быть с достаточной точностью рассчитан по одномерной модели. Результаты [205] показывают, что расчет по одномерной модели удовлетворительно согласуется с опытными данными.

В данной работе полагалось, что температура ребра изменяется только по высоте ребра, а температура несущей стенки постоянна (поверхность изотермическая). В этом случае, плотность теплового потока через несу-

щую поверхность определялась по уравнению теплового баланса для элемента несущей стенки под ребром:

$$q = \frac{q_p \delta + q_0 s}{\delta_p + s}, \qquad (3.1)$$

где q_p и q_0 – плотности теплового потока для заданной θ_0 через основание ребра и неоребренную поверхность несущей стенки, s – шаг ребер. Величина q_p рассчитывалась с использованием кривых кипения на изотермической поверхности по методике [205]. Плотность теплового потока q_0 принималась при температурном напоре в основании ребра θ_0 [204].

Проведены также эксперименты по кипению воды и фреона-113 на изотермической поверхности – вертикальной цилиндрической оболочке без ребер диаметром 28 мм, длиной 52 мм и имитирующей несущую поверхность ребристого элемента. Полученные для пузырькового режима кипения данные представлены на рис. 3.4а,б. Кривая 6 на рис. 3.4а является аппроксимацией опытных данных для воды соотношением $q_0 = 12{,}9 \cdot 10^{-3} \theta_0^3$, кривая 7 на рис. 3.4б – аппроксимирующая зависимость $q_0 = 2{,}89 \cdot 10^{-3} \theta_0^3$ для фреона-113. Кривая переходного кипения воды выражалась зависимостью $q_0 = 125$ Вт/см^2, для фреона-113 – зависимостью $q_0 = 9{,}2 \cdot 10^3 \theta_0^{-2}$ (кривая 8 рис. 3.4б). Эти соотношения использовались для расчета q.

Для оценки степени влияния неизотермичности несущей стенки выполнен тепловой расчет оребренной оболочки по одномерной модели, в которой учитывалось изменение температуры ребра только по высоте ребра и несущей стенки – по оси, направленной вдоль нее.

Проведенный анализ показал, что расчет исследованных элементов по уравнению (3.1) приводит к занижению величины q (по сравнению со вторым вариантом расчета) не более чем на 5 % для фреона-113 и 8 % для воды. На рис. 3.4 сопоставлены экспериментальные данные с результатами расчета по уравнению (3.1). На рис. 3.4а – это расчетные кривые 4 и 5, на рис. 3.4б – 5 и 6, соответствующие экспериментальным точкам 1 и 2.

Экспериментальные данные для восьмиреберного элемента с минимальным зазором между ребрами $s \cong 8$ мм, охлаждаемого как водой, так и фреоном-113, находятся в хорошем соответствии с результатами расчета по уравнению (3.1); в области развитого кипения расхождение не превышает 30 %. В докритической для изотермической поверхности области ($\theta_0 < 20$ °С) величина плотности теплового потока q через несущую поверхность незначительно превышает q_0. При температурном напоре

$\theta_0 = 30\,°C$ кривая кипения воды приближается к 200 Вт/см^2. При дальнейшем увеличении температурного напора тепловая нагрузка практически не меняется. Кризис кипения наблюдался при $\theta_0 \cong 50\,°C$. Для фреона-113 достигались критические нагрузки 54 Вт/см^2 при $\theta_0 \cong 45\,°C$. Для шестнадцатиреберного элемента с минимальным зазором между ребрами 2 мм экспериментальные данные превышали расчетные, причем для воды в большей степени. Кривая кипения фреона-113 совпадала, а воды – превышала расчетную кривую $q_p = f(\theta_0)$ для единичного ребра. Температурному напору $\theta_0 = 30\,°C$ для воды соответствовали нагрузки 280 Вт/см^2; кризис не был достигнут. Критическая нагрузка при кипении фреона-113 составляла 90 Вт/см^2 при $\theta_0 \cong 41\,°C$. В исследованном интервале температурных напоров развитое кипение воды (в отличие от фреона-113) наблюдалось только на небольшом участке ребра, прилегающем к основанию, где величина зазора минимальна. Поэтому для воды влияние зазора было выражено более резко [204].

Анализ работ [207], посвященных теплообмену при кипении на одиночных ребристых трубах, а также современные представления о механизме пузырькового кипения позволили судить о возможности интенсификации теплообмена при кипении на ребристых поверхностях, по сравнению с гладкими, и о влиянии геометрических характеристик оребрения на интенсивность теплообмена. Вместе с тем, полученные в этих работах результаты имеют частный характер и в некоторой части противоречивы. Принимая во внимание это обстоятельство, а также то, что в испарителях холодильных машин осуществляется процесс кипения как чистых агентов, так и фреоно-масляных смесей, в [207] было осуществлено исследование теплообмена при кипении чистых фреонов-12, фреонов-22, фреонов-502 и смесей фреонов-12 с маслом ХФ-12, фреона-22 с маслом ХФ-22. Опыты проводились на двух гладких и девяти ребристых медных трубах с различными параметрами оребрения для выявления их влияния на интенсивность теплообмена при кипении [207].

Геометрические параметры труб изменялись в пределах h = 1,0 ÷ 3,5 мм, s = 0,35 ÷ 1,5 мм, d_0 = 14 ÷ 17 мм (для большинства труб d_0 = 16 мм; режимные параметры t_0 = –30... + 30 °С и $q = 3{,}10^2 \div 4{,}10^4$ Вт/м^2.

При кипении на ребристых трубах зона свободной конвекции ограничивалась меньшими величинами q, чем на гладких трубах. Значения q, соответствующие переходу от свободной конвекции к кипению, зависели от p, свойств агентов, параметров оребрения и изменялись в пределах 500 ÷ 1700 Вт/м^2 (меньшие q соответствовали большим p). Для этой области справедлива зависимость для области свободной конвекции фреонов на гладких трубах. Следовательно, в этой области наличие оребрения при-

водит к интенсификации теплопередачи в испарителях только за счет развития поверхности.

В области развитого кипения α для ребристых труб выше, чем для гладких, особенно при малых q и низких p. Влияние q и p на теплообмен для ребристых труб проявляется в меньшей степени, чем для гладких [207]. В среднем $\alpha \sim p^{0,33}$ и $\alpha \sim q^{0,6}$. При прочих равных условиях $\alpha_{ф-22} > \alpha_{ф-502} > \alpha_{ф-12}$. Существенное влияние на теплообмен оказывают геометрические параметры S и h. Значения α увеличиваются при уменьшении s, когда последнее соизмеримо с d_0.

Особенности теплообмена при кипении на ребристых поверхностях, по мнению авторов [207], обусловлены следующими обстоятельствами. У основания ребер наблюдаются наибольший перегрев жидкости и локальное ухудшение смачиваемости вследствие изменения конфигурации поверхности и местных напряжений. На этих участках поверхности адсорбируются нерастворенные газы, служащие центрами парообразования в начале процесса, и задерживаются паровые зародыши при отрыве паровой фазы от поверхности при стабилизированном кипении. Ограничение ребрами небольших объемов жидкости обеспечивает больший средний перегрев и улучшение условий роста пузырей. При s, соизмеримых с d_0, наиболее интенсивный подвод тепла осуществляется не только из микрослоя жидкости у основания пузыря, как у гладкой поверхности, но и из перегретого тонкого слоя жидкости, заключенного между пузырем и ребром. Наличие более интенсивного парообразования в малых объемах жидкости, заключенной в межреберных пространствах, вызывает усиление турбулентных возмущений пограничного слоя, по сравнению с гладкими поверхностями, и увеличение конвективного теплопереноса. Отмеченные обстоятельства вызывают уменьшение перегрева при одинаковых q и p для ребристых труб по сравнению с гладкими [207].

Влияние оребрения сказывается наиболее существенно на величины α_ρ / α в начальной стадии развитого кипения, т. е. при небольших $q(\Delta t)$, а также при меньших S. При больших $q\left(q \approx 2 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2\right)$ происходит интенсивное слияние паровых пузырей и ухудшаются условия удаления паровой фазы из межреберных участков. Это вызывает своеобразное «запаривание» теплообменной поверхности и ухудшение теплообмена. Следовательно, при кипении на ребристых поверхностях с S, соизмеримыми с d_0, процесс теплообмена не является автомодельным относительно геометрических характеристик оребрения S и h. Они являются существенными для процесса и должны входить в условия однозначности, по мнению авторов [207].

Авторами была получена система критериев и параметрических симплексов, характеризующих процесс теплообмена на ребристых поверхностях [207]:

$$Nu_* = f\left(Re_*, Pr, K_p, \frac{h}{s}, \frac{h}{e_*}, \frac{s}{e_*} \right). \qquad (3.2)$$

В качестве определяющего размера в системе (3.2), в отличие от процесса кипения на гладких поверхностях, была принята величина s. На основании обработки опытных данных в [207], получено уравнение:

$$Nu_* = 11 Re_*^{0,6} \cdot Pr^{0,35} \cdot K_p^{0,75} \cdot \left(\frac{h}{s}\right)^{0,2} \cdot \left(\frac{h}{e_*}\right)^{0,4}. \qquad (3.3)$$

Зависимость (3.3) справедлива в области $0,4 < Re_* < 50$; $0,06 < K_p < 0,9$;

$3,17 < Pr < 3,70$; $1,0 < \frac{h}{s} < 6,0$.

Принимая во внимание возможность лучшего учета влияния p и теплофизических свойств с помощью привлечения закона соответственных состояний к описанию процесса теплообмена при кипении, полученная зависимость имеет вид [207]:

$$\alpha = 1600 \frac{p_{кр}^{0,4}}{T_{кр}^{0,8} \cdot M^{0,2}} \cdot \left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{0,33} \cdot \left(\frac{h}{S}\right)^{0,2} \cdot q^{0,6}, \qquad (3.4)$$

и формула (3.4) аппроксимирует опытные данные с точностью ± 11 %, справедлива в области $0,02 < \frac{p}{p_{кр}} < 0,25$; $2 \cdot 10^3 < q < 2 \cdot 10^4$ Вт/м^2; $1,0 < \frac{h}{s} < 6,0$; $1,0 < h < 3,5$ мм; $0,3 < s < 1,5$ мм и может быть использована для фреонов, теплофизические свойства которых известны [207].

В настоящее время в технике, в подавляющем большинстве случаев, используется процесс кипения жидкости на изотермических поверхностях, имеющих во всех точках практически одинаковую температуру [208]. Поскольку режим кипения на изотермической поверхности определяется температурным напором стенка-жидкость, то на такой поверхности можно получить любой, но только один режим кипения (пузырьковый, переходный или пленочный). На поверхности ребра, существенно неизотермической, возможно устойчивое сосуществование нескольких режимов кипения

и режима конвекции (без кипения). Оребренная поверхность позволяет реализовать в пересчете на несущую поверхность плотности теплового потока, значительно превышающие первое критическое значение и, что также существенно, расширить диапазон температурных напоров (стенка-жидкость) устойчивого теплосъема [208].

Отсюда понятен тот интерес, который проявляется к исследованиям теплообмена при кипении жидкости на оребренной поверхности. Охлаждение ТВЭЛов кипящих реакторов, лазеров на циклотронном резонансе (МЦР-генераторы), ракетных двигателей, установок для непрерывной разливки металлов – только часть проблем, решение которых, в той или иной степени, связано с развитием этих исследований [208].

Так как процесс кипения жидкости на изотермической поверхности хорошо изучен, известны данные по теплоотдаче для ряда жидкостей в широком диапазоне температурных напоров и давлений, то, естественно, возникает вопрос о применении этих данных для расчета суммарной теплоотдачи при кипении жидкости на оребренной поверхности. Факторы, влияющие на теплоотдачу при кипении жидкости на изотермической поверхности, существенны и при кипении на неизотермической поверхности. *Однако процесс кипения жидкости на оребренной поверхности имеет свои специфические особенности* [208]:

1. Даже в случае одного режима кипения на такой поверхности местная теплоотдача зависит от степени неизотермичности стенки. Механизм образования и движения паровой фазы отличен от такового при кипении на изотермической поверхности. Можно ожидать, что при существовании нескольких режимов кипения, имеющих различные гидродинамические характеристики граничных слоев, взаимодействие их окажет влияние на закономерности теплоотдачи каждого режима.

2. Следует ожидать влияния на суммарную теплоотдачу оребренной поверхности геометрии ребер (что практически не было установлено), их взаимного расположения и, в частности, зазора между ними.

Отмеченные факторы указывают на сложность задачи о теплообмене при кипении жидкости на оребренной поверхности и необходимость поэтапных исследований. В литературе в основном изучается теплообмен при кипении жидкости на одиночных ребрах, хотя для реальных устройств характерен процесс кипения на оребренных поверхностях. Такой подход оправдан, т. к. исследование последнего невозможно без привлечения результатов, полученных на одиночных ребрах [208].

Существующие методы расчета теплообмена при кипении жидкости на поверхности ребер можно условно разделить на две группы. К первой группе относятся методы, в которых предполагается, что зависимость плотности теплового потока от температурного напора, полученная на изотермической поверхности, с достаточной точностью отражает закон тепло-

обмена в каждой точке неизотермической поверхности. Вторую группу составляют методы, в которых предполагается, что местный тепловой поток на неизотермической поверхности постоянен. В том и другом случае задача о теплообмене при кипении жидкости на неизотермической поверхности ребра $q_0 = f(\theta_0)$ сводится к решению дифференциального уравнения теплопроводности с граничными условиями третьего рода $\alpha = \varphi(\theta)$ или второго рода $q_m = const$. С целью упрощения анализа рассматривается стационарный процесс теплообмена на ребрах простейшей геометрической формы. В этом случае, уравнение теплопроводности имеет вид:

$$f\lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} = \alpha(\theta)\theta u$$

при граничном условии $x = L$; $\lambda\left(\frac{d\theta}{dx}\right)_{x=L} = -\alpha(\theta_L)\theta$.

Так как зависимость $\alpha = \varphi(\theta)$ при кипении имеет довольно сложный характер, то эта зависимость в областях пузырькового, переходного и пленочного режимов кипения аппроксимировалась степенными зависимостями [208]:

$$\alpha_i = A_i \theta^{ni},$$

где A_i и n_i имеют постоянные значения для данного режима кипения. Одномерная задача теплопроводности ребра, к основанию которого подводится тепловой поток, а на поверхности кипит жидкость, решалась численным методом Рунге-Кутта. Естественно, что одномерная модель несколько упрощает действительный процесс. Но, как показали специально выполненные расчеты, эти погрешности невелики.

Сопоставление результатов расчета q_0 с опытными данными показывает, что при чисто пузырьковом кипении на ребре расчетные значения q_0 на 10–50 % ниже опытных данных. При сосуществовании на ребре пленочного, переходного и пузырькового режимов кипения расчетные значения q_0 до 25 % ниже опытных данных при градиентах температуры вдоль ребра ~ 4×10^3 °С/м и до 85 % ниже – при градиентах температуры ~ 15×10^3 °С/м. В диапазоне θ_0, отвечающем возникновению на ребре переходного кипения, имеется тенденция к завышению результатов расчета q_0, по сравнению с опытными данными. Сравнение результатов моделирования с опытными данными обнаруживает, при существовании на ребре всех трех режимов кипения, хорошее согласование. Анализ существующих работ показывает, что, если считать расхождение в 30 % удовлетворительным, то при небольших градиентах температуры вдоль ребра (до 4×10^3 °С/м) расчет суммарной теплоотдачи можно производить с учетом допущения, что зависимость местной теплоотдачи от температурного

напора имеет тот же вид, что и на изотермической поверхности. Однако при больших градиентах отмечено существенное влияние неизотермичности на характер этой зависимости. Располагая интегральными характеристиками теплообмена, т. е. количеством тепла, отданным всей поверхностью ребра жидкости, нельзя выявить, какие режимы кипения подвержены большему воздействию [208]. Для этого необходимо исследовать местную теплоотдачу. Следует также отметить, что в большинстве работ не принимались специальные меры для обеспечения идентичности микрогеометрии изотермической и неизотермической поверхностей. Опытные данные, полученные на одной поверхности (в изотермических условиях), использовались для расчета суммарной теплоотдачи и сопоставления ее с экспериментальными данными, полученными на другой поверхности (в неизотермических условиях). Все это затрудняет сопоставление расчетных и экспериментальных данных [208].

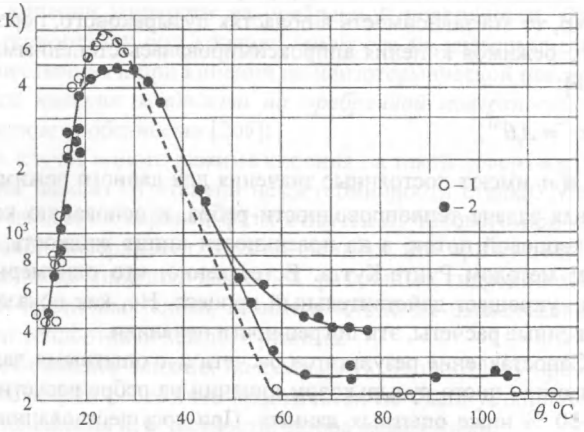


Рис. 3.5. Зависимость местной плотности теплового потока от местного температурного напора при кипении фреона-113 на неизотермической и изотермической поверхностях [208]

В работе [208] опыты проводились при кипении фреона-113 в условиях свободной конвекции при атмосферном давлении на горизонтальном плоском ребре в диапазоне градиентов температуры вдоль теплоотдающей поверхности от 0 до 15×10^3 °С/м. Результаты измерений зависимости местной теплоотдачи от местного температурного напора представлены на рис. 3.5. Для сравнения здесь же приведены измеренные значения α на изотермической поверхности. Видно, что значения α при устойчивом пузырьковом кипении на изотермической и неизотермической поверхностях

одинаковы. В области $q_{кр1}$ значения α на неизотермической поверхности на ~ 40 % ниже, чем на изотермической. Это обусловлено взаимодействием режимов кипения. Градиент скоростей парообразования вдоль поверхности, по-видимому, способствует вихревому движению жидкости и подтеканию сюда пара из переходной области, что увеличивает паросодержание граничного слоя и уменьшает теплоотдачу. При значениях местных градиентов температуры от $1{,}3 \cdot 10^3$ до $4{,}5 \cdot 10^3$ °С/м в [208] не замечено влияние градиентов температуры на местную теплоотдачу в этой области. Значения α в переходной области на неизотермической поверхности на 40–130 % выше, чем на изотермической. Значения α оказались практически одними и теми же в диапазоне измерения местных градиентов температуры от $3 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^3$ °С/м. Своеобразное поведение зависимости $\alpha = \varphi(\theta)$ наблюдается и в области точки Лейденфроста [208].

Использование оребренных поверхностей, на которых кипит жидкость, позволило создать компактные системы, рассеивающие тепловые потоки, плотность которых (в расчете на единицу несущей поверхности) в несколько раз превышает первую критическую плотность теплового потока при кипении на изотермической поверхности [205]. Столь высокие значения обеспечиваются за счет развития поверхности теплообмена $\left(\frac{uh}{f} > 1\right)$ и устойчивого сосуществования на ребре различных режимов кипения [131].

Для проектирования оребренных элементов теплоотвода необходимо установить связь между тепловым потоком, передаваемым ребром, максимальной температурой (в основании ребра), геометрическими размерами ребра, его теплопроводностью и коэффициентом теплоотдачи кипящей жидкости.

Сложность аналитического решения задачи обусловлена тем, что коэффициент теплоотдачи по поверхности ребра изменяется в зависимости от локальной разности температур ребра и кипящей жидкости.

В [205] выполнен расчетный анализ режимов теплоотвода при кипении жидкости на ребре постоянного поперечного сечения и приведены результаты экспериментального исследования теплообмена при кипении воды и фреона-113 на цилиндрических медных стержнях.

Суть расчетного анализа заключается в том, что зависимость локального коэффициента теплоотдачи от температурного напора принята $\alpha = a\vartheta^n$. Коэффициент a и показатель степени n сохраняют постоянные значения в пределах участка (зоны) ребра с одним режимом кипения, а функция $\alpha(\vartheta)$ аппроксимирует кривую кипения жидкости на изотермической поверхности. Значения a и n для различных режимов кипения воды и фреона-113 приведены в таблице 3.5. Границы между зонами с различ-

ными режимами теплообмена определяются температурами начала пузырькового кипения $\vartheta_{нк}$ (между зонами свободной конвекции и пузырькового кипения), первой критической $\vartheta_{кр1}$ (между зонами пузырькового и переходного режимов кипения) и второй критической $\vartheta_{кр2}$ (между зонами переходного и пленочного режимов кипения). При степенной аппроксимации кривых кипения эти температуры определяются точками пересечения кривых $\alpha(\vartheta)$ для соседних режимов.

Таблица 3.5

Зависимость локального коэффициента теплоотдачи от температурного напора

Зона		Вода		Фреон-113	
		a	n	a	n
Свободной конвекции $0 < \vartheta \le \vartheta_{нк}$		$1{,}16\times10^{-1}$	1/3	$2{,}16\times10^{-2}$	1/3
Пузырькового кипения $\vartheta_{нк} < \vartheta \le \vartheta_{кр}$		$8{,}00\times10^{-3}$	2	$1{,}10\times10^{-3}$	2
Переходного кипения $\vartheta_{кр1} < \vartheta \le \vartheta_{кр2}$		$1{,}41\times10^{4}$	–2,4	$4{,}40\times10^{5}$	–4
Пленочного кипения $\vartheta > \vartheta_{кр2}$		$2{,}51\times10^{-2}$	0	$1{,}59\times10^{-2}$	0
Температурные напоры, °С	$\vartheta_{нк}$	5		6	
	$\vartheta_{кр1}$	25,9		27,1	
	$\vartheta_{кр2}$	250		72,5	

Полагая, что температурное поле в ребре одномерно, внутренние источники тепловыделений отсутствуют, и коэффициент теплопроводности материала ребра постоянен, записывается дифференциальное уравнение теплопроводности для ребра [205]:

$$f\lambda\frac{d^2\vartheta}{dx^2} = \alpha(\vartheta)u\vartheta. \qquad (3.5)$$

Если ввести в (3.5) степенную зависимость $\alpha = a\vartheta^n$, и привести уравнение к безразмерному виду, используя переменные

$X = x/h$, $\theta = \vartheta/\vartheta_{н1}$, $\overline{\alpha} = A\theta^n$, где $A = \dfrac{\alpha\vartheta_{н1}^{\,n}}{\alpha_{пл}}$, то получается:

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = K^2A\theta^{n+1}. \qquad (3.6)$$

Уравнение (3.6) решается при следующих граничных условиях:

при $X = 0$, $\theta = 1$, (3.7)

при $X = 1$ $\dfrac{d\theta}{dX} = -\dfrac{\alpha_L h}{\lambda}\theta^{n_L+1}$, (3.8)

при $X = X_{kj}$ $\theta_{kj} = \theta_{н(j+1)}$, (3.9)

$$\left(\frac{d\theta}{dX}\right)_{kj} = \left(\frac{d\theta}{dX}\right)_{н(j+1)}. \tag{3.10}$$

Решение этого уравнения при граничных условиях (3.7)–(3.10) дает выражение для определения плотности теплового потока, передаваемого ребром:

$$q = \left\{\frac{2\alpha_{пл}}{Bi}\left[\left(\frac{\alpha\vartheta_н^{n+2}}{n+2}\right)\left(1 - T_*^{n+2}\mu\right)\right]_1\right\}^{1/2}. \tag{3.11}$$

Если теплоотдачей с торца можно пренебречь, уравнение (3.11) принимает вид:

$$q = \left\{\frac{2\alpha_{пл}}{Bi}\sum_{i=1}^{L}\left[\left(\frac{\alpha\vartheta_н^{n+2}}{n+2}\right)\left(1 - T_*^{n+2}\right)\right]_i\right\}^{1/2}. \tag{312}$$

На рис. 3.6 представлены опытные данные при кипении фреона-113 на горизонтальных стержнях, а также кривые $q(\vartheta_{н1})$ для тех же стержней, рассчитанные по уравнению (3.11). Расчетные кривые хорошо соответствуют опытным данным. Опытные значения q превышают расчетные не более чем на 30 % в области высоких $\vartheta_{н1}$ для каждого стержня [205].

Расчетные температуры перехода от комплексного кипения к пленочному на всем стержне (на рис. 3.6 соответствуют максимальным значениям q для каждого стержня) и обратного перехода (соответствуют минимальным значениям q на нижних ветвях кривых) также хорошо согласуются с опытными. Соответствие расчетных ($\alpha(\vartheta)$ по кривой кипения для изотермической поверхности) и опытных данных свидетельствует, по-видимому, о довольно слабом взаимодействии между зонами с различными режимами кипения фреона-113 [205].

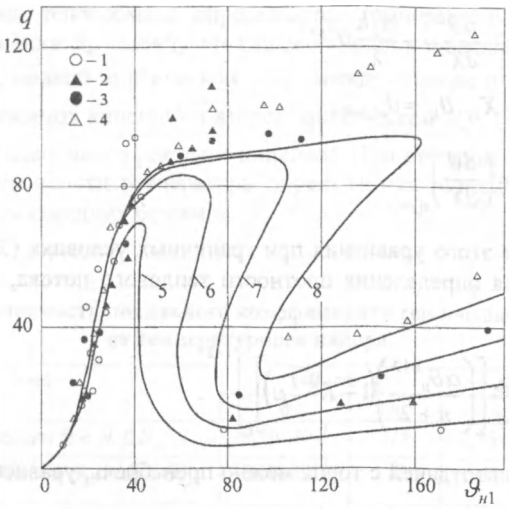


Рис. 3.6. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора в основании при кипении фреона-113 на горизонтальных медных стержнях $D = 1{,}4$ см (q, Вт/см^2, $\vartheta_{н1}$, °С): 1–4 – опытные данные; 5–8 – расчетные кривые для стержней длиной 1,25 см ($K = 0{,}14$); 2,65 см ($K = 0{,}3$); 4,4 см ($K = 0{,}5$) и 6,6 см ($K = 0{,}75$), соответственно [205]

На рис. 3.7 представлены и расчетные кривые при комплексном кипении на стержнях воды. Характер кипения воды существенно отличался от кипения фреона-113. Наблюдалось сильное взаимодействие зон пузырькового и переходного режимов кипения. При $\vartheta_{н1}$ больших 30–40 °С пар из обеих зон сливался в общий пузырь, размеры и частота отрыва которого увеличивались с ростом $\vartheta_{н1}$ [205]. Пузырь отрывался с поверхности ребра из узкой области, прилегающей к основанию. На остальной части стержня кипение практически отсутствовало. Кривая 5 (рис. 3.7), рассчитанная по (3.12) с помощью кривой кипения для изотермической поверхности во всех зонах (таблица), значительно занижена, по сравнению с опытными данными. Расчет, проведенный по тому же уравнению, но при $n = -1$, $a = q_{кр1} = 125$ Вт/см^2, т. е. при постоянной локальной плотности теплового потока в зоне переходного кипения (кривая 6), хорошо соответствует опытным данным. Это подтверждается и рис. 3.8, на котором представлены экспериментальные и расчетные профили температуры по длине стержня длиной 6,6 см. Изменение температуры, соответствующее областям переходного и развитого пузырькового кипения воды, происходит на длине, соизмеримой с отрывным размером пузыря (~1,2 см). По-видимому,

вследствие взаимодействия обеих зон при высоком градиенте температуры в стержне, теплообмен в области переходного режима кипения не уменьшается в соответствии с кривой кипения для изотермической поверхности, а падает значительно слабее. На рис. 3.8 приведены также соответствующие экспериментальный (1) и расчетные (3), (4) профили температуры при кипении фреона-113.

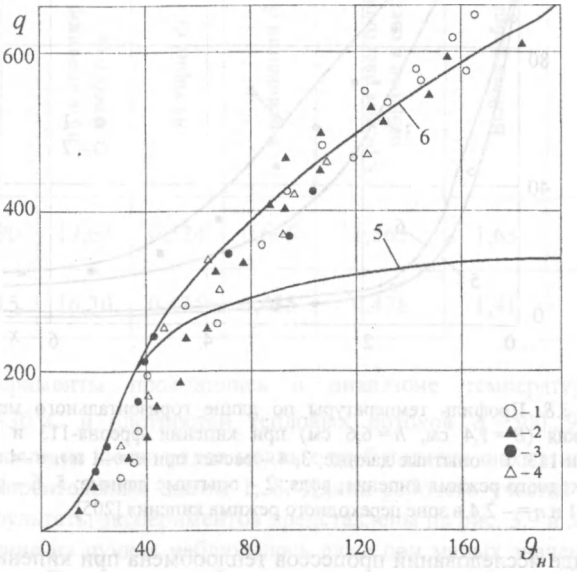


Рис. 3.7. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора в основании при кипении воды в вертикальных медных стержнях D = 1,4 см (q, Вт/см^2, $\vartheta_{н1}$, °С): 1–4 – опытные данные для стержней длиной 1,25 см (K = 0,1785); 2,65 см (K = 0,379); 4,4 см (K = 0,628) и 6,6 см (K = 0,945), соответственно; 5,6 – расчетные кривые при комплексном кипении на всех исследованных стержнях для n = –2,4 и n = –1 в зоне переходного кипения, соответственно [205]

В опытах не было обнаружено заметного влияния положения стержня на зависимость $q = \vartheta_{н1}$. При сосуществовании различных режимов кипения максимальное расхождение теплового потока при различных положениях стержня не превышало 5 %. При пленочном кипении на всем стержне тепловой поток при вертикальном положении примерно на 20 % выше, чем при горизонтальном [205].

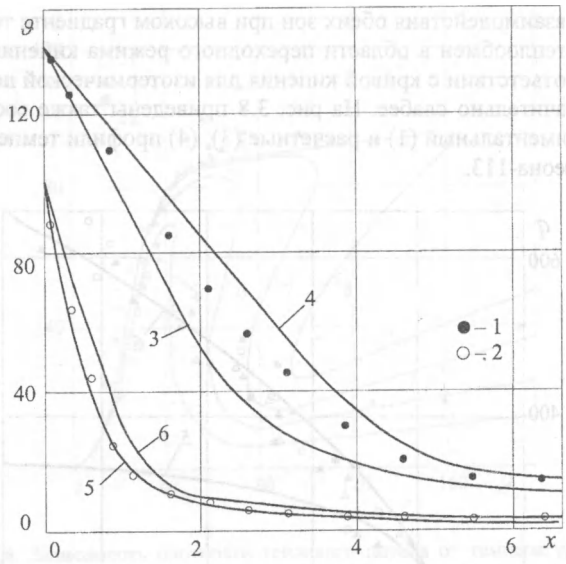


Рис. 3.8. Профиль температуры по длине горизонтального медного стержня ($B = 1{,}4$ см, $h = 6{,}6$ см) при кипении фреона-113 и воды: фреон-113: 1 – опытные данные; 3, 4 – расчет при $n = -1$ и $n = -4$ в зоне переходного режима кипения; вода: 2 – опытные данные; 5, 6 – расчет $n = -1$ и $n = -2{,}4$ в зоне переходного режима кипения [205]

В ряде исследований процессов теплообмена при кипении хладагентов отмечается, что коэффициент теплоотдачи на ребре зависит от теплофизических свойств хладагентов, режимных параметров (тепловой нагрузки и температуры кипения) и от геометрических характеристик оребренной поверхности: расстояния между ребрами и высоты ребер. В результате исследования [240], проведенного на девяти одиночных оребренных трубках с различной геометрией оребрения ($S = 0{,}35...1{,}5$ мм, $h = 1{,}05...3{,}5$ мм), было выявлено, что с уменьшением расстояния между ребрами коэффициент теплоотдачи возрастает. Этот же вывод сделан и Шротом [241]. Однако по мнению авторов [240], эти выводы распространять на теплообмен при кипении фреонов на пучке неправомерно. Для получения закономерностей процесса теплообмена при кипении фреонов на пучке труб были проведены исследования на трубных пучках с оребрением. Параметры оребренных поверхностей приведены в таблице 3.6.

Таблица 3.6

Параметры оребренных поверхностей

Пучок	Диаметр труб, мм		Толщина ребер, мм		Среднее расстояние между ребрами в свету S, мм	Высота ребра h, мм	Отношение полной наружной поверхности к поверхности труб по основанию ребер $F_н/F_0$
	наружный $d_н$	по основанию ребер d_0	на торце $\delta_т$	в основании δ_0			
№ 1	20,90	17,63	0,324	0,605	1,565	1,63	2,34
№ 2	19,15	16,30	0,435	0,435	0,478	1,41	4,55

Эксперименты проводились в диапазоне температур кипения $t_0 = -20...+30\,°C$ и плотностей тепловых потоков $q = 500...9000$ Вт/м^2. Пучки состояли из шести рядов медных труб и имели шахматное расположение с относительным шагом 1,28. Длина рабочего участка составляла 300 мм. Результаты экспериментов представлены на рис. 3.9 и 3.10. Устойчивое кипение на пучках наблюдалось даже при малых значениях тепловой нагрузки. Процесс парообразования становился более интенсивным при переходе от нижних рядов труб пучка к верхним, причем для пучка № 1 (с большим коэффициентом оребрения и, следовательно, с большей площадью поверхности ребер) это проявлялось в большей степени, чем для пучка № 2. Влияние рядности пучка на интенсивность теплообмена уменьшалось с ростом плотности теплового потока и температуры кипения и было значительно меньшим, чем для гладкотрубного пучка. Для пучка № 2 с меньшим шагом ребер влияние теплофизических свойств кипящих жидкостей на интенсивность теплообмена практически не сказывалось. Для пучка № 1 с большим межреберным расстоянием влияние рядности проявлялось в большей степени при кипении фреона-12, чем фреона-22, особенно в области малых значений q. Для пучка № 2 влияние рядности было практически одинаковым при кипении фреона-12 и 22 [240].

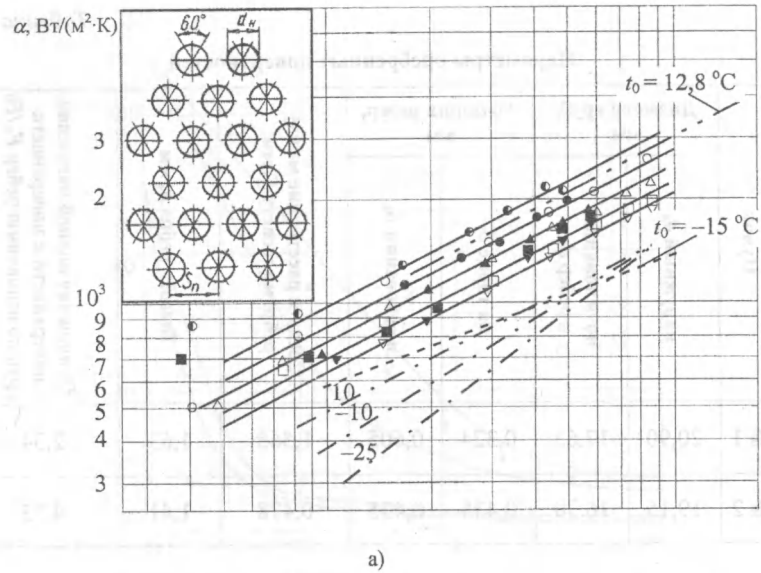
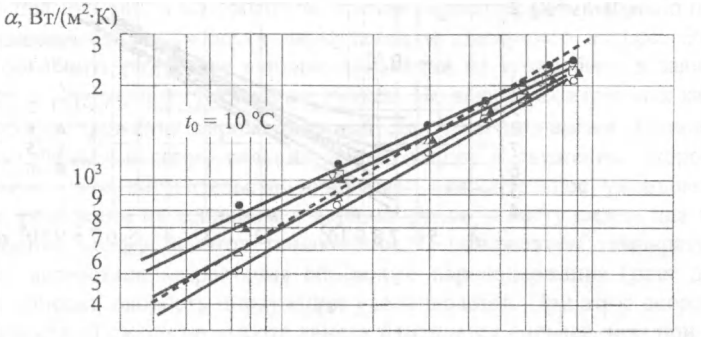
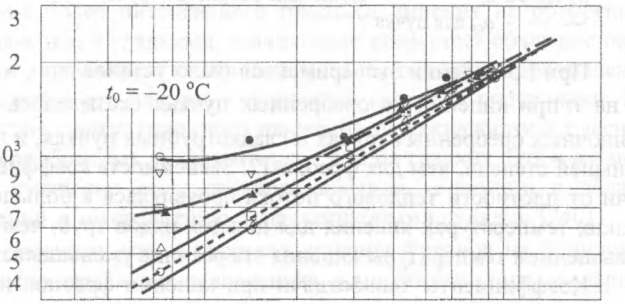


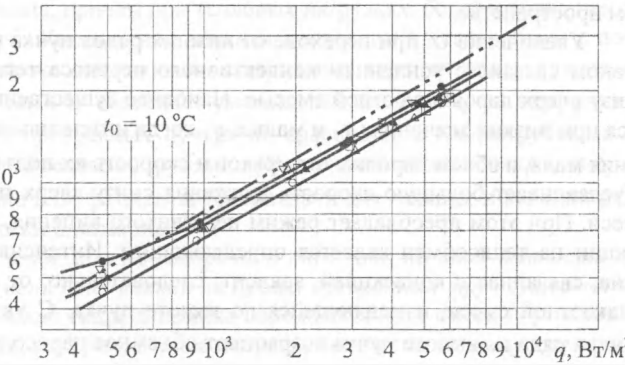
Рис. 3.9. Средние коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона-12 (а) и фреона-22 (б) на пучках труб [240]: —— четырехрядный оребренный пучок; - - - - - пятирядный гладкотрубный медный пучок; — · · · — шестирядный гладкотрубный стальной пучок


α, Вт/(м²·К)
3
2
10^3
9
8
7
6
5
4
t_0 = 10 °C

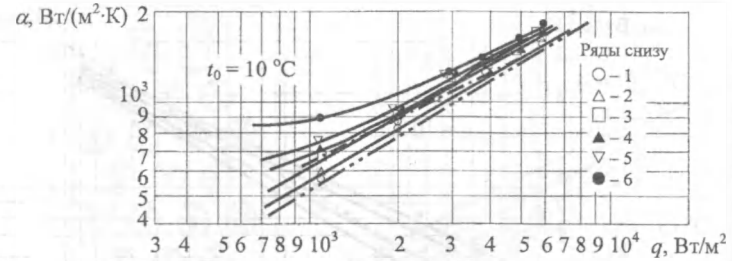
а)


3
2
10^3
9
8
7
6
5
4
t_0 = –20 °C

б)


3
2
10^3
9
8
7
6
5
4
t_0 = 10 °C
3 4 5 6 7 8 9 10^3 2 3 4 5 6 7 8 9 10^4 q, Вт/м²

в)



г)

Рис. 3.10. Локальные коэффициенты теплоотдачи (по рядам) при кипении фреона-12 на пучках оребренных труб [240]: а, б – пучок № 1; в, г – пучок № 2, — — — одиночная ребристая труба; —··—·· то же; —·—·· α_{cp} для пучка

При проведении экспериментов было установлено, что влияние q и t_0 на α при кипении на оребренных пучках сказывалось слабее, чем на одиночных оребренных трубах и гладкотрубных пучках, и для фреона-22 в меньшей степени, чем для фреона-12. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока проявлялась в большей степени при низких температурах кипения для нижних рядов труб, чем для верхних; с повышением температуры кипения эта разница уменьшалась.

Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреонов на пучках оребренных труб при одинаковых величинах q и t_0 выше, чем на гладкотрубных пучках [240]. Особенность теплообмена на пучках труб связана с влиянием гидродинамики двухфазного потока, движущегося в межтрубном пространстве.

Увеличение α при переходе от нижних рядов пучка к верхним в основном связано с усилением конвективного переноса тепла движущейся снизу вверх парожидкостной смесью. Наиболее существенно это проявляется при низких значениях t_0 и малых q, когда интенсивность парообразования мала, а объем паровых пузырьков и скорость их подъема велики, что обуславливает большую скорость движения снизу вверх парожидкостной смеси. При этом преобладает режим неразвитого кипения, и влияние конвекции на теплообмен является определяющим. Интенсивность теплообмена, связанная с конвекцией, зависит, следовательно, от скорости парожидкостной смеси, изменяющейся по высоте пучка. С увеличением q и номера ряда по высоте пучка возрастают объемное паросодержание смеси, движущий напор и сопротивление потоку парожидкостной смеси. Следовательно, скорость циркуляции и движущий напор возрастают до опреде-

ленного предела, после которого увеличение паросодержания должно привести к уменьшению скорости циркуляции и движущего напора. Этим можно объяснить различное влияние конвекции на теплообмен в зависимости от q для разных оребренных пучков. По высоте межтрубных каналов скорость движения парожидкостной смеси увеличивается. Одновременно возрастает и сопротивление, что приводит к снижению скорости циркуляции. Это обстоятельство объясняет относительное уменьшение влияния конвекции на теплообмен верхних рядов и наступления для них стабилизации коэффициентов теплоотдачи. С понижением температуры кипения, вследствие возрастания объемного паросодержания (рост движущего напора), скорость циркуляции увеличивается. При этом скорость парожидкостной смеси по высоте канала изменяется сильнее, чем при более высоких значениях t_0. Этим объясняется большее влияние конвекции на теплообмен с понижением t_0 [240].

Вследствие более интенсивного процесса кипения на оребренных трубах, по сравнению с гладкими, значительно возрастает объемное паросодержание, что приводит к относительно большему сопротивлению (уменьшение движущего напора) и снижению скорости циркуляции. Поэтому воздействие циркуляционного движения парожидкостной смеси на теплообмен на оребренных пучках меньше, чем на гладких. Этим же можно объяснить смещение зоны сильного влияния конвекции в область меньших значений q по сравнению с гладкотрубными пучками [240].

В [240] отмечено, что в процессе кипения фреонов на одиночных оребренных трубах при больших значениях q может наступить «запаривание» теплообменной поверхности. При кипении фреонов на пучках оребренных труб увеличение паросодержания по высоте межтрубных каналов может привести при высоких значениях q к «выключению» части поверхности теплообмена, причем при тепловых нагрузках, более низких, чем для одиночных труб. Уменьшение влияния конвекции на теплообмен с повышением q, а также возможность запаривания верхних рядов пучков при больших значениях q объясняет уменьшение влияния q на коэффициент теплоотдачи на оребренных пучках по сравнению с гладкотрубными и с одиночными оребренными трубами при одинаковых значениях q и t_0. По этой же причине коэффициенты теплоотдачи для нижних и верхних рядов пучка практически одинаковы.

Подводя итог можно говорить о том, что на интенсивность процесса теплообмена при кипении на пучках оребренных труб существенное влияние оказывают гидродинамика парожидкостной смеси и условия кипения на трубах, которые, в свою очередь, зависят от многих переменных: режимных параметров q, t_0; геометрических характеристик труб и пуч-

ка h, S, S_n; материала и состояния теплообменных поверхностей; теплофизических свойств жидкостей [240]. Однако следует отметить, что в [240] практически не установлено влияние на интенсивность теплоотдачи геометрии оребренной поверхности, теплофизических свойств жидкостей и состояния теплоотдающей поверхности.

Как показали эксперименты (рис. 3.9), для пучка № 2 при одинаковых величинах q и t_0 средний коэффициент теплоотдачи на 5–10 % выше, чем для пучка № 1. Для одиночных оребренных труб влияние геометрических характеристик более заметно [240]. Выравнивание коэффициентов теплоотдачи пучков № 1 и 2 происходит, вероятно, из-за турбулизации кипящей на верхних рядах жидкости, поднимающимися с нижних рядов пучка паровыми пузырями. Кроме того, различие среднего коэффициента теплоотдачи для пучка № 1 и 2 на 5–10 % не следует принимать во внимание, т. к. эта разность лежит в пределах погрешности эксперимента. Поэтому можно говорить с большой долей уверенности о том, что в данном случае средние коэффициенты теплоотдачи примерно одинаковы и интенсивность теплообмена не зависит от геометрических характеристик оребренной поверхности.

При обобщении опытных данных при развитом кипении фреонов-12 и 22 на шестирядных пучках оребренных труб в [240] предложены эмпирические зависимости:

для фреона-12 $\alpha_{cp} = 18{,}3\, q^{0{,}5} p^{0{,}25}$,

для фреона-22 $\alpha_{cp} = 33 q^{0{,}45} p^{0{,}25}$.

Эти зависимости рекомендованы для расчета многорядных пучков оребренных труб при $q \geq (2000 - 3000)$ Вт/м^2. В области $q \leq 2000$ Вт/м^2 расчет средних коэффициентов теплоотдачи следует проводить по формуле:

$$\alpha_{cp.n} = \alpha_{cp} \varepsilon_n,$$

где $\varepsilon_n = f(q, t_0, n_n)$; $\varepsilon_n = \dfrac{\alpha_{cp.n}}{\alpha_{cp6}}$ – коэффициент, учитывающий влияние числа рядов в пучке. Таким образом, как следует из [240], коэффициенты теплоотдачи при кипении фреонов на пучках оребренных труб выше, чем на гладкотрубных пучках и влияние q и t_0 на α для оребренных пучков более слабое, чем для гладкотрубных пучков и одиночных оребренных труб. Коэффициенты теплоотдачи для пучков, имеющих меньший шаг оребрения (больший коэффициент оребрения) выше, чем для пучков с меньшим коэффициентом оребрения. Как было отмечено в работе [240], интенсив-

ность теплоотдачи не зависит от геометрических характеристик оребренной поверхности, что подтверждается и другими работами. Однако это утверждение противоречит предыдущему (о большем коэффициенте теплоотдачи для пучка, с меньшим шагом оребрения, или с большим коэффициентом оребрения).

В [206] рассматривается определение оптимальных параметров оребрения цилиндрической оболочки с вертикальными прямоугольными ребрами из условия обеспечения максимального теплового потока, передаваемого через несущую поверхность оребренной стенки в пределах пузырькового режима кипения.

На основании теплового баланса для оребренной поверхности получено выражение для критической плотности теплового потока через несущую поверхность:

$$q_{кр} = \frac{2lE + d_0}{\delta_p + d_0} q_{0кр}.$$

Максимально целесообразная высота ребра l выбрана на основании анализа выражения для коэффициента эффективности прямоугольного ребра.

$$l = 1{,}2\sqrt{\lambda\delta_p / 2\alpha_0} \text{ и } q_{кр} = \frac{1{,}2\sqrt{\lambda\delta_p / 2\alpha_0} + d_0}{\delta_p + d_0} q_{0кр}. \quad (3.13)$$

Оптимальные значения δ_0 при заданном d_0 определялись из уравнения:

$$\frac{\partial q_{кр}}{\partial \delta_p} = 0. \quad (3.14)$$

При этом получено: $\delta_{p\,опт} = d_0\left[1 - \frac{2}{c^2}\left(\sqrt{{d_0}^2 + c^2 d_0} - d_0\right)\right]$,

$c = 1{,}2\sqrt{\lambda / 2\alpha_0}$.

Оптимальное значение d_0 определялось на основании совместного анализа уравнений (3.13) и (3.14). Для определения $\alpha_0, u, q_{0кр}$ в основании ребер проведены исследования этих величин. С использованием опытных данных по $q_{0кр}$ и α_0 с помощью формул (3.13) и (3.14) получены графические зависимости критической плотности теплового потока, отнесенной к несущей поверхности медной стенки при различных значениях давления и высоты межреберного канала. При $p = (1{,}0...4{,}6)$ бар оптимальная величи-

на зазора $d_{0опт}$ = (0,9…1,4) мм, толщина ребра $\delta_{р\ опт}$ = (0,7...1,0). Максимальная плотность теплового потока равнялась ($6{,}0\times10^6$…$8{,}0\times10^6$) Вт/м^2.

При испытаниях реберной поверхности в качестве критической плотности теплового потока было принято ее значение в точке излома кривой зависимости $q = f(\Delta t)$, что соответствует началу возникновения пленочного режима кипения у основания ребер. Максимальная теплопередающая способность цилиндрической оболочки с оптимальным оребрением более чем в 4 раза превышает значение $q_{0кр}$, полученное для гладкой изотермической поверхности.

Некоторые процессы химической технологии, связанные с использованием малых температурных напоров и тепловой обработкой многокомпонентных смесей веществ с сильно отличающимися свойствами, характеризуются относительно низкой интенсивностью переноса тепла. Отвод значительных тепловых потоков при малых температурных напорах можно осуществить только при организации процесса кипения на теплоотдающей поверхности и, при этом, большую роль играют оптимальные размеры оребренной поверхности.

В [209] решена задача выбора оптимальных размеров прямоугольных ребер, обеспечивающих передачу максимального теплового потока при прочих равных условиях.

Эта задача в [209] решается для процесса кипения жидкости только в пластинчато-ребристых теплообменниках, а также для труб с продольными прямоугольными ребрами (рис. 3.11), принимая, что интенсивность теплоотдачи не зависит от формы и размеров ребер. Считается, что это допущение справедливо для одиночного ребра и может быть распространено на оребренную поверхность при условии если межреберное расстояние значительно больше отрывного диаметра пузыря [209].

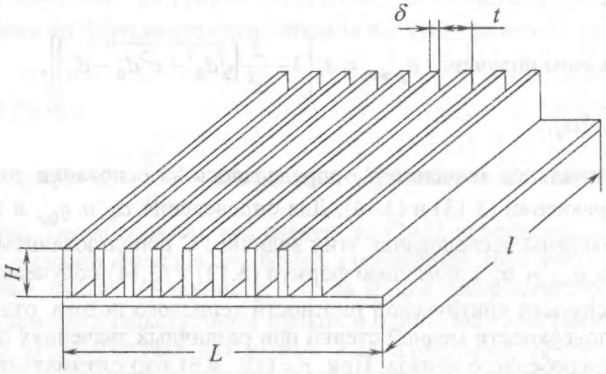


Рис. 3.11. Схема оребренной поверхности [209]

Оптимальные параметры оребренной поверхности с прямоугольными ребрами определяются по следующей методике [209].

Объем ребер:

$$V = \frac{HLl\delta}{t}. \tag{3.15}$$

Принимая $L = l = 1$ м:

$$V = \frac{H\delta}{t}. \tag{3.16}$$

Поверхность, образованная ребрами:

$$F_p = \frac{2H}{t}. \tag{3.17}$$

Поверхность между ребрами:

$$F_{гл} = 1 - \frac{\delta}{t}. \tag{3.18}$$

Количество тепла, передаваемое ребрами:

$$Q_p = \alpha_1 \Delta T_1 \eta_p F_p, \tag{3.19}$$

где η_p – КПД ребра (отношение количества тепла, отдаваемого поверхностью ребер, к количеству тепла, отдаваемого основной поверхностью такой же величины). Для развитого пузырькового кипения коэффициент теплоотдачи может быть выражен соотношением:

$$\alpha_1 \sim q^n \text{ или } \alpha_1 = A\Delta T_1^{n/(1-n)}. \tag{3.20}$$

Согласно последней зависимости, для пузырькового кипения коэффициент теплоотдачи изменяется по высоте ребра. Решение дифференциального уравнения распространения тепла в ребре постоянной величины с использованием уравнения (3.20) при $n = 0{,}7$ показало, что в этом случае КПД ребра будет существенно меньше, чем при конвективном теплообмене. Для прямоугольных ребер при развитом пузырьковом кипении КПД ребра можно записать [209]:

$$\eta_p = \frac{th\left[(1{,}75 - 0{,}078\,mH)\,mH\right]}{(1{,}75 - 0{,}078\,mH)\,mH}, \tag{3.21}$$

где

$$mH = Vt\sqrt{\frac{2A\Delta T_1^{2{,}33}}{\lambda\delta^3}}. \tag{3.22}$$

Количество тепла, отдаваемое гладкой поверхностью:

$$Q_{гл} = \alpha_1 \Delta T_1 F_{гл}. \tag{3.23}$$

Общее количество тепла, отдаваемое оребренной поверхностью:

$$Q = \alpha_1 \Delta T_1 \left(\frac{2H\eta_p - \delta}{t} + 1 \right). \tag{3.24}$$

Выражение в скобках – это величина приведенной оребренной поверхности, созданной на 1м^2 гладкой поверхности:

$$F_{пр} = \frac{2H\eta_{пр} - \delta}{t} + 1. \tag{3.25}$$

Очевидно, что максимум Q будет соответствовать максимальной приведенной поверхности. Так как при заданном объеме ребер только две переменные могут быть независимыми, в [209] принимается за независимые δ, t.

При рассмотрении $F_{пр} = f(t)$ видно, что с уменьшением t величина $F_{пр}$ монотонно возрастает, т. е. по переменной t имеется краевой экстремум $F_{пр}$. Следовательно, для получения максимальной приведенной поверхности шаг оребрения должен быть минимальным. Однако его величина ограничена технологическими возможностями изготовления оребренной поверхности и удобством ее эксплуатации. Поэтому при нахождении $F_{пр}^{max}$ шаг оребрения является исходной величиной, а единственной независимой переменной будет δ. Поскольку эта задача в окончательном виде не может быть решена аналитически, оптимальные значения δ, соответствующие $F_{пр}^{max}$, были найдены численным путем [209].

Для обработки результатов расчета $\delta_{опт}$ и $F_{пр}^{max}$ были использованы полученные зависимости между обобщенными переменными:

$$\frac{\delta_{опт}}{\sqrt{Vt}} = f\left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda} \sqrt{Vt} \right), \tag{3.26}$$

$$\frac{\left(F_{пр}^{max} - 1\right)t}{\delta_{опт}} = f'\left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda} \sqrt{Vt} \right). \tag{3.27}$$

Установлено, что величина $\delta_{опт} / \sqrt{Vt}$ с высокой степенью точности подчиняется степенному закону в зависимости от определяющего параметра. В этом случае получено уравнение:

$$\delta_{опт} = 0{,}915 \left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda} \right) (Vt)^{0,63}. \tag{3.28}$$

Поскольку зависимость (3.27), аналогично зависимости (3.26), может быть также аппроксимирована степенной функцией, выражение для определения $F_{пр}^{max}$ будет иметь вид [209]:

$$F_{пр}^{max} = 0{,}622\left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda}\right)^{-0,46} t^{-0,73}V^{0,27} + 1. \qquad (3.29)$$

При теплопередаче задается общий температурный напор ΔT, а величина ΔT_1 неизвестна и зависит от значения $F_{пр}^{max}$. Поэтому можно получить зависимость, позволяющую определить ΔT_1 через ΔT [209].

Коэффициент теплоотдачи со стороны греющей среды с учетом термического сопротивления стенки и слоя загрязнений $\alpha_{пр} = \left(\frac{1}{\alpha_2} + R\right)$. Количество тепла, передаваемого через гладкую поверхность 1м^2, будет равно:

$$\alpha_{пр}\left(\Delta T - \Delta T_1\right) = A\Delta T_1^{3,33}F_{пр}^{max}. \qquad (3.30)$$

После подстановки в равенство (3.30) выражения (3.29) и $\Delta T_1 = \vartheta\Delta T$ его можно привести к виду:

$$\frac{\vartheta^{3,33}}{1-\vartheta}P_3\left(0{,}622P_2x^{0,27}\vartheta^{-1,073} + 1\right) - 1 = 0, \qquad (3.31)$$

где $P_3 = \frac{A\Delta T^{2,33}}{\alpha_{пр}}$; $P_2 = \left(\frac{A\Delta T^{2,33}}{\lambda}\right)^{-0,46} t^{-0,73}S^{0,27}$; $x = \frac{V\rho}{M_0}$.

Определив из (3.31) величину ϑ, можно найти значение ΔT_1, необходимое для расчета $\delta_{опт}, F_{пр}^{max}$.

Для неоребренной поверхности (при $V = 0$ и $x = 0$) уравнение (3.31) имеет следующий вид:

$$\frac{\vartheta_0^{3,33}}{1-\vartheta_0}P_3 - 1 = 0. \qquad (3.32)$$

Тепловой поток, проходящий через оребренную поверхность:

$$q = \alpha_{пр}\Delta T\left(1-\vartheta\right). \qquad (3.33)$$

Тепловой поток в случае неоребренной поверхности:

$$q_0 = \alpha_{пр}\Delta T\left(1-\vartheta_0\right). \qquad (3.34)$$

Отношение тепловых потоков

$$\frac{q}{q_0}=\frac{1-\vartheta}{1-\vartheta_0} \tag{3.35}$$

показывает, во сколько раз оребренная поверхность передает тепла больше, чем гладкая.

Зависимость $\left(\frac{q}{q_0}-1\right)$ от $P_2 x^{0,27}$ при различном P_3 приведена на рис. 3.12.

В [209] определен объем металла, который обеспечивает наибольшее отношение количества передаваемого тепла к массе теплопередающей поверхности. Для неоребренной поверхности площадью 1м^2 отношение количества переданного тепла к удельной массе поверхности:

$$E_0 = q_0 / M_0, \tag{3.36}$$

а для оребренной поверхности:

$$E_1 = \frac{q}{M_0 + V\rho}. \tag{3.37}$$

$$\text{Или } \varphi = \frac{E_1}{E_0} = \frac{1-\vartheta}{(1-\vartheta_0)(1+x)}. \tag{3.38}$$

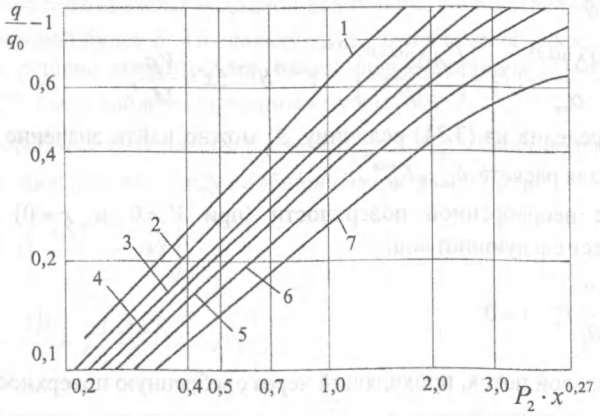


Рис. 3.12. Зависимость $\frac{q}{q_0}-1$ от $P_2 \cdot x^{0,27}$ при различном P_3: 1 – P_3 = 0; 2 – 0,1; 3 – 0,2; 4 – 0,3; 5 – 0,5; 6 – 1; 7 – P_3 = 2 [209]

Анализ (3.38) показывает, что φ не является монотонной функцией x, а имеет максимум при некотором $x_{опт}$, обеспечивающим максимальный теплосъем с единицы массы теплопередающей поверхности. Численное решение дает, что в большинстве случаев значения $x_{опт}$ составляют 0,05…0,08 и соответствующее им повышение теплосъема не удовлетворяет практическим потребностям.

При увеличении $x > x_{опт}$ величина φ уменьшается и при некотором x_{max} становится равной 1. Следовательно, с точки зрения экономии металла, применение оребрения целесообразно при $0 << x \le x_{max}$, обеспечивающих величины $\varphi \ge 1$. В противном случае, оребрение приводит к ухудшению массовых характеристик теплопередающей поверхности. Зависимость x_{max} от P_2 при различном P_3 приведена на рис. 3.13 [209].

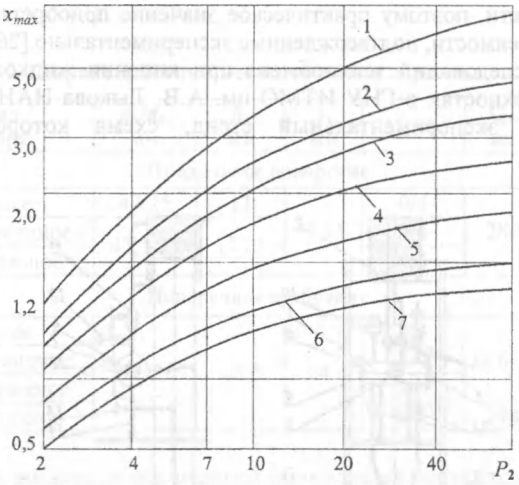


Рис. 3.13. Зависимость x_{max} от P_2 при различном P_3: 1 – P_3 = 0,1; 2 – 0,2; 3 – 0,3; 4 – 0,5; 5 – 1; 6 – 2; 7 – P_3 = 3 [209]

Таким образом, применение оребрения со стороны кипящей среды приводит к относительно небольшому увеличению теплосъема (15…20 %), по сравнению с теплосъемом с гладкой поверхности. Значительный эффект может быть достигнут лишь в некоторых особых случаях, когда требуется отводить тепло с поверхности, имеющей постоянную температуру, например в результате кипения хладагента $\left(P_3 \to 0, \alpha_{пр} \to \infty\right)$ [209]. Эти выводы не относятся к оребренным поверхностям, создаваемым без дополнительных затрат материала (при накатке труб). Здесь повышение теплосъема бу-

дет тем больше, чем больше материала может быть потрачено на создание ребер. Во всех случаях, когда для теплообмена с кипящей средой применяется оребренная поверхность, размеры ребер в [209] рекомендуются определять по формулам (3.16, 3.28, 3.31).

При высоких температурных напорах, приводящих к пленочному режиму на неоребренной поверхности, оребренная поверхность будет иметь значительно большие преимущества.

Особенностью условий теплообмена при кипении на оребренной поверхности является неизотермичность теплоотдающей поверхности. Из-за конечной теплопроводности ребра на его поверхности устанавливается температурное поле, характеризующееся снижением температуры от основания ребра к его вершине. Вследствие этого, на ребре могут сосуществовать различные режимы кипения, что значительно затрудняет расчет теплоотдачи. В настоящее время не существует аналитических методов, позволяющих надежно рассчитать интенсивность теплообмена при развитом кипении на такой поверхности, поэтому практическое значение приобретают полуэмпирические зависимости, подтвержденные экспериментально [265, 266].

Для исследований теплообмена при кипении жидкостей на оребренных поверхностях в ГНУ ИТМО им. А.В. Лыкова НАНБ был создан специальный экспериментальный стенд, схема которого показана на рис. 3.14.

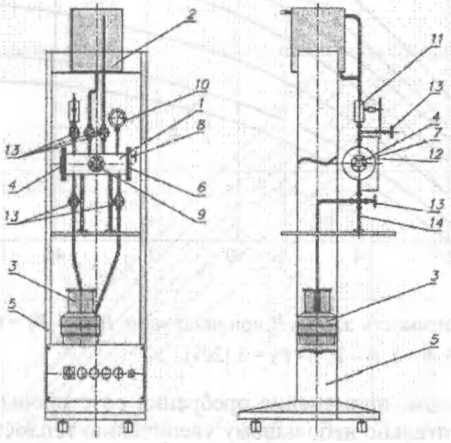


Рис. 3.14. Экспериментальная установка: 1 – рабочая камера; 2 – конденсатор; 3 – баллон с рабочей жидкостью; 4, 9 – иллюминатор; 5 – стойка; 6, 7 – флацы; 8 – вывод термопар; 10 – манометр; 11 – клапан предохранительный; 12 – защитный экран; 13 – вентиль; 14 – стойка рабочей камеры

Рабочая испарительная камера 1 представляет собой цилиндр, закрытый фланцами 6 и 7. Фланец 7 имеет стеклянный иллюминатор для подсветки фонарем. На фланце 6 смонтирован разъем 8 для подвода термопар. Посреди камеры предусмотрен смотровой иллюминатор 9 для визуального наблюдения процесса кипения на поверхности образца. Водяной теплообменник-конденсатор 2 выполнен в виде емкости, в которой установлены два змеевика и служит для поддержания стационарных условий проведения эксперимента. Для хранения рабочей жидкости служит баллон 3. На рабочей камере установлен манометр 10, предохранительный клапан 11, вентиль 13 – для подачи в камеру воздуха при проверке на герметичность, при замене образца и вывода паров рабочей жидкости (для токсичных).

Экспериментальные образцы представляли собой дюралюминиевые горизонтальные оребренные трубы, изготовленные фрезерованием. Характеристики исследованных образцов представлены в таблице 3.7.

Таблица 3.7

Характеристики исследованных образцов

№ п/п	Тип ребра	$d_в/d_o$, мм	h, мм	s, мм	$\delta_в/\delta_o$	L_{op}, мм	L_o, мм	n, шт.
Продольное оребрение								
1	треугольное	47/25	11	4,33	0/4	280	310	10
2	трапециевидное	47,5/25	11,25		2/4			
3	прямоугольное				4/4			
Поперечное оребрение								
4	треугольное	50/25	12,5	4	0/4	284	310	36
5	трапециевидное				2/4			
6	параболическое				2/4			
7	прямоугольное				2/2	278		47

Уровень жидкости над верхней образующей составлял ~ 50 мм, что обеспечивало независимость интенсивности теплообмена при кипении относительно столба жидкости над поверхностью нагрева. Перед проведением эксперимента для удаления пузырьков неконденсирующихся газов образцы кипятились в течение нескольких часов. После отключения тепловой нагрузки, прекращения кипения на поверхности образцов и установления условий эксперимента, включался нагреватель для подвода теплового потока к поверхности исследуемого образца. Условия насыщения в экспериментальной камере поддерживались регулированием расхода охлаждающей жидкости через конденсатор. Температура насыщения определялась двумя термопарами, размещенными в жидкости и паровом пространстве. Контроль давления насыщения осуществлялся с помощью образцово-

го манометра. Для измерения температурного напора на поверхности экспериментальных образцов у основания, в среднем сечении ребер и на их вершинах зачеканивались хромель-копелевые дифференциальные термопары с диаметром проводников 0,5 мм. Экспериментальные данные регистрировались и обрабатывались с помощью автоматизированной системы измерений, созданной на базе аналого-цифрового преобразователя ADC32-1533 фирмы ANALOG DEVICES, программой обработки данных ADC32GD 1.0. Измерительная система работала в циклическом режиме опроса термопар через определенный промежуток времени. Скорость опроса составляла 10 измерений в секунду. Длительность выхода температуры поверхности нагрева на стационарный режим колебалась от 15 до 60 минут. После достижения установившегося режима теплообмена, определяемого по выводимым данным на дисплей, производилась регистрация показаний термопар. Затем изменялась величина подводимого теплового потока, и процедура повторялась для следующей экспериментальной точки. Экспериментальные исследования проводились при постепенном увеличении тепловой нагрузки до достижения максимально возможной ее величины, потом тепловой поток плавно уменьшался. Погрешность определения коэффициента теплоотдачи не превышала 15 %.

Экспериментальное исследование интенсивности теплоотдачи при кипении ацетона и этилового спирта на оребренной поверхности при атмосферном давлении в условиях свободного движения проведено в диапазоне тепловых потоков 8–63 кВт/м^2.

На основании визуальных наблюдений процесса кипения и измерения величин перегрева теплоотдающей поверхности были отмечены три области: конвективная, переходная и развитое кипение (рис. 3.15).

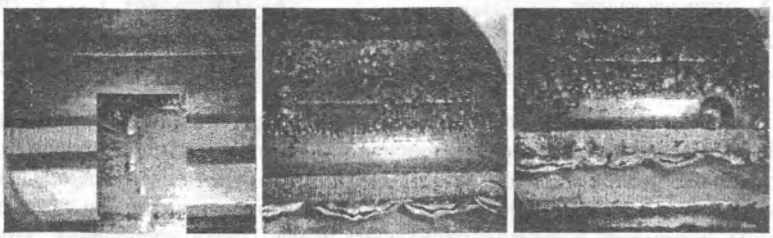


Рис. 3.15. Фотографии процесса кипения ацетона на образце с продольным прямоугольным оребрением: а – неразвитое кипение ($q_{мр}$ = 11 кВт/м^2); б и в – развитое кипение ($q_{мр}$ = 40 кВт/м^2 и $q_{мр}$ = 60 кВт/м^2, соответственно)

Зарождение паровых пузырей происходило у основания ребер (рис. 3.15а). Вследствие небольшого объема жидкости, заключенной в межреберных каналах, обеспечивался больший перегрев жидкости, что приводило к увеличению толщины перегретого слоя. При этих условиях в работу могли вступать центры с большим радиусом кривизны и улучшаться условия роста паровых пузырей.

При дальнейшем повышении нагрузки, увеличивалось количество образующихся пузырей, и возрастала частота их отрыва (рис. 3.15б). В итоге, в межреберных каналах на нижней образующей трубки (особенно для продольного оребрения) наблюдалось образование больших паровых скоплений (рис. 3.15в), экранирующих поверхность.

Величина температурного напора между теплоотдающей поверхностью и жидкостью является определяющим параметром (при прочих равных условиях), характеризующим интенсивность теплообмена между теплоотдающей поверхностью и средой. Поэтому исследование влияния подводимого теплового потока на градиент температуры в различных точках оребренной поверхности позволило выявить качественное и количественное влияние этого параметра на теплообмен при кипении. Тепловой поток, подводимый электрическим нагревателем, делился на тепловой поток, передаваемый межреберной поверхностью и тепловой поток через основание ребер:

$$Q = Q_{мр} + Q_р, \tag{3.39}$$

где $$Q_р = Q \cdot \frac{F_0 - F_{мр}}{F_0} \text{ и } Q_{мр} = Q \cdot \frac{F_{мр}}{F_0}. \tag{3.40}$$

F_0 – площадь основной (несущей) поверхности.

Соответственно определялись плотности теплового потока на ребрах и межреберной поверхности:

$$q_р = \frac{Q_р}{F_р} \text{ и } q_{мр} = \frac{Q_{мр}}{F_{мр}}. \tag{3.41}$$

На рис. 3.16 приведены зависимости температурного напора по элементам оребренной поверхности от подводимой тепловой мощности при кипении ацетона.

При кипении на оребренной поверхности с прямоугольным профилем ребра, как для продольного, так и для поперечного типов оребрения, были получены более низкие значения градиентов температур. Это не противоречит известной тенденции снижения температурного напора с увеличением площади поверхности теплообмена.

По полученным значениям ΔT были определены коэффициенты теплоотдачи в зависимости от плотности теплового потока по элементам

оребренной поверхности. На рис. 3.17 представлены характерные зависимости для ребер.

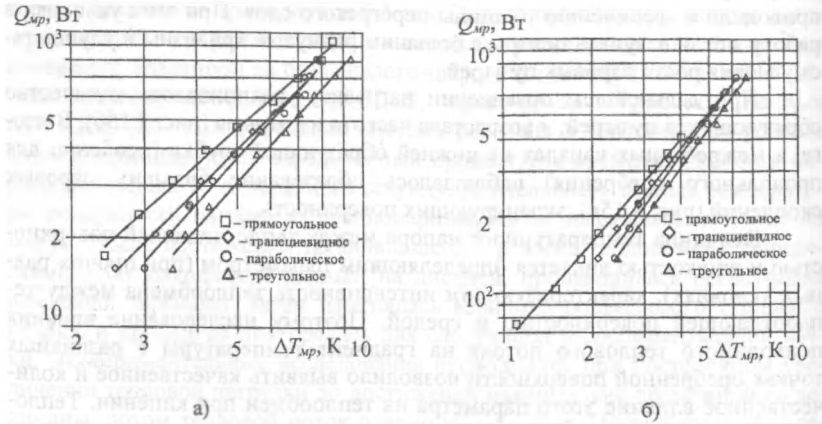


Рис. 3.16. Экспериментальные зависимости среднего температурного напора основной поверхности от теплового потока, отводимого межреберной поверхностью (а) и ребром (б) для поперечного оребрения при кипении ацетона

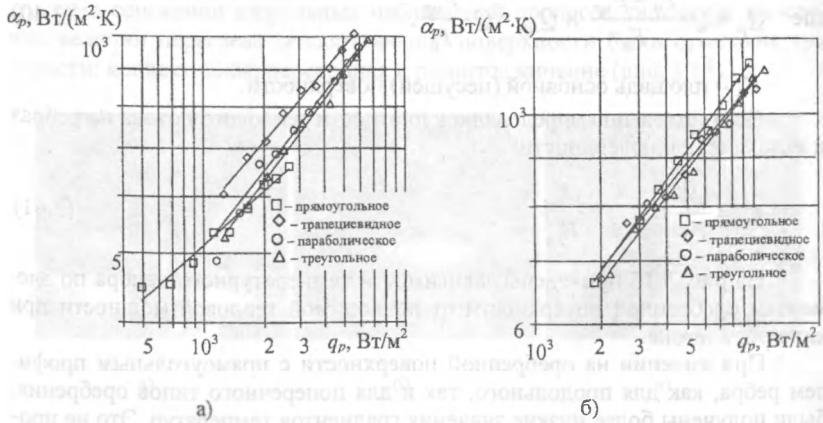


Рис. 3.17. Зависимости среднего коэффициента теплоотдачи по ребру от плотности теплового потока, отводимого ребром: а – для поперечного оребрения при кипении ацетона; б – для продольного оребрения при кипении этилового спирта

В результате анализа полученных зависимостей можно сделать вывод о том, что средние коэффициенты теплоотдачи по ребру, при развитом пузырьковом кипении, слабо зависят от профиля ребра при свободном отводе паровой фазы, причем для продольного типа оребрения, отличие крайне незначительно.

На рис. 3.18 приведены зависимости коэффициентов теплоотдачи (при температурном напоре по основной поверхности) от плотности теплового потока на основной поверхности образца (цилиндра), при кипении ацетона и этилового спирта для всех типов исследованных оребренных и гладких поверхностей. Такое сравнение представляется более корректным, поскольку позволяет судить об эффективности исследованных оребренных поверхностей.

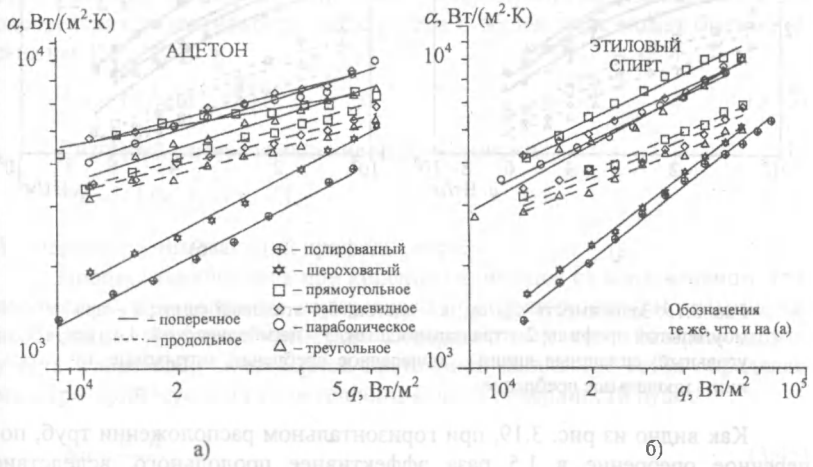


Рис. 3.18. Зависимости коэффициентов теплоотдачи основной поверхности от плотности теплового потока на основной поверхности образца для ацетона (а) и этилового спирта (б)

Как видно из рис. 3.18, характер кривых кипения, в значительной мере, определяется теплофизическими свойствами жидкости. Так, при аналогичных геометрических параметрах образцов и в аналогичных условиях проведения экспериментов, интенсивность теплоотдачи при кипении ацетона выше, чем при кипении этилового спирта, только при малых плотностях теплового потока $q < 20$ кВт/м^2. При $q > 20$ кВт/м^2 интенсивность теплоотдачи при кипении ацетона ниже, что объясняется различием теплофизических свойств этих жидкостей, в частности, большим отрывным размером парового пузыря из-за вдвое меньшей теплоты парообразования у аце-

тона, что приводит к более быстрому запариванию межреберной поверхности и, как следствие, ухудшению теплоотдачи.

На рис. 3.19 приведены зависимости отношения коэффициентов теплоотдачи (при ΔT основной поверхности) от плотности теплового потока на основной поверхности образца к коэффициентам теплоотдачи на гладкой поверхности – $\alpha_{мр}/\alpha_{гл}$, при кипении ацетона и этилового спирта для всех типов исследованных оребренных поверхностей.

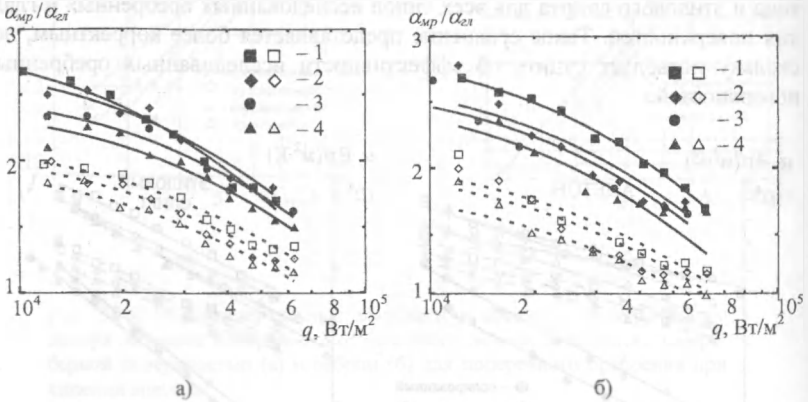


Рис. 3.19. Зависимость $\alpha_{мр}/\alpha_{гл}$: а – ацетон; б – этиловый спирт; 1 – прямоугольный профиль; 2 – трапециевидный; 3 – параболический; 4 – треугольный; сплошные линии – поперечное оребрение; штриховые линии – продольное оребрение

Как видно из рис. 3.19, при горизонтальном расположении труб, поперечное оребрение в 1,5 раза эффективнее продольного, вследствие большего развития поверхности теплообмена и лучших условий отвода паровой фазы. Наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи, в 2,8 раза превышающие аналогичные значения для гладкой поверхности, были получены для образца с поперечным прямоугольным оребрением.

При расчете теплоотдачи с оребренной поверхности обычно определяется приведенный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{прив}$:

$$\alpha_{прив} = \alpha_p \cdot E \cdot \frac{F_p}{F_{мр} + F_p} + \alpha_{мр} \cdot \frac{F_{мр}}{F_{мр} + F_p}, \qquad (3.42)$$

где E – коэффициент эффективности ребра.

Следовательно, задача заключается в определении коэффициентов теплоотдачи по элементам оребренной поверхности α_p и $\alpha_{мр}$.

При анализе и решении задачи об интенсивности теплообмена при кипении жидкостей на оребренных поверхностях необходимо решить вопросы, касающиеся выбора независимых переменных, влияющих на теплообмен и установить степень их влияния. В целях упрощения задачи, из всего многообразия условий, в которых может протекать процесс теплообмена при кипении, вполне допустимо выделить режим, в пределах которого устанавливаются характерные для него соотношения между параметрами, определяющими доминирующее влияние того или иного механизма переноса теплоты (или совместное их влияние) на интенсивность теплообмена.

Процесс теплоотдачи на оребренной поверхности при развитом кипении на ребре можно рассматривать как теплоотдачу при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции на теплоотдающих поверхностях, имеющих различную ориентацию в пространстве, и зависимость для определения интенсивности теплообмена в общем виде может быть записана как [269, 271]:

$$Nu = f\left(Pe, F_o, Pr\right). \tag{3.43}$$

Для ребра данное уравнение можно записать:

$$Nu = f\left(Pe, F_o, Pr, X\right), \tag{3.44}$$

X – параметр учитывающий профиль ребра.

Процесс теплообмена при кипении отличается от конвективного теплообмена существованием двухфазного пристенного слоя. В этом случае необходимо учитывать действие поверхностных сил, которые можно учесть с помощью капиллярной постоянной жидкости. Тогда определяемый критерий Нуссельта для теплоотдающей поверхности будет:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l_*}{\lambda_ж}. \tag{3.45}$$

В качестве характерного линейного размера можно принять среднее значение отрывного диаметра пузыря d_0, значение которого можно считать практически не зависящими от плотности теплового потока q в широком диапазоне изменения последнего. В результате, критериальное уравнение в общем виде может быть записано в виде:

$$Nu = f(K, Pr, X), \tag{3.46}$$

где $$K = Pe \cdot Fo = \frac{q}{r\rho_n d_0 f} = \frac{q}{r\rho_n w''}. \tag{3.47}$$

Здесь d_0 – отрывной диаметр пузыря; f – частота отрыва паровых пузырей; w'' – скорость роста паровых пузырей, характеризующая среднюю

скорость роста последних в данной точке и паропроизводительность одного центра парообразования, которую можно рассчитать по формуле [1]:

$$w'' = 0{,}36 \cdot 10^{-3} \cdot \pi^{-1{,}4}, \tag{3.48}$$

где $\pi = p/p_{кр}$ – приведенное давление.

В качестве параметра, учитывающего форму и размеры ребра, предлагается использовать функцию профиля ребра [271], отнесенную к высоте ребра:

$$X = \frac{f_p}{h_p}, \tag{3.49}$$

где $f_p = \frac{\delta_0}{2}\left(\frac{x}{h_p}\right)^{(1-2n)/(1-n)}$, x – текущая координата.

В результате, независимая переменная, характеризующая геометрические характеристики ребра будет:

для прямоугольного – $X = \frac{\delta_0}{2 \cdot h_p}$; для трапециевидного – $X = \frac{\delta_0}{8 \cdot h_p}$;

для параболического – $X \approx \frac{\delta_0}{6 \cdot h_p}$; для треугольного – $X = \frac{\delta_0}{4 \cdot h_p}$.

В результате обобщения экспериментальных данных по теплоотдаче на ребре по формуле (3.44) было получено следующее уравнение:

$$Nu_p = 21 \cdot X^{-0{,}1} K_p^{0{,}3} Pr^{-0{,}2}. \tag{3.50}$$

Результаты опытов описываются полученной зависимостью с погрешностью ± 15 % (рис. 3.20), что подтверждает корректность выбранного метода. Причем данная зависимость справедлива как для продольного, так и для поперечного типов ребер.

При обобщении экспериментальных значений коэффициентов теплоотдачи на межреберной поверхности по уравнению (3.43) получены следующие зависимости:

– для поперечного типа оребрения:

$$Nu_{мр} = 115 \cdot K_{мр}^{0{,}4} Pr^{-0{,}2}; \tag{3.51}$$

– для продольного типа оребрения:

$$Nu_{мр} = 85 \cdot K_{мр}^{0{,}4} Pr^{-0{,}2}. \tag{3.52}$$

Отличие в значениях константы C можно объяснить ухудшением условий отвода паровой фазы с нижней поверхности образцов вследствие запаривания поверхности из-за продольного расположения ребер. Погрешность определения $\alpha_{мр}$, также не превышает ± 15 %.

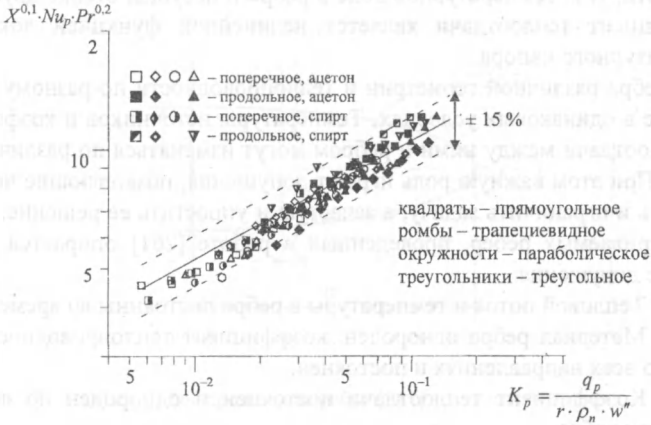


Рис. 3.20. Обобщение экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи на ребре

В результате проведения экспериментальных исследований в [269, 271], получены качественные и количественные зависимости температурного напора от подводимой мощности и плотности теплового потока при кипении ацетона и этилового спирта при атмосферном давлении на оребренной поверхности.

Наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи, в 2,5 раза превышающие аналогичные значения для шероховатой и в 3–4 раза для полированной поверхности, были получены для образца с поперечным прямоугольным оребрением.

Экспериментально определено, что при горизонтальном расположении труб, поперечное оребрение в 1,5 раза эффективнее продольного при одинаковых профилях ребра, вследствие большего развития поверхности теплообмена и лучших условий отвода паровой фазы.

Интенсивность теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении на ребре практически не зависит от профиля ребра при прочих равных условиях.

Полученные полуэмпирические критериальные уравнения для расчета интенсивности теплоотдачи элементов оребренной поверхности при кипении ацетона и этилового спирта при атмосферном давлении, описывают результаты экспериментальных исследований с погрешностью ± 15 % [271].

3.2. Существующие модели процесса кипения на неизотермической (оребренной) поверхности

Строгий аналитический расчет теплоотдачи оребренных поверхностей, отводящих тепло в кипящую жидкость, вызывает значительные трудности, т. к. температурное поле в ребре и несущей стенке двумерно и коэффициент теплоотдачи является нелинейной функцией локального температурного напора.

Ребра различной геометрии и теплопроводности по-разному работают даже в одинаковых условиях. Температуры источников и коэффициенты теплоотдачи между ними и ребром могут изменяться по различным законам. При этом важную роль играют допущения, позволяющие четко определить и ограничить задачу, а зачастую и упростить ее решение. Анализ рассматриваемых ребер, проведенный в работе [261] опирается на следующие допущения:

1. Тепловой поток и температуры в ребре постоянны во времени.
2. Материал ребра однороден, коэффициент теплопроводности одинаков во всех направлениях и постоянен.
3. Коэффициент теплоотдачи постоянен и однороден по всей поверхности ребра.
4. Температура среды, окружающей ребро, постоянна.
5. Толщина ребра мала по сравнению с его высотой, поэтому температурными градиентами по толщине ребра можно пренебречь.
6. Температура в основании ребра однородна.
7. Термическое сопротивление между ребром и основной поверхностью отсутствует.
8. Источники и стоки тепла внутри ребра отсутствуют.
9. Тепловой поток через торцевую поверхность ребра пренебрежимо мал по сравнению с тепловым потоком, отводимым с боковых поверхностей.
10. Тепловой поток между ребром и окружающей средой пропорционален температурному напору между ними.

ПРОДОЛЬНЫЕ РЕБРА. Гарднер [261] предложил рассматривать обобщенное ребро (рис. 3.21). Согласно его методу дифференциальное уравнение, полученное из уравнения теплового баланса для элемента ребра, почленно сравнивается с обобщенным уравнением Бесселя, предложенным Дугласом. Рассматривается продольное ребро произвольного профиля в предположении, что оно рассеивает тепло в окружающую среду.

Для обобщенного ребра с температурой t и коэффициентом теплопроводности λ разность тепловых потоков, поступающего в элемент через

сечение $x+dx$ и покидающего его через сечение x путем теплопроводности, будет:

$$dq = \lambda \frac{d}{dx}\left[f_1(x) \frac{dt}{dx} \right] dx . \qquad (3.53)$$

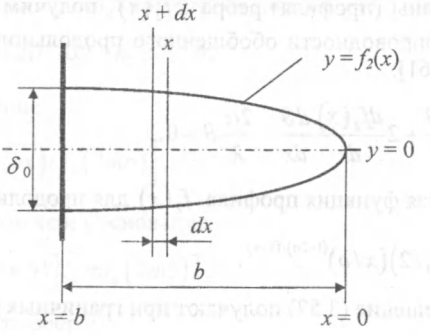


Рис. 3.21. Обобщенное продольное ребро [261]

Так как процесс стационарен, эта разность должна быть равна тепловому потоку, отводимому с боковых поверхностей элемента ребра. При отводе тепла конвекцией

$$dq = 2\alpha (t - t_s) dx . \qquad (3.54)$$

При отводе тепла кипящей жидкостью dq равно теплоте фазового перехода.

Здесь $f_1(x)$ – площадь поперечного сечения ребра; t – текущая температура ребра; t_s – температура окружающей среды; b – высота ребра; δ_0 – толщина ребра у основания.

Профиль ребра ограничен двумя симметричными кривыми $y = f_2(x)$ и $y = -f_2(x)$. Тогда площадь поперечного сечения продольного ребра на единицу длины будет: $f_1(x) = 2Lf_2(x) = 2f_2(x)$.

Температурный напор между ребром и окружающей средой $\vartheta = t - t_s$; $d\vartheta = dt$. В результате – дифференциальное уравнение теплопроводности для обобщенного ребра будет [261]:

$$\lambda \frac{d}{dx}\left[f_1(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = 2\alpha\vartheta dx \qquad (3.55)$$

или

$$f_1(x)\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+\frac{df_1(x)}{dx}\frac{d\vartheta}{dx}-\frac{2\alpha}{\lambda}\vartheta=0. \tag{3.56}$$

Заменив функцию поперечного сечения для единицы ребра $f_1(x)$ функцией толщины (профиля) ребра $2f_2(x)$, получим дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного продольного ребра произвольного профиля [261]:

$$2f_2(x)\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+2\frac{df_2(x)}{dx}\frac{d\vartheta}{dx}-\frac{2\alpha}{\lambda}\vartheta=0. \tag{3.57}$$

Обобщенная функция профиля $f_2(x)$ для продольных ребер [261]:

$$f_2(x)=(\delta_0/2)(x/b)^{(1-2n)/(1-n)}. \tag{3.58}$$

Частное решение (3.57) получают при граничных условиях:

при $x=b$ $\vartheta=\vartheta_0$,

при $x=0$ $\dfrac{d\vartheta}{dx}=0$.

Продольное ребро прямоугольного профиля

Контур (функция) профиля такого ребра имеет вид:

$$f_2(x)=\delta_0/2;\ \left[df_2(x)/dx\right]=0.$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для продольного ребра прямоугольного профиля будет:

$$\left(d^2\vartheta/dx^2\right)-\left(2\alpha/\lambda\delta_0\right)\vartheta=0. \tag{3.59}$$

Частное решение будет:

$$\vartheta(x)=\left[\vartheta_0 ch(mx)\right]/ch(mb).$$

Тепловой поток, передаваемый через основание ребра при площади поперечного сечения ребра на единицу длины в основании $F=L\delta_0=\delta_0$ $(L=1)$.

$$q_0=\lambda\delta_0 m\vartheta_0 th(mb), \tag{3.60}$$

где $m=(2\alpha/\lambda\delta_0)^{1/2}$.

Эффективность ребра $\eta=th(mb)/(mb)$.

Продольное ребро треугольного профиля

Контур (функция) профиля ребра имеет вид:

$$f_2(x)=(\delta_0/2)(x/b);\ \left[df_2(x)/dx\right]=\delta_0/2b. \tag{3.61}$$

Подставляя (3.61) в (3.57), получим дифференциальное уравнение теплопроводности для продольного ребра треугольного профиля [261]:

$$x\left(d^2\vartheta/dx^2\right)+\left(d\vartheta/dx\right)-m^2b\vartheta=0. \tag{3.62}$$

Частное решение:

$$\vartheta=\left[\vartheta_0 I_0\left(2m\sqrt{bx}\right)/I_0(2mb)\right]. \tag{3.63}$$

Тепловой поток через основание:

$$q_0=\left[2\alpha\vartheta_0 I_1(2mb)\right]/\left[mI_0(2mb)\right]. \tag{3.64}$$

Эффективность ребра:

$$\eta=\left[I_1(2mb)\right]/\left[mbI_0(2mb)\right]. \tag{3.65}$$

Продольное ребро вогнутого параболического профиля

Контур профиля ребра:

$$f_2(x)=(\delta_0/2)(x/b)^2;\ \left(df_2(x)/dx\right)=(\delta_0/b)(x/b). \tag{3.66}$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для продольного ребра вогнутого параболического профиля:

$$x^2\left(d^2\vartheta/dx^2\right)+2x\left(d\vartheta/dx\right)-m^2b^2\vartheta=0. \tag{3.67}$$

В отличие от предыдущих соотношений это уравнение представляет собой не уравнение Бесселя, а уравнение Эйлера. Частное его решение будет:

$$\vartheta=\vartheta_0(x/b)^n. \tag{3.68}$$

Тепловой поток, передаваемый ребром

$$q_0=\left(\lambda\delta_0\vartheta_0/2b\right)\left[-1+\sqrt{1+(2mb)^2}\right]. \tag{3.69}$$

Эффективность ребра:

$$\eta=2/\left[1+\sqrt{1+(2mb)^2}\right]. \tag{3.70}$$

Продольное ребро выпуклого параболического профиля

Для такого ребра показатель степени обобщенной функции профиля ребра удовлетворяет этой геометрии, когда $n = 1/3$.

Контур (функция) профиля такого ребра имеет вид:

$$f_2(x) = (\delta_0/2)(x/b)^{1/2};\ \left[df_2(x)/dx\right] = (\delta_0/4)(b/x)^{1/2}. \tag{3.71}$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для ребра выпуклого параболического профиля будет:

$$x^{1/2}\left(d^2\vartheta/dx^2\right) + \left[1/2x^{1/2}\left(d\vartheta/dx\right)\right] - m^2 b^{1/2}\vartheta = 0. \tag{3.72}$$

Частное решение уравнения будет:

$$\vartheta = \vartheta_0\left(\frac{x}{b}\right)^{1/4} \frac{I_{-1/3}\left(\frac{4}{3}mb^{1/4}x^{3/4}\right)}{I_{-1/3}\left(\frac{4}{3}mb\right)}.\ \text{При } x = b,\ \vartheta = \vartheta_0. \tag{3.73}$$

Тепловой поток через основание ребра (на единицу длины):

$$q_0 = \lambda\delta_0\vartheta_0 m \frac{I_{2/3}\left(\frac{4}{3}mb\right)}{I_{-1/3}\left(\frac{4}{3}mb\right)}. \tag{3.74}$$

Эффективность ребра

$$\eta = \frac{1}{mb}\frac{I_{2/3}\left(\frac{4}{3}mb\right)}{I_{-1/3}\left(\frac{4}{3}mb\right)}. \tag{3.75}$$

РАДИАЛЬНЫЕ РЕБРА. Схема радиального ребра произвольного профиля представлена на рис. 3.22.

Профиль ребра ограничен двумя симметричными кривыми $y = f_2(r)$ и $y = -f_2(r)$. Здесь r_0 – радиус основной поверхности; r_e – радиус ребра; δ_0 – толщина ребра у основания.

Разность тепловых потоков, поступающих путем теплопроводности в бесконечно малый элемент через поверхность r и покидающим его через поверхность $r + dr$ тем же путем, равна [261]:

$$dq = \lambda\frac{d}{dr}\left[(2\pi r)2f_2(r)\frac{d\vartheta}{dr}\right]dr. \tag{3.76}$$

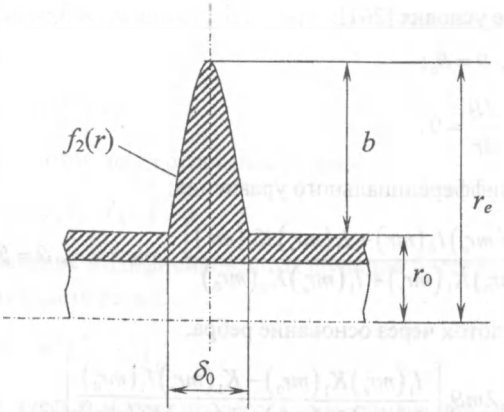


Рис. 3.22. Схема радиального ребра произвольного профиля

Тепловой поток, покидающий элемент за счет кипения на нем жидкости

$$dq = 2\alpha\left(2\pi r dr\right)\vartheta. \tag{3.77}$$

Уравнение теплового баланса для элемента ребра будет:

$$4\pi\lambda\frac{d}{dr}\left[rf_2(r)\frac{d\vartheta}{dr}\right]dr = 4\pi\alpha\vartheta r\,dr. \tag{3.78}$$

После преобразований получим дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра произвольного профиля [262]:

$$f_2(r)\frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \frac{f_2(r)}{r}\frac{d\vartheta}{dr} + \frac{df_2(r)}{dr}\frac{d\vartheta}{dr} - \frac{\alpha}{\lambda}\vartheta = 0. \tag{3.79}$$

Для радиальных ребер различного профиля будем иметь:

Радиальное ребро прямоугольного профиля

Контур (функция) профиля:

$$f_2(r) = \delta_0/2;\ \left[df_2(r)/dr\right] = 0. \tag{3.80}$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$r^2\frac{d^2\vartheta}{dr^2} + r\frac{d\vartheta}{dr} - m^2r^2\vartheta = 0. \tag{3.81}$$

Граничные условия [261]:

при $r = r_0$, $\vartheta = \vartheta_0$;

при $r = r_e$ $\dfrac{d\vartheta}{dr} = 0$. (3.82)

Решение дифференциального уравнения:

$$\vartheta = \frac{\vartheta_0\left[K_1(mr_e)I_0(mr) + I_1(mr_e)K_0(mr)\right]}{I_0(mr_0)K_1(mr_e) + I_1(mr_e)K_0(mr_0)} \text{ при } r = r_0,\ \vartheta = \vartheta_0. \quad (3.83)$$

Тепловой поток через основание ребра:

$$q_0 = 2\pi r_0 \delta_0 \lambda m \vartheta_0 \left[\frac{I_1(mr_e)K_1(mr_0) - K_1(mr_e)I_1(mr_0)}{I_0(mr_0)K_1(mr_e) + I_1(mr_e)K_0(mr_0)}\right]. \quad (3.84)$$

Эффективность ребра:

$$\eta = \frac{2r_0}{m\left(r_e^2 - r_0^2\right)}\left[\frac{I_1(mr_e)K_1(mr_0) - K_1(mr_e)I_1(mr_0)}{I_0(mr_0)K_1(mr_e) + I_1(mr_e)K_0(mr_0)}\right]. \quad (3.85)$$

Радиальное ребро гиперболического профиля

Функция профиля ребра

$$f_2(r) = C_1/r;\ df_2(r)/dr = -C_1/r^2, \quad (3.86)$$

где C_1 – постоянная.

Площадь поперечного сечения ребра будет:

$$f_1(r) = 2(2\pi r) f_2(r) = 4\pi r(C_1/r) = 4\pi C_1,$$

т. е. площадь поперечного сечения, нормального тепловому потоку, постоянна при $r = r_0$, $f_2(r_0) = \delta_0/2$; $C_1 = \delta_0 r_0/2$.

Дифференциальное уравнение теплопроводности для ребра радиального гиперболического профиля будет:

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2} - \frac{m^2}{r_0} r\vartheta_0 = 0. \quad (3.87)$$

Если $M^2 = m^2/r_0$, то общее решение будет:

$$\vartheta = r^{1/2}\left[C_1 I_{1/3}\left(\frac{2}{3}Mr^{3/2}\right) + C_2 I_{-1/3}\left(\frac{2}{3}Mr^{3/2}\right)\right], \quad (3.88)$$

где произвольные постоянные C_1 и C_2 вычисляются из граничных условий:

при $r = r_0$, $\vartheta = \vartheta_0$,

при $r = r_e$ $(d\vartheta / dr) = 0$.

Тепловой поток через основание ребра:

$$q_0 = 2\pi \lambda r_0 \delta_0 \vartheta_0 M (r_0)^{1/2} \psi, \qquad (3.89)$$

где ψ – комбинация модифицированных функций Бесселя.

Эффективность ребра:

$$\eta = 2r_0 \psi / \left[m\left(r_e^2 - r_0^2\right) \right]. \qquad (3.90)$$

Математическая модель процессов теплообмена при кипении жидкости на ребре в [156] решена в виде зависимости плотности суммарного теплового потока q_0 от температурного напора в основании ребра и безразмерных комплексов N и Bi, т. е. в обобщенной форме, позволяющей производить тепловые расчеты ребер произвольных геометрических размеров и теплопроводности. Расчеты обобщенных зависимостей были проведены применительно к кипению на ребре фреона-113 и воды в большом объёме при атмосферном давлении. Схема анализируемой системы представлена на рис. 3.23.

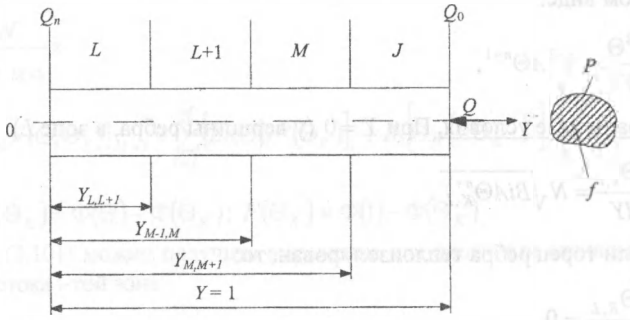


Рис. 3.23. Расчётная схема анализируемой системы [156]

Вся область температурных напоров кривой местной теплоотдачи разбита на четыре зоны: 1– свободной конвекции без кипения; 2, 3, 4 – соответственно, пузырькового, переходного и пленочного режимов кипения. Зависимость местного коэффициента теплоотдачи от температурного напора в каждой зоне – степенная $\alpha_i = a_i \vartheta_i^n$ (i – номер зоны), причем коэффициент a_i и показатель степени n_i, сохраняют постоянные значения в

пределах зоны с данным режимом теплообмена. Одномерное дифференциальное уравнение теплопроводности для произвольной зоны ребра имеет вид (без индекса зоны):

$$\frac{d^2\vartheta}{dy^2} = \frac{a\vartheta^n p}{f\lambda}\vartheta, \tag{3.91}$$

где ϑ – местный температурный напор ребро-кипящая жидкость.

Справедливость применения одномерного уравнения теплопроводности для расчета ребра, на котором кипит жидкость, подтверждена путем сопоставления с результатами расчетов теплообмена по двумерной модели.

Авторами [156] были введены следующие безразмерные величины:

- продольная координата, отсчитываемая от вершины ребра $Y = y/h$;
- температурный напор в произвольной зоне $\Theta = \vartheta / \vartheta_H$,

где ϑ_H – температурный напор в «начале» произвольной зоны; коэффициент теплоотдачи, $A - a\vartheta_н^m / \alpha_c$,

где α_c – постоянный коэффициент теплоотдачи; характеристический параметр ребра (приведенный) $N = (\alpha P/\lambda f)^{0.5} h$; приведенное число Био $Bi = \alpha_c f / \lambda P$.

Пользуясь введенными переменными, можно переписать (3.91) в безразмерном виде:

$$\frac{d^2\Theta}{dY^2} = N^2 A\Theta^{n+1}, \tag{3.92}$$

Граничные условия. При $Y = 0$ (у вершины ребра, в зоне L):

$$\frac{d\Theta_{k,l}}{dY} = N\sqrt{BiA\Theta_{K,L}^{n+1}}. \tag{3.93}$$

Если торец ребра теплоизолирован, то:

$$\frac{d\Theta_{R,L}}{dY} = 0. \tag{3.94}$$

При $Y = Y_{R,M+1} = Y_{H,M}$ (на границах соседних зон теплообмена) [156]:

$$\Theta_{K,M+1} = \frac{\vartheta_{H,M}}{\vartheta_{H,M+1}} \tag{3.95}$$

$$\frac{d\Theta_{K,M+1}}{dY} = \frac{\vartheta_{H,M}}{\vartheta_{H,M+1}} \frac{d\Theta_{H,M}}{dY}. \tag{3.96}$$

При $Y = 1$ (в основании ребра)

$$\Theta_{H,J} = 1. \tag{3.97}$$

Первый интеграл уравнения (3.92) имеет вид:

$$\frac{d\Theta}{dY} = N\sqrt{2A\int\Theta^{n+1}d\Theta} = N\sqrt{2A(\Phi(\Theta)+C)}, \tag{3.98}$$

где $\Phi(\Theta) = \dfrac{\Theta^{n+2}}{n+2}$ при $n \neq -2$,

$\Phi(\Theta) = \ln\Theta$ при $n = -2$, (3.99)

C – постоянная интегрирования.

Для зоны L, прилегающей к торцу ребра, C определяется из граничного условия (3.93). Градиент температуры в зоне L находится из уравнения:

$$\frac{d\Theta}{dY} = N\sqrt{2A\left[\Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)\right] + Bi(A\Theta_K^{n+1})^2}. \tag{3.100}$$

С помощью граничных условий (3.95) и (3.96) последовательно можно найти постоянные интегрирования во всех зонах вплоть до рассматриваемой (M+1) и по (3.98) определить градиент температуры в последней [156]:

$$\frac{d\Theta}{dY} = \frac{N}{\Theta_{H,M+1}} \times$$

$$\times\left\{2A\left[\Theta_H F(\Theta,\Theta_R)\right]_{M+1} + \sum_{i=L}^{M}\left[2A\Theta_H^2 F(\Theta_K)\right]_i + Bi\left[\Theta_H\left(A\Theta_K^{n+1}\right)^2\right]_L\right\}^{0,5}, \tag{3.101}$$

где $F(\Theta,\Theta_K) = \Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)$; $F(\Theta_K) = \Phi(1) - \Phi(\Theta_K)$. (3.102)

Из (3.101) можно получить выражение для плотности аксиального теплового потока i-той зоне:

$$q\sqrt{Bi} = \left\{ 2\alpha_c\left[a\vartheta_H^{n+2}F(\Theta,\Theta_K)\right]_{M+1} + \right.$$

$$\left. + 2\alpha_c\sum_{i=1}^{M}\left[a\vartheta_E^{n=2} + F(\Theta)\right]_i + Bi\left[\left(a\vartheta_K^{n+1}\right)^2\right]_L\right\}^{0,5}. \tag{3.103}$$

Первый член в фигурных скобках в формуле (3.103) учитывает теплоотдачу в рассматриваемой зоне M+1, второй представляет сумму вкла-

дов в тепловой поток за счет теплоотдачи в зонах от L до M и последний член учитывает теплоотдачу со свободного торца.

При $M+1 = J$ и $\vartheta = \vartheta_{HJ}$ из (3.103) определяется плотность суммарного теплового потока, передаваемого ребром [156]:

$$q_0\sqrt{Bi} = \left\{2\alpha_c \sum_{i=L}^{J}\left[a\vartheta_H^{n+2}F(\Theta_K)\right]_i + Bi\left(a\vartheta_K\right)_L^{2n+2}\right\}^{0,5}. \qquad (3.104)$$

Из (3.104) следует, что $q_0\sqrt{Bi}$ в общем случае зависит от температурных напоров в основании $\vartheta_{H,J} = \vartheta_0$, у вершины ребра $\vartheta_{K,L} = \vartheta_h$, на границах зон теплообмена $\vartheta_{H,i}$, а также коэффициентов a_i, n_i и числа Bi. Параметры $\vartheta_{H,i}$, a_i, n_i определяются кривой местной теплоотдачи, а независимыми переменными являются ϑ_0, ϑ_h, Bi. Поэтому (3.104) можно записать в символической форме:

$$q_0\sqrt{Bi} = \varphi\left(\vartheta_0, \vartheta_h, Bi\right). \qquad (3.105)$$

Если торец ребра теплоизолирован, число Bi выпадает из правой части (3.105). Для интегрирования уравнения (3.101) необходимо преобразовать его к виду:

$$\frac{d\Theta}{dY} = N\sqrt{A\left\{2\left[\Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)\mu\right]_{M+1}\right\}^{0,5}}, \qquad (3.106)$$

где

$$\mu_{M+1} = 1 - \frac{\sum_{i=L}^{M}\left[a\vartheta_H^{n+2}F(\Theta_K)\right]_i + \dfrac{Bi}{\alpha_c}\left(a\vartheta_K^{n+1}\right)_L}{\left(a\vartheta_H^{n+2}\right)_{M+1}\Phi(\Theta_K)_{M+1}}. \qquad (3.107)$$

Функции $\Phi(\Theta)$ и $F(\Theta_K)$ определяются по (3.99) и (3.102). Интегрируя (3.94) для произвольной зоны (i), можно получить:

$$I_i = \int_{\Theta_{K,i}}^{\Theta_i} \frac{d\Theta}{\left\{2\left[\Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)\mu\right]_i\right\}^{0,5}} = NA\left(Y - Y_K\right)_i, \qquad (3.108)$$

где Θ_i, и Y_i, – текущая температура и координата i-й зоны. При $n \neq -2$ интеграл в левой части (3.108) путем замены переменной $\tilde{\vartheta} = \dfrac{\vartheta_{Ki}}{\vartheta_i}$, при-

водится к форме, зависящей (для данного n) от переменной $\widetilde{\vartheta}$ и параметра μ:

$$J\left(\widetilde{\vartheta},\mu\right)=\widetilde{\vartheta}^{-\frac{n}{2}}\int_{\widetilde{\vartheta}}^{1}\frac{d\tau}{\left[\frac{2}{n+2}\left(\tau^{2-n}-\mu\tau^{4}\right)\right]^{0,5}}, \tag{3.109}$$

где τ – переменная интегрирования, причём $I_i=\Theta^{-\frac{n}{2}}J\left(\widetilde{\vartheta},\mu\right)$.

Интегралы (3.109) при произвольном n могут быть найдены численно с помощью ЭВМ. Для некоторых частных значений n они вычисляются аналитически в замкнутой форме.

Интегрируя (3.108) до значений $\Theta_i=\Theta_{Hi}=1$, $\left(Y_i=Y_{H,i}\right)$суммируя по всем зонам теплообмена и используя граничное условие (3.96), можно получить [156]:

$$N=\sum_{i=L}^{J}\sqrt{\frac{\alpha_c}{a\vartheta_H^n}}\int_{\Theta_K}^{1}\frac{d\Theta}{\left\{2\left[\Phi(\Theta)-\Phi(\Theta_K)\mu\right]\right\}^{0,5}}. \tag{3.110}$$

Уравнение (3.110) устанавливает связь между характеристическим параметром N, температурными напорами в основании ϑ_0, у вершины ребра ϑ_h и числом Bi (при учете теплоотдачи с торца). Это уравнение может быть записано в следующей символической форме:

$$N=\psi\left(\vartheta_0,\vartheta_h,Bi\right). \tag{3.111}$$

Задавая в качестве независимых переменных ϑ_0,ϑ_h, и Bi, по (3.108), можно определить профиль температуры, а по (3.104) и (3.110) (в символической форме (3.105) и (3.111)) определить $q_0\sqrt{Bi}$ и N. Исключая из двух последних зависимостей температурный напор у вершины ребра (графически), можно получить искомую зависимость:

$$q_0\sqrt{Bi}=\xi\left(\vartheta_0,N,Bi\right). \tag{3.112}$$

При изоляции торца параметр Bi выпадает из правой части (3.100). При $\vartheta_{KL}=\vartheta_h=0$ из (3.104) следует, что $q_0\sqrt{Bi}$ зависит только от температурного напора в основании ребра [156]:

$$q_0\sqrt{Bi}=\left\{2\alpha_c\sum_{i=L}^{J}\left[a\vartheta_H^{n+2}F\left(\Theta_K\right)\right]_i\right\}^{0,5}. \tag{3.113}$$

Полученное уравнение (3.113) авторы [156] считают обобщенной асимптотической зависимостью для суммарной теплоотдачи ребра, т. к. оно определяет предельное значение параметра $q_0\sqrt{Bi}$ при заданном температурном напоре в основании ребра. А уравнения (3.111–3.113) представляют собой решения стационарной теплопроводности для ребра постоянного поперечного сечения.

3.3. Теплофизическая модель процессов кипения жидкостей на неизотермических поверхностях

Существующие физические модели процессов теплообмена при кипении жидкостей на изотермических поверхностях, представленные в главе 1 [211–218, 236, 237] и математические модели в настоящей главе [156, 261], представляют собой модели, которым присущи следующие недостатки:

1. В существующих моделях процесса кипения на изотермической поверхности [211, 218] постоянные, входящие в расчетные уравнения, определяются эмпирическим путем на основе опытных данных, что не всегда возможно.

2. При анализе и разработке некоторых физических моделей процесса кипения используется формальный метод анализа значимости для теплоотдачи при кипении некоторых, произвольно выбранных безразмерных комплексов.

3. Зачастую встречаются противоречивые данные о влиянии режимных параметров на внутренние характеристики процесса кипения.

4. Ошибочно считается (в качестве допущения) при кипении на неизотермической поверхности [156, 261], что коэффициент теплоотдачи постоянен и однороден по всей поверхности ребра.

5. При постановке задачи авторы математических моделей используют в качестве одного из определяющих параметров коэффициент теплоотдачи [156, 211, 261 и др.], который должен быть заранее известен или определен опытным путем, что не всегда возможно или крайне затруднительно.

6. Физические модели [211–218, 236, 237] предложены для гладких горизонтальных теплоотдающих поверхностей, не учитывающих неизотермичность и ориентацию последних в пространстве;

7. В своей структуре физические модели содержат константы, которые необходимо определять экспериментально, либо они должны быть заранее заданы.

3.3.1. Постановка задачи

Анализ рассматриваемых ребер опирается на следующие допущения:

1. Тепловой поток и температуры в ребре постоянны во времени.
2. Материал ребра однороден, коэффициент теплопроводности одинаков во всех направлениях и постоянен.
3. Температура среды, окружающей ребро, постоянна.
4. Толщина ребра мала по сравнению с его высотой, поэтому температурными градиентами по толщине ребра можно пренебречь.
5. Температура в основании ребра однородна.
6. Термическое сопротивление между ребром и основной поверхностью отсутствует.
7. Источники и стоки тепла внутри ребра отсутствуют.
8. Тепловой поток между ребром и окружающей средой пропорционален температурному напору между ними.
9. Коэффициент теплоотдачи является величиной переменной по высоте ребра.

ПРОДОЛЬНЫЕ РЕБРА

Предлагается модель процесса теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей, протекающего на ребрах различного профиля как при продольном, так и при радиальном расположении ребер на несущей поверхности. Схема рассматриваемого продольного ребра произвольного профиля представлена на рис. 3.21 [261].

Рассматривается уравнение теплового баланса для ребра при развитом пузырьковом кипении на нем жидкости. Тепловой поток dQ, передаваемый ребром от несущей поверхности к кипящей жидкости, будет:

$$dQ = dQ_1 + dQ_2. \tag{3.114}$$

Левая часть уравнения (3.114) представляет собой количество теплоты, передаваемой теплопроводностью в единицу времени в ребре и определяется по известной зависимости [261]:

$$dQ = \lambda \frac{d}{dx}\left[f_1(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx. \tag{3.115}$$

Здесь $f_1(x)$ – площадь поперечного сечения ребра. Заменив $f_1(x)$ функцией профиля ребра $f_2(x)$ и длиной ребра L получим: $f_1(x) = 2 f_2(x) L$. Тогда разность тепловых потоков, поступающего в ребро

через сечение $x+dx$ и покидающего его через сечение x путем теплопроводности, будет [261]:

$$dQ = \lambda\left[2Lf_2(x)\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 2L\frac{df_2(x)}{dx}\frac{d\vartheta}{dx}\right]dx. \qquad (3.116)$$

Правая часть уравнения представляет собой количество теплоты, отводимой боковыми поверхностями ребра в единицу времени и расходуемой на парообразование dQ_1 и количество теплоты, расходуемой на преодоление сил инерции dQ_2, которые удерживают паровой пузырь на теплоотдающей поверхности.

Предположим, что величина теплового потока dQ_1, отводимого с боковых поверхностей элемента ребра dx при развитом пузырьковом кипении пропорциональна массе пара, поступившего в паровой пузырь с элемента криволинейной поверхности парового пузыря dM/dF, скорости роста парового пузыря $dR/d\tau$, температурному напору между теплоотдающей поверхностью и температурой насыщения кипящей жидкости ϑ и теплоемкости жидкости $c_{ж}$ при температуре насыщения. Таким образом, тепловой поток, расходуемый на испарение жидкости на боковых поверхностях элемента ребра запишется:

$$dQ_1 = 2\frac{dM}{dF}\left(\frac{dR}{d\tau}\right)c_{ж}\vartheta dx. \qquad (3.117)$$

Если принять, что паровой пузырь имеет форму шара и находится в объеме равномерно перегретой жидкости, то во всех точках его поверхности температура будет одинаковой. Тогда приращение массы пара на единицу поверхности раздела в паровом пузыре можно записать как:

$$\frac{dM}{dF} = \rho_n\frac{dV}{dF}. \qquad (3.118)$$

Изменение объема парового пузырька на единицу его поверхности $\frac{dV}{dF}$ можно определить следующим образом: объем парового пузырька $V = \frac{4}{3}\pi R^3$; его площадь $F = 4\pi R^2$. Отсюда, радиус парового пузырька будет $R^2 = \frac{F}{4\pi}$. Подставив радиус в формулу объема получим:

$$V = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{F}{4\pi}\right)^{3/2} = \frac{4}{3}\pi\frac{F^{3/2}}{(4\pi)^{3/2}} = \frac{1}{3}\frac{F^{3/2}}{(4\pi)^{1/2}}.$$

Отсюда:

$$\frac{dV}{dF}=\frac{1}{3}\frac{1}{(4\pi)^{1/2}}\frac{3}{2}F^{1/2}=\frac{F^{1/2}}{2(4\pi)^{1/2}}=\frac{(4\pi R^2)^{1/2}}{2(4\pi)^{1/2}}=\frac{R}{2}. \qquad (3.119)$$

Задача о росте парового пузыря в объеме равномерно перегретой жидкости или на теплоотдающей поверхности представляет собой очень сложную сопряженную динамическую и тепловую задачу. В основе динамической стороны задачи о росте парового пузыря в объеме жидкости лежит хорошо известное уравнение Рэлея, полученное в работе [4]. Это дифференциальное уравнение роста газового пузыря в жидкости. Решение этого уравнения без учета сил поверхностного натяжения и сил вязкости говорит о скорости роста парового пузыря в том предельном случае, когда эта скорость определяется только силами инерции.

Другим подходом к решению задачи о скорости роста парового пузыря является тепловой подход, впервые предложенный Босняковичем [5], в котором используется уравнение теплового баланса на границе раздела фаз. Межфазная поверхность передает некоторый тепловой поток, идущий на увеличение объема парового пузыря с образованием дополнительного количества пара. В результате решения уравнения теплового баланса получена скорость роста парового пузыря в виде:

$$\frac{dR}{d\tau}=\frac{\alpha\Delta T}{r_*\rho_n}. \qquad (3.120)$$

Но по уравнению (3.120) определить $\frac{dR}{d\tau}$ практически невозможно, т. к. коэффициент теплоотдачи α должен быль либо известен, либо определен, что крайне проблематично.

В. Фритц и В. Энде [6] также использовали уравнение теплового баланса, но тепловой поток на границе раздела фаз выразили через уравнение Фурье для пластины, пренебрегая кривизной межфазной поверхности. Авторы [6] получили решение для скорости роста пузыря в зависимости от числа Якоба:

$$R=\frac{2}{\sqrt{\pi}}Ja\sqrt{a\tau}\,. \qquad (3.121)$$

Выражение (3.121) в достаточной степени отражает влияние основных факторов на скорость роста пузыря, несмотря на его приближенный характер.

Применение чисто теплового подхода к задаче роста пузыря относится к тому случаю, когда можно считать, что скорость роста парового пузыря определяется только подводом теплоты к нему путем теплопроводности. В данном случае не учитываются силы трения, поверхностного натяжения и гидродинамические факторы.

Более полно задача была сформулирована и приближенно решена М.С. Плессетом и С.А. Цвиком [7], которые получили решение в виде:

$$R = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja\sqrt{a\tau}\,. \qquad (3.122)$$

Решение (3.122) отличается от (3.121) только множителем при числе Якоба, отражая влияние тех же факторов на процесс роста парового пузыря.

Г. Форстер и Н. Зубер [8] также получили приближенное решение этой задачи, введя ряд упрощающих предположений, в виде:

$$R = \sqrt{\pi} Ja\sqrt{a\tau}\,, \qquad (3.123)$$

которое также отличается от (3.121) только множителем.

Как известно [1], при росте пузыря можно выделить три стадии, две из которых – начальная и промежуточная – чрезвычайно короткие во времени, а третья стадия – асимптотическая – является основной как по времени, так и по ее значению в процессе роста парового пузыря. Стадия развития пузыря является видимой стадией и определяется условиями подвода теплоты к растущему пузырю. В [7] и [8] рассматриваются все стадии роста пузыря, но конкретные решения приводятся только для третьей стадии, поэтому приведенные выше соотношения для $R(\tau)$ относятся к асимптотической стадии роста [1]. В [8] отмечается, что гидродинамические факторы влияют на процесс роста пузыря только при отношении радиуса пузыря к критическому радиусу близкому к единице. При увеличении этого отношения гидродинамические факторы теряют свое значение. Поэтому Л. Скрайвен [9] получил решение задачи роста пузыря для асимптотической стадии, опустив в уравнении Рэлея все гидродинамические факторы, описывающие влияние сил поверхностного натяжения, сил трения и инерционных сил. Однако Л. Скрайвен ввел в уравнение энергии для жидкости массоперенос на границе раздела фаз. Решение, полученное в [9], привело к следующему выражению:

$$R = 2\beta\sqrt{a\tau}\,, \qquad (3.124)$$

где β – неявная функция числа Якоба и отношения плотностей пара и жидкости.

Д.А. Лабунцов [10] показал, что результаты, полученные в [9] хорошо аппроксимируются выражением:

$$R = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}}Ja\left[1+0{,}5\left(\frac{\pi}{6Ja}\right)^{2/3}+\frac{\pi}{6Ja}\right]^{1/2}\sqrt{a\tau}\,. \qquad (3.125)$$

При $Ja >> 1$ (область низких и умеренных давлений) $R = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}}Ja\sqrt{a\tau}$, а при $Ja << 1$ (область высоких давлений) $R = \sqrt{2a\tau}Ja$.

Д.А. Лабунцовым [11, 12] и другими авторами [13, 14] были применены и другие методы решения задачи для третьей стадии роста пузыря, но все они приводили к результатам, аналогичным (3.121)–(3.125) с различием в значениях числовых коэффициентов при $Ja\sqrt{a\tau}$. Это говорит о правильности подхода к решению задачи о росте паровых пузырей в объеме перегретой жидкости.

Задача о скорости роста паровых пузырей на теплоотдающей твердой поверхности значительно сложнее задачи о скорости роста пузыря в объеме перегретой жидкости и строгое аналитическое описание, и решение этой задачи представляют значительные трудности [1]. Во-первых, форма пузыря отличается от сферической и изменяется в процессе роста; во-вторых, более сложными являются условия подвода теплоты; в-третьих, при развитом кипении имеет место взаимное влияние соседних пузырей и т. д. Все эти факторы делают практически невозможным полный теоретический анализ процесса образования и роста пузырей, и приводит к необходимости принятия упрощающих ограничений, позволяющих получить приближенные решения поставленной задачи.

Так как подавляющее большинство применяемых в технике жидкостей является смачивающими твердую поверхность, то будем рассматривать процессы образования и роста паровых пузырей на смачивающихся поверхностях.

При кипении на теплоотдающей поверхности вся видимая стадия роста пузырей является асимптотической и определяется условиями подвода теплоты к растущему пузырю при давлении пара в нем примерно равным давлению пара в системе [1].

Н. Зубер [15] высказал предположение о том, что при расчете роста пузыря на поверхности нагрева возможно применение зависимостей, полученных для роста пузыря в объеме жидкости, исходя из того, что в процессе роста пузырь вытесняет из пристенного слоя перегретую жидкость и вокруг пузыря образуется слой жидкости. При росте пузыря основное количество теплоты передается через границу раздела фаз по контуру пузы-

ря, а теплотой, передаваемой от поверхности нагрева к жидкости в нижней части пузыря можно пренебречь.

Д.А. Лабунцов [16, 17] показал, что такая модель процесса роста пузыря на теплоотдающей поверхности является ошибочной и неприемлемой, т. к. за счет этой теплоты пузырь может вырасти лишь до размера

$$R = \frac{3}{4} Ja\delta , \tag{3.126}$$

где δ – толщина перегретого слоя жидкости. При числах $Ja < 1$ (средние и высокие давления) пузырь не может вырасти за пределы пограничного слоя, что не соответствует действительности. В области же низких давлений, которым соответствуют высокие перегревы поверхности и большие значения чисел Якоба $(Ja >> 1)$ формула (3.126) может быть использована, т. к. в этом случае подвод теплоты от перегретой жидкости к пузырю через межфазную поверхность становится определяющим.

Д.А. Лабунцов [16] предложил модель роста парового пузыря при средних и высоких давлениях, в которой рост пузыря определяется в основном теплотой, подводимой в нижней части пузыря у его основания. По этой модели теплота передается от поверхности нагрева к нижней части границы раздела фаз теплопроводностью через кольцевой клиновидный слой жидкости. Согласно этой модели [10, 16], скорость роста пузыря будет иметь вид:

$$R = \sqrt{2\beta a \tau Ja} , \tag{3.127}$$

где β – числовой коэффициент, определяемый на основании опытных данных и зависящий от свойств жидкости.

Но в общем случае, рост парового пузыря на теплоотдающей поверхности определяется как подводом теплоты от поверхности у основания пузыря при испарении кольцевого клиновидного слоя, так и испарением с межфазной границы пузыря, растущего в слое перегретой жидкости. Роль этих двух факторов зависит от давления и промежутка времени от начала роста пузыря [1].

Анализ теоретических моделей при решении задачи роста парового пузыря на поверхности нагрева показывает, что они строятся на основе упрощений, и их аналитические решения не имеют преимуществ перед моделями, построенными на основе полуэмпирических обобщающих соотношений.

В работе [18] В.В. Яговым была получена зависимость $R(\tau)$, в которой учитывался как подвод теплоты от теплоотдающей поверхности у основания пузыря, так и подвод теплоты через межфазную поверхность пузыря от перегретой жидкости. Вклад теплоподвода от теплоотдающей по-

верхности учитывался на основе развития работ Д.А. Лабунцова [16], а теплота, передаваемая через криволинейную межфазную поверхность определялась в предположении, что площадь поверхности с интенсивным испарением, образуемой выталкиваемым перегретым слоем жидкости, примерно равна площади основания пузыря. Полученная В.В. Яговым в [18] формула имеет вид:

$$R = \left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja}\right)\sqrt{a\tau}, \qquad (3.128)$$

где γ – числовой коэффициент, являющийся функцией краевого угла θ и при изменении последнего от 40 до 90° изменяется от 0,1 до 0,49.

При высоких давлениях, когда числа $Ja << 1$, формула (3.128) приобретает вид:

$$R = \sqrt{2\beta a\tau Ja} \qquad (3.129)$$

и соответствует режиму, когда теплота к растущему пузырю подводится только от теплоотдающей твердой поверхности.

При низких и умеренных давлениях $(Ja >> 1)$ формула (3.128) будет

$$R = 2\gamma Ja\sqrt{a\tau}\,. \qquad (3.130)$$

Анализ формулы (3.128) показывает [18], что характер зависимости $R/\sqrt{a\tau}$ от числа Ja является нелинейным, и эта нелинейность обусловлена присутствием двух факторов подвода теплоты, отличающихся различным влиянием их на рост пузыря с изменением числа Ja.

Таким образом, в результате рассмотрения и анализа решения задачи роста паровых пузырей в объеме перегретой жидкости и на теплоотдающей поверхности при развитом пузырьковом кипении можно предположить, что для рассматриваемых условий процесса кипения – при низких и умеренных давлениях, что соответствует числам $Ja > 1$ – в качестве формулы для определения скорости роста парового пузыря можно принять выражение (3.130), предложенное В.В. Яговым:

$$\frac{dR}{d\tau} = 2\gamma^2\left(\frac{a}{R}\right)Ja^2\,. \qquad (3.131)$$

В результате, тепловой поток, передаваемый паровому пузырю от боковых теплоотдающих поверхностей ребра dQ_1, запишется:

$$dQ_1 = 2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta dx\,. \qquad (3.132)$$

В развернутом виде формула (3.132) будет:

$$dQ_1 = 2\gamma^2 \frac{\lambda_{ж} c_{ж}^{\ 2} \vartheta^3}{r_{\bullet}^2} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_n} \right) dx . \qquad (3.133)$$

В реальных условиях на паровой пузырек в период его роста и в момент отрыва действуют подъемная сила, сила поверхностного натяжения, инерционная сила и сила трения. Но при развитом пузырьковом кипении, когда наблюдается сильная турбулизация пристенного слоя жидкости, превалируют инерционные силы и тогда силой поверхностного натяжения и силой трения можно пренебречь. В таком случае, уравнение равновесия парового пузырька может быть записано [25]:

$$g\left(\frac{\pi d^3}{6} \right)\left(\rho_{ж} - \rho_n \right) = \frac{1600}{3} \pi \rho_{ж} a^2 Ja^2 . \qquad (3.134)$$

Тепловой поток, затраченный на преодоление сил инерции парового пузырька dQ_2 может быть получен если выражение в правой части уравнения (3.134) умножить на скорость роста парового пузыря $\frac{dR}{d\tau}$. Тогда инерционную составляющую можно записать как:

$$dQ_2 = \left(\frac{1600}{3} \right) \pi \rho_{ж} a^2 Ja^2 \left(\frac{dR}{d\tau} \right) dx \qquad (3.135)$$

или

$$dQ_2 = \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \pi \rho_{ж} a^3 Ja^4 \frac{dx}{\bar{R}\bar{L}} . \qquad (3.136)$$

Выражения (3.132) и (3.136) для dQ_1 и dQ_2 получены для одиночного парового пузыря, поэтому для определения теплового потока, идущего на парообразование при кипении жидкости на поверхности, необходимо ввести в уравнение теплового баланса число паровых пузырей Z, отрывающихся от этой поверхности.

Величина Z характеризует число паровых пузырей с отрывным диаметром d_0 на единице теплоотдающей поверхности. Однако количественная оценка свойств теплоотдающей поверхности крайне затруднительна и эту величину можно определить только ориентировочно.

В предположении, что единица теплоотдающей поверхности при развитом пузырьковом кипении покрыта паровыми пузырями с отрывным радиусом R_0 (или отрывным диаметром d_0) и при условии, что не вся поверхность занята паровой фазой, а только ее часть, учитываемая коэффициентом

объемного паросодержания φ, количество паровых пузырей с отрывным диаметром d_0 можно определить, исходя из следующей зависимости:

$$Z = \frac{1\varphi}{\pi R_0^{\,2}} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}. \tag{3.137}$$

В реальных условиях процесса парообразования при интенсивной турбулизации пристенной области паровыми пузырями преобладающее влияние оказывают инерционные силы, а не силы трения и силы поверхностного натяжения. В связи с этим, на основании уравнения равновесия парового пузыря может быть определен его отрывной диаметр [22]:

$$d_0 = \left[\frac{3200\rho_{ж}a^2}{g(\rho_{ж}-\rho_n)}\right]^{1/3} Ja^{2/3}. \tag{3.138}$$

И тогда число центров парообразования будет:

$$Z = \frac{4\varphi}{\pi\left[\dfrac{3200\rho_{ж}a^2}{g(\rho_{ж}-\rho_n)}\right]^{2/3} Ja^{4/3}}, \tag{3.139}$$

или

$$Z = \frac{4\varphi\left[g(\rho_{ж}-\rho_n)\right]^{2/3}}{\pi(Ja)^{4/3}\left[3200\rho_{ж}a^2\right]^{2/3}}, \tag{3.140}$$

или

$$Z = 1{,}84\times10^{-2}\frac{\varphi\sqrt[3]{\left[g(\rho_{ж}-\rho_n)\right]^2}}{\pi(a\cdot Ja)^{4/3}\rho_{ж}^{\,2/3}}. \tag{3.141}$$

Таким образом, модель процесса теплообмена при кипении жидкостей на продольных ребрах может быть представлена в виде уравнения теплового баланса и на основании уравнений (3.132), (3.136) и (3.137) может быть записана как:

$$\lambda\left[2Lf_2(x)\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+2L\frac{df_2(x)}{dx}\frac{d\vartheta}{dx}\right]dx = \left[2\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}\vartheta+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{R_0L}\right]\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}dx. \tag{3.142}$$

Или с учетом преобразований уравнение (3.142) будет:

$$f_2(x)\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+\frac{df_2(x)}{dx}\frac{d\vartheta}{dx}= \\ =\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{\lambda L}+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{R_0\lambda L^2}\right]. \qquad (3.143)$$

Уравнение (3.143) представляет собой дифференциальное уравнение процесса теплообмена при кипении жидкостей на продольных ребрах произвольного профиля. Для процессов теплообмена при кипении жидкостей на поперечных (радиальных) ребрах рассуждения аналогичны тем, которые были приведены для продольных ребер.

Схема радиального ребра произвольного профиля представлена на рис. 3.22.

Дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра с учетом того, что часть подводимой тепловой энергии расходуется на преодоление сил инерции парового пузыря, будет:

$$\lambda\frac{d}{dr}\left[(2\pi r)2f_2(r)\frac{d\theta}{dr}\right]=dQ_1+dQ_2. \qquad (3.144)$$

Или

$$\lambda\frac{d}{dr}\left[(2\pi r)2f_2(r)\frac{d\vartheta}{dr}\right]dr= \\ =\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3.Ja^4}{R_0 2\pi r_0}\right]dr.$$

После преобразования левой части уравнения получим:

$$4\pi\lambda\frac{d}{dr}\left[rf_2(r)\frac{d\theta}{dr}\right]=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[2\gamma^2\rho_n aJa^2c_{ж}\vartheta+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{R_0 2\pi r_0}\right]. \qquad (3.145)$$

Продифференцируем левую часть и разделим обе части уравнения на $4\pi r\lambda$. Тогда дифференциальное уравнение процесса теплообмена при кипении жидкостей на радиальных ребрах произвольного профиля будет:

$$f_2(r)\frac{d^2\vartheta}{dr^2}+\frac{f_2(r)}{r}\frac{d\vartheta}{dr}+\frac{df_2(r)}{dr}\frac{d\vartheta}{dr}= \\ =\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2c_{ж}\vartheta}{2\pi r\lambda}+\gamma^2\left(\frac{3200}{12}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{r\lambda d_0\pi r_0}\right]. \qquad (3.146)$$

Здесь радиус парового пузыря R равен отрывному радиусу R_0.

Граничные условия

Для продольных ребер:

при $x = b$, $\vartheta = \vartheta_0$;

при $x = 0$, $\dfrac{d\vartheta}{dx} = -\dfrac{\alpha_{*_e}\vartheta_e}{\lambda}$. (3.147)

Для поперечных (радиальных) ребер:

при $r = r_0$, $\vartheta = \vartheta_0$;

при $r = r_e$, $\dfrac{d\vartheta}{dr} = -\dfrac{\alpha_{*_e}\vartheta_e}{\lambda}$. (3.148)

Если теплообмен с торца ребра отсутствует, то граничные условия будут:

для продольных ребер:

при $x = b$, $\vartheta = \vartheta_0$;

при $x = 0$, $\dfrac{d\vartheta}{dx} = 0$; (3.149)

для поперечных ребер:

при $r = r_0$, $\vartheta = \vartheta_0$;

при $r = r_e$, $\dfrac{d\vartheta}{dr} = 0$. (3.150)

3.3.2. Уравнения теплопроводности для продольных и радиальных ребер

Для продольных ребер обобщенное дифференциальное уравнение теплопроводности будет:

$$f_2(x)\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{df_2(x)}{dx}\frac{d\vartheta}{dx} = \\ = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a J a^2 c_{ж}\vartheta}{\lambda L} + \gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3 J a^4}{d_0\lambda L^2}\right]. \quad (3.151)$$

Профили продольных ребер $f_2(x)$ можно описать в общем виде зависимостью $f_2(x)=(\delta_0/2)(x/b)^{(1-2n)/(1-n)}$ и тогда для:

$$\left.\begin{array}{l}\text{прямоугольного профиля ребра } f_2(x)=\delta_0/2 \quad \dfrac{df_2(x)}{dx}=0;\\ \text{треугольного профиля ребра } f_2(x)=\delta_0 x/2b \quad \dfrac{df_2(x)}{dx}=\delta_0/2b;\\ \text{параболического профиля ребра } f_2(x)=\delta_0 x^2/2b^2 \quad \dfrac{df_2(x)}{dx}=\delta_0 x/b^2;\\ \text{трапециевидного профиля ребра } f_2(x)=\dfrac{\delta_e}{2}+\left(x-\dfrac{\delta_e}{2}\right)tg\varphi \quad \dfrac{df_2(x)}{dx}=tg\varphi\end{array}\right\}. \quad (3.152)$$

Подставив выражения (3.152) в уравнение (3.151) и проведя преобразования, получим дифференциальные уравнения продольных ребер различного профиля.

Дифференциальное уравнение продольного прямоугольного ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2}=\frac{4\varphi}{\pi d_0^2}\left[\frac{2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{\lambda L\delta_0}+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{2\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{d_0\lambda L^2\delta_0}\right]. \quad (3.153)$$

Дифференциальное уравнение продольного треугольного ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+\frac{1}{x}\frac{d\vartheta}{dx}=\frac{4\varphi}{\pi d_0^2}\left[\frac{2b\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{\lambda L\delta_0 x}+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{2b\,\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{d_0\lambda L^2\delta_0\,x}\right]. \quad (3.154)$$

Дифференциальное уравнение продольного параболического ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+\frac{2}{x}\frac{d\vartheta}{dx}=\frac{4\varphi}{\pi d_0^2}\left[\frac{2b^2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{\lambda L\delta_0 x^2}+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{2b^2\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{d_0\lambda L^2\delta_0\,x^2}\right]. \quad (3.155)$$

Дифференциальное уравнение продольного трапециевидного ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+\frac{1}{\left[\dfrac{\delta_e}{2}+\left(x-\dfrac{\delta_e}{2}\right)\right]}\frac{d\vartheta}{dx}=$$

$$=\frac{4\varphi}{\pi d_0^2}\left[\frac{\gamma^2\rho_n aJa^2c_{ж}\vartheta}{\lambda L\left[\dfrac{\delta_e}{2}+\left(x-\dfrac{\delta_e}{2}\right)\right]tg\varphi}+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{d_0\lambda L^2\left[\dfrac{\delta_e}{2}+\left(x-\dfrac{\delta_e}{2}\right)tg\varphi\right]}\right]. \quad (3.156)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального (поперечного) ребра:

$$f_2(r)\frac{d^2\vartheta}{dr^2}+\frac{f_2(r)}{r}\frac{d\vartheta}{dr}+\frac{df_2(r)}{dr}\frac{d\vartheta}{dr}= \\ =\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{2\pi r\lambda}+\gamma^2\left(\frac{3200}{12}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{d_0 r\lambda\pi r_0}\right]. \qquad (3.157)$$

Функция профиля радиального ребра $f_2(r)$ в общем виде:

$$f_2(r)=\frac{\delta_0\left[(1+r_0/b)^n-(r/b)^n\right]}{2} \text{ при } n\geq 1,$$

$f_2(r)=\frac{\delta_0}{2}$ при $n=0$. Тогда:

прямоугольного профиля $(n=0)$ $f_2(r)=\delta_0/2$

$$\frac{df_2(r)}{dr}=0;$$

треугольного профиля $(n=1)$ $f_2(r)=\frac{\delta_0[(1+r_0/b)-(r/b)]}{2}$

$$\frac{df_2(r)}{dr}=-\frac{\delta_0}{2b};$$

параболического профиля $(n=2)$ $f_2(r)=\frac{\delta_0\left[(1+r_0/b)^2-(r/b)^2\right]}{2}$, (3.158)

$$\frac{df_2(r)}{dr}=-\frac{\delta_0 r}{b^2};$$

трапециевидного профиля $f_2(r)=\frac{\delta_e}{2}+\left(r-\frac{\delta_e}{2}\right)tg\varphi$

$$\frac{df_2(r)}{dr}=tg\varphi$$

Подставив выражения (3.158) в уравнение (3.157) и проведя преобразования, получим дифференциальные уравнения радиальных ребер различного профиля.

Дифференциальное уравнение радиального прямоугольного ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\vartheta}{dr}=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{2\pi r\lambda\delta_0}+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{\pi r_0 d_0 r\lambda\delta_0}\right]. \qquad (3.159)$$

Дифференциальное уравнение радиального треугольного ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\vartheta}{dr}-\frac{1}{b}\left[1+\frac{r_0-r}{b}\right]^{-1}\frac{d\vartheta}{dr}=$$
$$=\left[1+\frac{r_0-r}{b}\right]^{-1}\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{\pi r\lambda\delta_0}+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{\pi\delta_0 d_0 r\lambda r_0}\right]. \tag{3.160}$$

Дифференциальное уравнение радиального параболического ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\vartheta}{dr}-\frac{2r}{b^2}\frac{d\vartheta}{dr}\left[\left(1+\frac{r_0}{b}\right)^2-\left(\frac{r}{b}\right)^2\right]^{-1}=$$
$$=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\left(1+\frac{r_0}{b}\right)^2-\left(\frac{r}{b}\right)^2\right]^{-1}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{\pi r\lambda\delta_0}+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{\pi d_0 r\lambda r_0\delta_0}\right]. \tag{3.161}$$

Дифференциальное уравнение радиального трапециевидного ребра:

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\vartheta}{dr}+\frac{tg\varphi}{\left[\frac{\delta_e}{2}+\left(r-\frac{\delta_e}{2}\right)tg\varphi\right]}\frac{d\vartheta}{dr}=$$
$$=\frac{4\varphi}{\pi d_0^2}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta}{2\pi r\lambda\left[\frac{\delta_e}{2}+\left(r-\frac{\delta_e}{2}\right)tg\varphi\right]}\right]+ \tag{3.162}$$
$$+\gamma^2\left(\frac{3200}{12}\right)\frac{\rho_{ж}a^2Ja^4}{\pi r_0 d_0 r\lambda\left[\frac{\delta_e}{2}+\left(r-\frac{\delta_e}{2}\right)tg\varphi\right]}.$$

Рассмотрим коэффициенты теплоотдачи на продольных и радиальных ребрах различного профиля при развитом пузырьковом кипении жидкостей.

Продольные ребра

Обобщенное дифференциальное уравнение продольного ребра можно записать:

$$\lambda\left[2Lf_2(x)\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+2L\frac{df_2(x)}{dx}\frac{d\vartheta}{dx}\right]dx=$$
$$=\left[2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}\vartheta+\gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{R_0L}\right]\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}dx. \tag{3.163}$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности, предложенное в [262]:

$$\lambda \frac{d}{dx}\left[2Lf_2(x)\frac{d\vartheta}{dx}\right]dx = 2\alpha_*\vartheta L dx. \qquad (3.164)$$

Приравняв правые части уравнений (3.163) и (3.164) получим:

$$2\alpha_*\vartheta L dx = \left[2\gamma^2\rho_n a\, Ja^2 c_{ж}\vartheta + \gamma^2\left(\frac{3200}{3}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3 Ja^4}{R_0 L}\right]\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}dx. \qquad (3.165)$$

Или после преобразований получим коэффициент теплоотдачи на обобщенном продольном ребре:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\, Ja^2 c_{ж}}{L} + \gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3 Ja^4}{L^2\vartheta R_0}\right]. \qquad (3.166)$$

Для различных профилей продольного ребра коэффициент теплоотдачи будет:

прямоугольное продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\, Ja^2 c_{ж}}{L} + \gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3 Ja^4}{L^2\vartheta R_0}\right]; \qquad (3.167)$$

треугольное продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\, Ja^2 c_{ж}}{L} + \gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3 Ja^4}{L^2\vartheta R_0}\right]; \qquad (3.168)$$

параболическое продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\, Ja^2 c_{ж}}{L} + \gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3 Ja^4}{L^2\vartheta R_0}\right]; \qquad (3.169)$$

трапециевидное продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\, Ja^2 c_{ж}}{L} + \gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3 Ja^4}{L^2\vartheta R_0}\right]. \qquad (3.170)$$

Сравнивая уравнения (3.166)–(3.170) можно увидеть, что они одинаковы, т. к. не содержат в своих структурах функцию профиля ребра $f_2(x)$, поэтому для определения коэффициента теплоотдачи на ребре любого профиля может быть использовано уравнение (3.166).

Радиальные (поперечные) ребра

Обобщенное дифференциальное уравнение радиального ребра:

$$\lambda\frac{d}{dr}\left[(2\pi r)2f_2(r)\frac{d\vartheta}{dr}\right]dr = \\ =\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[2\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}\vartheta+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{R_0r_0}\right]dr. \tag{3.171}$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности, предложенное в [262]:

$$\lambda\frac{d}{dr}\left[(2\pi r)2f_2(r)\frac{d\vartheta}{dr}\right]dr = 4\pi r\alpha_*\vartheta dr\,. \tag{3.172}$$

Приравняв правые части уравнений (3.171) и (3.172) получим:

$$4\pi r\alpha_*\vartheta dr=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[2\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}\vartheta+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{R_0r_0}\right]dr\,. \tag{3.173}$$

Или после преобразований получим коэффициент теплоотдачи обобщенного радиального ребра:

$$\alpha_*=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}}{2\pi r}+\gamma^2\left(\frac{3200}{24}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{r\vartheta R_0\pi r_0}\right]. \tag{3.174}$$

Для различных профилей радиальных ребер коэффициент теплоотдачи будет:

прямоугольное радиальное ребро:

$$\alpha_*=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}}{2\pi r}+\gamma^2\left(\frac{3200}{24}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{r\vartheta R_0\pi r_0}\right]; \tag{3.175}$$

треугольное радиальное ребро:

$$\alpha_*=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}}{2\pi r}+\gamma^2\left(\frac{3200}{24}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{r\vartheta R_0\pi r_0}\right]; \tag{3.176}$$

параболическое радиальное ребро:

$$\alpha_*=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n aJa^2c_{ж}}{2\pi r}+\gamma^2\left(\frac{3200}{24}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{r\vartheta R_0\pi r_0}\right]; \tag{3.177}$$

трапециевидное радиальное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2 c_{ж}}{2\pi r} + \gamma^2\left(\frac{3200}{24}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{r\vartheta R_0\pi r_0}\right]. \qquad (3.178)$$

Сравнение уравнений (3.174)–(3.178) показывает, что они не содержат функцию профиля ребра $f_2(r)$, поэтому для определения коэффициента теплоотдачи на ребре любого профиля можно использовать уравнение (3.174).

Приведем уравнения, описывающие теплообмен при развитом пузырьковом кипении на ребрах к безразмерному виду.

Продольные ребра

Для приведения дифференциального уравнения теплопроводности продольного ребра необходимо определить масштабы величин, приводящие размерные величины к безразмерным.

Примем в качестве масштаба для линейной величины высоту ребра b, а в качестве масштаба температуры – температуру ребра в основании ϑ_0. Тогда безразмерный профиль ребра $F_2(x)$, безразмерная координата X, безразмерная температура θ и безразмерная длина L_* будут:

$$F_2(x) = \frac{f_2(x)}{b};\ f_2(x) = bF_2(x).\ X = \frac{x}{b};\ x = bX.\ \theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0};\ \vartheta = \vartheta_0\theta. \qquad (3.179)$$

$$L_* = \frac{L}{b};\ L = bL_*.$$

На основании (3.179) при подстановке в (3.165) и (3.166) дифференциальное уравнение продольного ребра и граничные условия будут:

$$F_2(x)\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{dF_2(x)}{dX}\frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2\theta\left(\frac{1}{L_*}\right)\left[\frac{\rho_n a c_{ж}}{\lambda} + \left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^2}{\vartheta R_0\lambda bL_*}\right] \qquad (3.180)$$

или

$$F_2(x)\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{dF_2(x)}{dX}\frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2\theta\left(\frac{1}{L_*}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(1 + P_{пр}\right), \qquad (3.181)$$

где $P = \left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\lambda_{ж}{}^2\vartheta\rho_{ж}}{c_{ж}r_*^{\,2}\rho_n{}^3R_0bL_*}$ – безразмерный параметр.

Граничные условия:

$$\text{при } X = 1,\ \theta = 1;\ \text{при } X = 0\ \ \frac{d\theta}{dX} = -\frac{\alpha_* l_*}{\lambda}\theta_e\left(\frac{b}{l_*}\right). \qquad (3.182)$$

Здесь $\theta_e = \vartheta_e / \vartheta_0$; l_* – капиллярная постоянная.

Если торец ребра теплоизолирован (теплоотдача с торца ребра отсутствует), то граничные условия будут:

при $X = 1$, $\theta = 1$; при $X = 0$ $\dfrac{d\theta}{dX} = 0$.

Дифференциальные уравнения теплопроводности для продольного ребра различного профиля будут:

Прямоугольный профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x) = f_2(x)/b = \frac{\delta_0}{2b}; \quad \frac{dF_2(x)}{dX} = 0. \tag{3.183}$$

Из уравнения (3.181) имеем:

$$\frac{\delta_0}{2b}\frac{d^2\theta}{dX^2} = Z\gamma^2 Ja^2\theta\left(\frac{1}{L_*}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(1 + P_{пр}\right). \tag{3.184}$$

Здесь $P_{пр} = \left(\dfrac{3200}{6}\right)\dfrac{\pi\lambda_{ж}{}^2\vartheta\rho_{ж}}{c_{ж}r_*^2\rho_n{}^3R_0L}$

или

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = Z\gamma^2 Ja^2\theta\left(\frac{2b^2}{\delta_0 L}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda_n}\right)\left(1 + P_{пр}\right). \tag{3.185}$$

Треугольный профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x) = \frac{\delta_0}{2}\left(\frac{x}{b^2}\right) = \frac{\delta_0}{2b}X; \quad \frac{dF_2(x)}{dX} = \frac{\delta_0}{2b},$$

$$\frac{\delta_0}{2b}X\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{\delta_0}{2b}\frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2\theta\left(\frac{b}{L}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(1 + P_{пр}\right) \tag{3.186}$$

или

$$X\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2\theta\left(\frac{2b^2}{\delta_0 L}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(1 + P_{пр}\right). \tag{3.187}$$

Параболический профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x)=\frac{\delta_0}{2b}X^2;\ \frac{dF_2(x)}{dX}=\frac{\delta_0}{2b}2X,$$

$$\frac{\delta_0}{2b}X^2\frac{d^2\theta}{dX^2}+\frac{\delta_0}{2b}2X\frac{d\theta}{dX}=Z\gamma^2Ja^2\theta\left(\frac{b}{L}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda_n}\right)(1+P) \qquad (3.188)$$

или

$$X^2\frac{d^2\theta}{dX^2}+2X\frac{d\theta}{dX}=Z\gamma^2Ja^2\theta\left(\frac{2b^2}{\delta_0L}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)(1+P_{пр}). \qquad (3.189)$$

Трапециевидный профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x)=\left[\frac{\delta_e}{2b}+\left(X-\frac{\delta_e}{2b}\right)tg\varphi\right];\ \frac{dF_2(x)}{dX}=tg\varphi;$$

$$\left[\frac{\delta_e}{2b}+\left(X-\frac{\delta_e}{2b}\right)tg\varphi\right]\frac{d^2\theta}{dX^2}+tg\varphi\frac{d\theta}{dX}=Z\gamma^2Ja^2\theta\left(\frac{b}{L}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)(1+P_{пр}). \qquad (3.190)$$

Радиальные ребра. Приведем дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра к безразмерному виду. Исходное уравнение и масштабы приведения будут:

$$f_2(r)\frac{d^2\vartheta}{dr^2}+\frac{f_2(r)}{r}\frac{d\vartheta}{dr}+\frac{df_2(r)}{dr}\frac{d\vartheta}{dr}=$$
$$=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}\vartheta}{2\pi r\lambda}+\gamma^2\left(\frac{3200}{12}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{\lambda d_0\pi rr_0}\right]; \qquad (3.191)$$

$$F_2(r)=\frac{f_2(r)}{b};\ f_2(r)=bF_2(r);\ \theta=\frac{\vartheta}{\vartheta_0};\ \vartheta=\vartheta_0\theta;\ R=\frac{r}{b};\ r=bR.$$
$$R_0=\frac{r_0}{b};\ r_0=bR_0. \qquad (3.192)$$

Подставив (3.192) в уравнение (3.191), получим дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра в безразмерном виде:

$$bF_2(r)\frac{\vartheta_0d^2\theta}{b^2dR^2}+\frac{bF_2(r)}{r}\frac{\vartheta_0d\theta}{bdR}+\frac{bdF_2(r)}{bdR}\frac{\vartheta_0d\theta}{bdR}=$$
$$=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}\vartheta_0\theta}{2\pi\lambda bR}+\gamma^2\left(\frac{3200}{12}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{\pi d_0b^2\lambda R\ R_0}\right],$$

или после преобразований получим:

$$F_2(r)\frac{d^2\theta}{dR^2}+\frac{F_2(r)}{R}\frac{d\theta}{dR}+\frac{dF_2(r)}{dR}\frac{d\theta}{dR}=$$
$$=ZJa^2\gamma^2\left(\frac{1}{2\pi R}\right)\left[\frac{\rho_n a c_{ж}\theta}{\lambda}+\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^2}{\vartheta_0 bR_0\lambda d_0}\right], \qquad (3.193)$$

или

$$F_2(r)\frac{d^2\theta}{dR^2}+\frac{F_2(r)}{R}\frac{d\theta}{dR}+\frac{dF_2(r)}{dR}\frac{d\theta}{dR}=$$
$$=ZJa^2\gamma^2\theta\left(\frac{1}{2\pi R}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left[1+\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\lambda_{ж}{}^2\vartheta}{c_{ж}\rho_n\rho_{ж}bR_0d_0r_*^2}\right].$$

Обозначим $P_p=\left(\frac{1600}{3}\right)\frac{\lambda_{ж}{}^2\vartheta}{c_{ж}\rho_n\rho_{ж}bd_0R_0r_*^2}$. Тогда окончательно уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра в безразмерном виде будет:

$$F_2(r)\frac{d^2\theta}{dR^2}+\frac{F_2(r)}{R}\frac{d\theta}{dR}+\frac{dF_2(r)}{dR}\frac{d\theta}{dR}=$$
$$=ZJa^2\gamma^2\theta\left(\frac{1}{2\pi R}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left[1+P_p\right]. \qquad (3.194)$$

Рассмотрим различные профили ребер.

Прямоугольное ребро:

$$F_2(r)=\frac{f_2(r)}{b}=\frac{\delta_0}{2b};\ \frac{dF_2(r)}{dR}=0.$$

$$\frac{d^2\theta}{dR^2}+\frac{1}{R}\frac{d\theta}{dR}=ZJa^2\gamma^2\theta\left(\frac{b}{\pi R\delta_0}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left[1+P_p\right]. \qquad (3.195)$$

Треугольное ребро:

$$F_2(r)=\frac{f_2(r)}{b}=\frac{\delta_0}{2b}(1+R_0-R);\ \frac{dF_2(r)}{dR}=-\frac{\delta_0}{2b}.$$

$$(1+R_0-R)\frac{d^2\theta}{dR^2}+\left(\frac{1}{R}-1\right)\frac{d\theta}{dR}=ZJa^2\gamma^2\theta\left(\frac{b}{\pi R\delta_0}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left[1+P_p\right]. \qquad (3.196)$$

Параболическое ребро:

$$F_2(r)=\frac{f_2(r)}{b}=\frac{\delta_0}{2b}\left[(1+R_0)^2-R^2\right];\ \frac{dF_2(r)}{dR}=-\frac{\delta_0}{b}R,$$

$$\left[(1+R_0)^2-R^2\right]\frac{d^2\theta}{dR^2}+\frac{1}{R}\frac{d\theta}{dR}-2R\frac{d\theta}{dR}=$$
$$=Z\,Ja^2\gamma^2\theta\left(\frac{b}{\pi R\delta_0}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left[1+P_p\right]. \qquad (3.197)$$

Трапециевидное ребро:

$$F_2(r)=\frac{f_2(r)}{b}=\left[\frac{\delta_e}{2b}+\left(R-\frac{\delta_e}{2b}\right)tg\varphi\right];\ \frac{dF_2(r)}{dR}=tg\varphi.$$

$$\frac{d^2\theta}{dR^2}+\frac{1}{R}\frac{d\theta}{dR}+tg\varphi\left[\frac{\delta_e}{2b}+\left(R-\frac{\delta_e}{2b}\right)tg\varphi\right]^{-1}=$$
$$=\left[\frac{\delta_e}{2b}+\left(R-\frac{\delta_e}{2b}\right)tg\varphi\right]^{-1}Z\,Ja^2\gamma^2\theta\left(\frac{1}{2\pi R}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left[1+P_p\right]. \qquad (3.198)$$

3.3.3. Критериальные уравнения

Продольные ребра

Коэффициент теплоотдачи продольного обобщенного ребра в размерном виде:

$$\alpha_*=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}}{L}+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{L^2\vartheta R_0}\right]. \qquad (3.199)$$

Умножив правую и левую части уравнения (3.199) на $\frac{l_*}{\lambda_{ж}}$ получим:

$$\alpha_*\frac{l_*}{\lambda_{ж}}=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\frac{l_*}{\lambda_{ж}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}}{L}+\gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{L^2\vartheta R_0}\right]. \qquad (3.200)$$

После преобразований получим коэффициент теплоотдачи продольного обобщенного ребра в безразмерном виде:

$$Nu_*=Z\,Ja^2\gamma^2\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left(\frac{l_*}{L}\right)\left[1+\Pi_{прод}\right]. \qquad (3.201)$$

$$\text{Здесь } П_{прод} = \left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}^{\,2}a^3Ja^2}{\vartheta R_0\lambda_{ж}\rho_n L}. \qquad (3.202)$$

Как показывает анализ уравнения (3.201) число Нуссельта, а следовательно и коэффициент теплоотдачи продольных ребер, практически не зависит от профиля ребра, а определяется внутренними характеристиками процесса кипения, теплофизическими свойствами жидкости, режимными параметрами (давлением насыщения и тепловой нагрузкой) и геометрическими параметрами ребра. Уравнение (3.201) является общим для всех продольных ребер, т. к. в него не входит функция профиля ребра и по этому уравнению можно рассчитывать число Нуссельта при кипении жидкости на ребре.

Радиальные (поперечные) ребра

Коэффициент теплоотдачи обобщенного радиального ребра в размерном виде:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}}{2\pi r} + \gamma^2\left(\frac{3200}{12}\right)\frac{\rho_{ж}a^3Ja^4}{\vartheta r d_0\pi r_0}\right]. \qquad (3.203)$$

Умножив правую и левую части уравнения (3.203) на $\frac{l_*}{\lambda_{ж}}$ получим:

$$\alpha_*\frac{l_*}{\lambda_{ж}} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left(\frac{l_*}{2\pi r}\right)\left[\frac{\gamma^2\rho_n a\,Ja^2c_{ж}}{\lambda_{ж}} + \gamma^2\left(\frac{3200}{6}\right)\frac{\pi\rho_{ж}a^3Ja^4}{\lambda_{ж}\vartheta d_0 r_0}\right]. \qquad (3.204)$$

Или после преобразований уравнение (3.204) примет вид:

$$Nu_* = ZJa^2\gamma^2\left(\frac{l_*}{2\pi r}\right)\left(\frac{\rho_n}{\rho_{ж}}\right)\left[1 + П_{рад}\right]. \qquad (3.205)$$

Здесь $П_{рад} = \left(\frac{800}{3}\right)\frac{\rho_{ж}^{\,2}a^3Ja^2}{\lambda_{ж}\vartheta R_0\rho_n r}$ – безразмерный параметр.

Как показывает анализ уравнения (3.205) число Нуссельта, а следовательно и коэффициент теплоотдачи радиальных ребер, практически не зависит от профиля ребра, а определяется внутренними характеристиками процесса кипения, теплофизическими свойствами жидкости, режимными параметрами (давлением насыщения и тепловой нагрузкой) и геометрическими параметрами ребра. Уравнение (3.205) является общим для радиальных ребер произвольного профиля, т. к. в него не входит функция профиля

ребра, и это уравнение может служить в качестве расчетного при определении числа Нуссельта при кипении жидкостей на ребрах.

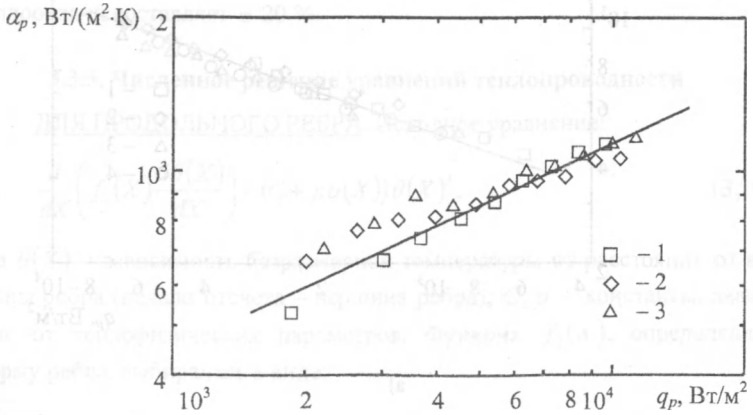
Анализ уравнений (3.201) и (3.205) показывает, что инерционные составляющие в этих уравнениях $П_{прод}$ и $П_{рад}$ при развитом пузырьковом кипении гораздо меньше единицы, поэтому определение коэффициентов теплоотдачи на ребрах можно вести по уравнениям:

$$\text{для продольных ребер } Nu = Z\,Ja^2\gamma^2\left(\frac{\rho_п}{\rho_ж}\right)\left(\frac{l_*}{L}\right) \text{ при } П_{прод} << 1. \quad (3.206)$$

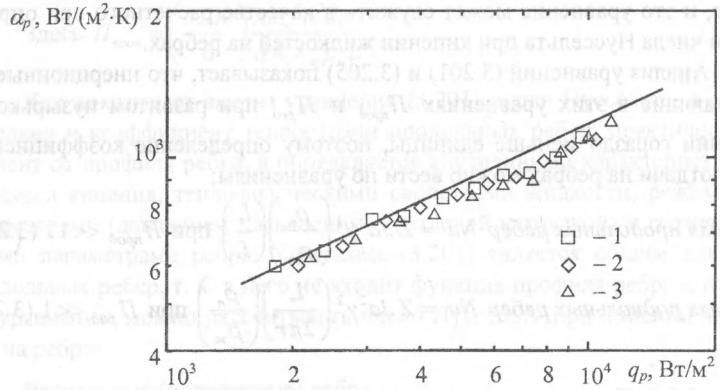
$$\text{для радиальных ребер } Nu = Z\,Ja^2\gamma^2\left(\frac{l_*}{2\pi r}\right)\left(\frac{\rho_п}{\rho_ж}\right) \text{ при } П_{рад} << 1. \quad (3.207)$$

3.3.4. Сравнение расчетных и экспериментальных коэффициентов теплоотдачи

Используя зависимости для расчета средних коэффициентов теплоотдачи на ребрах (3.166–3.170 и 3.174–3.178), полученные в результате решения математической модели, было проведено сравнение расчетных α с экспериментальными значениями для продольного и поперечного типов оребрения при различных профилях ребер. Результаты сравнения представлены на рис. 3.24–3.25. Рабочие жидкости: ацетон и этиловый спирт. Давление насыщения: 0,1 МПа.

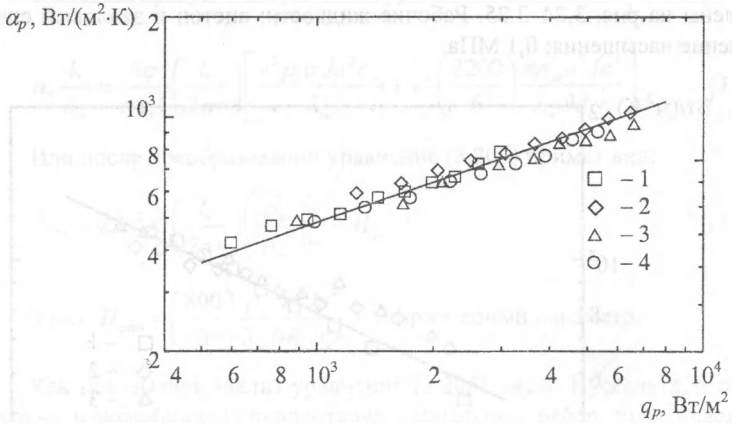


а)



б)

Рис. 3.24. Зависимость $\alpha_p = f(q_p)$ для продольного оребрения: а – этиловый спирт; б – ацетон; сплошная линия – расчет по уравнению (3.166); символы – экспериментальные значения; 1 – прямоугольный профиль; 2 – трапециевидный; 3 – треугольный



а)

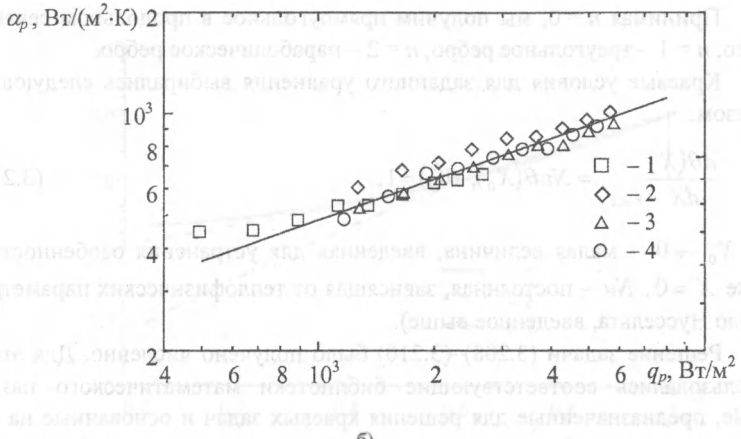


Рис. 3.25. Зависимость $\alpha_p = f(q_p)$ для поперечного оребрения; а – этиловый спирт; б – ацетон; сплошная линия – расчет по уравнению (3.174); символы – экспериментальные значения; 1 – прямоугольный профиль; 2 – трапециевидный; 3 – треугольный; 4 – параболический

Из рис. 3.24 и 3.25 видно, что средние расчетные значения коэффициентов теплоотдачи на ребрах удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями. Погрешность определения коэффициентов теплоотдачи составляет ± 20 %.

3.3.5. Численное решение уравнений теплопроводности

ДЛЯ ПРОДОЛЬНОГО РЕБРА. Исходное уравнение:

$$\frac{d}{dX}\left(f_2(X)\frac{d\theta(X)}{dX}\right) = (C + p\theta(X))\theta(X)^3, \qquad (3.208)$$

где $\theta(X)$ – зависимость безразмерной температуры от расстояния от вершины ребра (начало отсчета – вершина ребра); C, p – константы, зависящие от теплофизических параметров. Функция $f_2(X)$, определяющая форму ребра, выбиралась в виде:

$$f_2(X) = \frac{\delta_0}{2b} X^n. \qquad (3.209)$$

Принимая $n = 0$, мы получим прямоугольное в продольном сечении ребро, $n = 1$ – треугольное ребро, $n = 2$ – параболическое ребро.

Краевые условия для заданного уравнения выбирались следующим образом:

$$\left.\frac{d\theta(X)}{dX}\right|_{X=X_0} = Nu\theta(X_0),\ \theta(1)=1, \tag{3.210}$$

где $X_0 \to 0$ – малая величина, введенная для устранения особенности в точке $X = 0$, Nu – постоянная, зависящая от теплофизических параметров (число Нуссельта, введенное выше).

Решение задачи (3.208)–(3.210) было получено численно. Для этого использовались соответствующие библиотеки математического пакета Maple, предназначенные для решения краевых задач и основанные на использовании метода конечных разностей с экстраполяцией Рихардсона (U. Ascher, R. Mattheij, and R. Russell «Numerical Solution of Boundary Value Problems for Ordinary Differential Equations». SIAM Classics in Applied Mathematics 13 (1995); U. Ascher and L. Petzold. «Computer Methods for Ordinary Differential Equations and Differential-Algebraic Equations». SIAM, Philadelphia, 1998). Значения коэффициентов, непосредственно входящие в постановку краевой задачи (3.208)–(3.210) и использованные при численном решении были следующие:

$$C = Nu = 0{,}528, \quad p = 4{,}34 \cdot 10^{-6}, \quad \frac{\delta_0}{b} = \frac{1}{3}, \quad X_0 = 0{,}05.$$

Ниже приведены графики зависимостей, определяющие распределение температуры вдоль охлаждаемого ребра: $\theta\ (X)$ – зависимость относительной температуры ребра от расстояния до вершины (рис. 3.26) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$); $q_p(X)$ – зависимость плотности теплового потока от расстояния до вершины (рис. 3.27) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$); $\alpha(X) = \frac{\lambda}{b}(C + p\theta(X))\theta(X)^2$ – зависимость коэффициента теплоотдачи от расстояния до вершины (рис. 3.28) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$); Параметрическая зависимость коэффициента теплоотдачи $\alpha(X) = \frac{\lambda}{b}(C + p\theta(X))\theta(X)^2$ от $q(X) = \frac{\lambda}{b}(C + p\theta(X))\theta(X)^3$ – подводимого количества теплоты (рис. 3.29) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$).

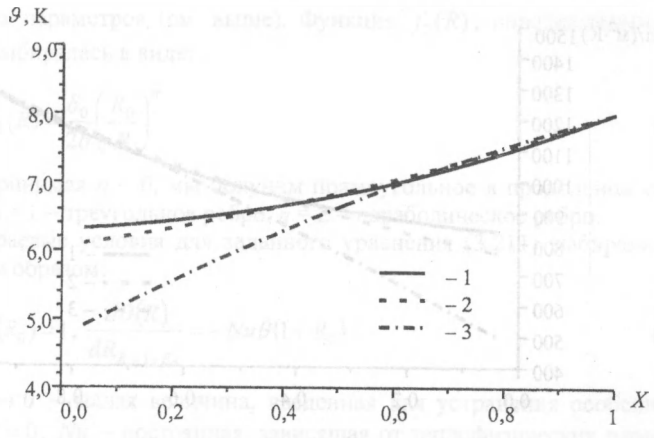


Рис. 3.26. Распределение температуры по высоте продольного ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

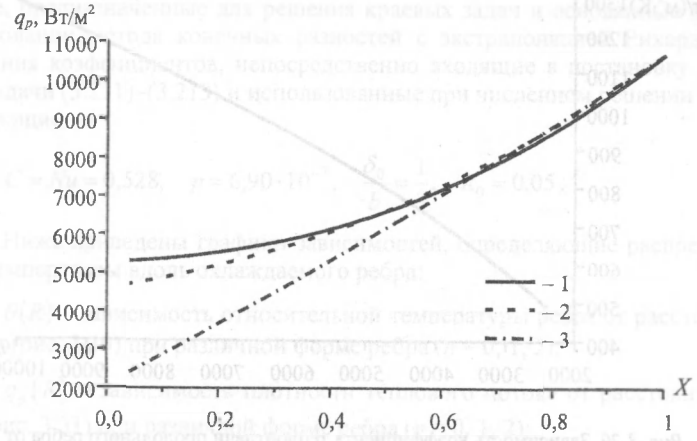


Рис. 3.27. Распределение плотности теплового потока по высоте продольного ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

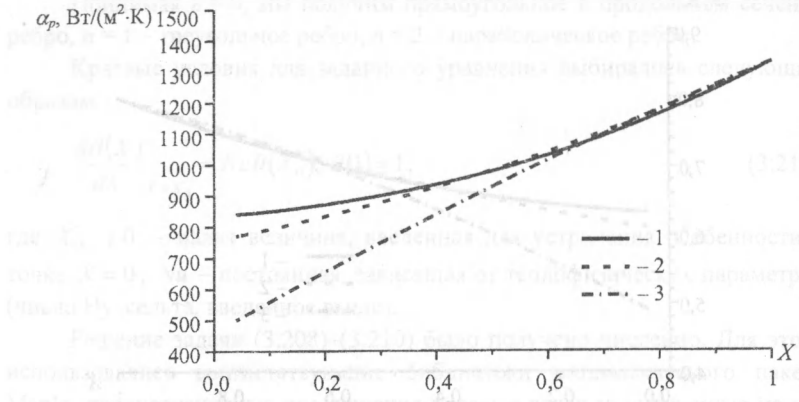


Рис. 3.28. Распределение коэффициента теплоотдачи по высоте продольного ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

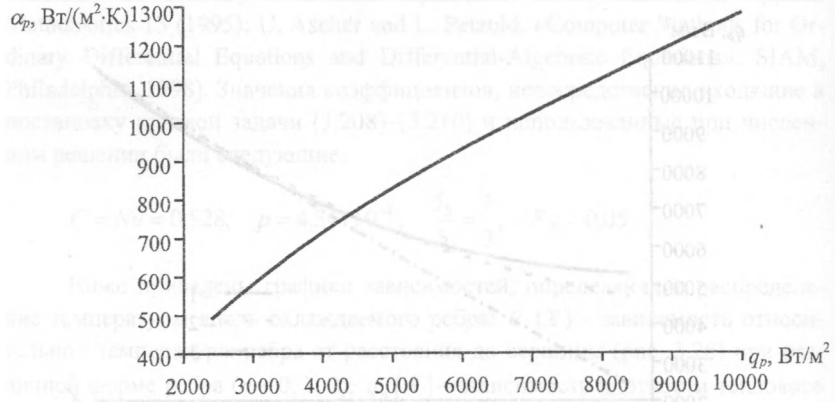


Рис. 3.29. Зависимость коэффициента теплоотдачи продольного ребра от плотности теплового потока при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

ДЛЯ ПОПЕРЕЧНОГО РЕБРА. Исходное уравнение:

$$\frac{d}{dR}\left(2\pi R f_2(R)\frac{d\theta(R)}{dR}\right) = \left(C + \frac{p\theta(R)}{R}\right)\theta(R)^3, \qquad (3.211)$$

где $\theta(R)$ – зависимость безразмерной температуры от радиуса ребра R (начало отсчета – основание ребра), C, p – константы, зависящие от теплофи-

зических параметров (см. выше). Функция $f_2(R)$, определяющая форму ребра, выбиралась в виде:

$$f_2(R)=\frac{\delta_0}{2b}\left(\frac{R_0}{R}\right)^n. \qquad (3.212)$$

Принимая $n = 0$, мы получим прямоугольное в продольном сечении ребро, $n = 1$ – треугольное ребро, $n = 2$ – параболическое ребро.

Краевые условия для заданного уравнения (3.211) выбирались следующим образом:

$$\theta(R_0)=1,\ \frac{d\theta(R)}{dR_{R=1+R_0}}=-Nu\theta(1+R_0), \qquad (3.213)$$

где $R_0 \to 0$ – малая величина, введенная для устранения особенности в точке $R = 0$, Nu – постоянная, зависящая от теплофизических параметров (число Нуссельта, введенное выше).

Решение задачи (3.211)–(3.213) было получено численно. Для этого использовались соответствующие библиотеки математического пакета Maple, предназначенные для решения краевых задач и основанные на использовании метода конечных разностей с экстраполяцией Рихардсона. Значения коэффициентов, непосредственно входящие в постановку краевой задачи (3.211)–(3.213) и использованные при численном решении были следующие:

$$C = Nu = 0{,}528,\quad p = 6{,}90\cdot 10^{-7},\quad \frac{\delta_0}{b}=\frac{1}{3},\quad R_0 = 0{,}05.$$

Ниже приведены графики зависимостей, определяющие распределение температуры вдоль охлаждаемого ребра:

$\theta(R)$ – зависимость относительной температуры ребра от расстояния от оси (рис. 3.30) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$);

$q_p(R)$ – зависимость плотности теплового потока от расстояния от оси (рис. 3.31) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$);

$\alpha(R)=\frac{\lambda}{b}\left(C+p\frac{\theta(R)}{R}\right)\theta(R)^2$ – зависимость коэффициента теплоотдачи от расстояния от оси (рис. 3.32) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$).

Параметрическая зависимость коэффициента теплоотдачи $\alpha(R)=\frac{\lambda}{2\pi R b}\left(C+p\frac{\theta(R)}{R}\right)\theta(R)^2$ от $q(R)=\frac{\lambda}{2\pi R b}\left(C+p\frac{\theta(R)}{R}\right)\theta(R)^3$ – подводимого количества теплоты (рис. 3.33) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$).

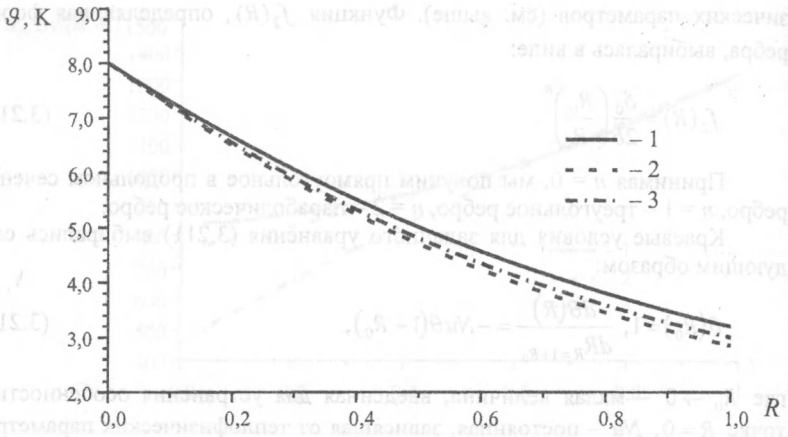


Рис. 3.30. Распределение температуры по высоте радиального ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

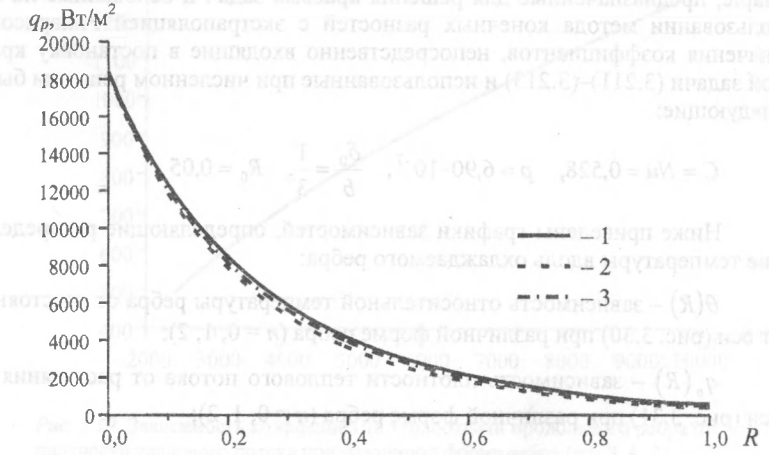


Рис. 3.31. Распределение плотности теплового потока по высоте радиального ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

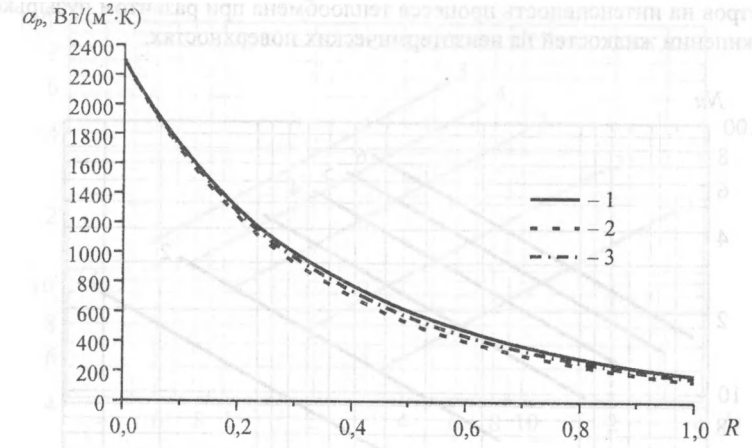


Рис. 3.32. Распределение коэффициента теплоотдачи по высоте радиального ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

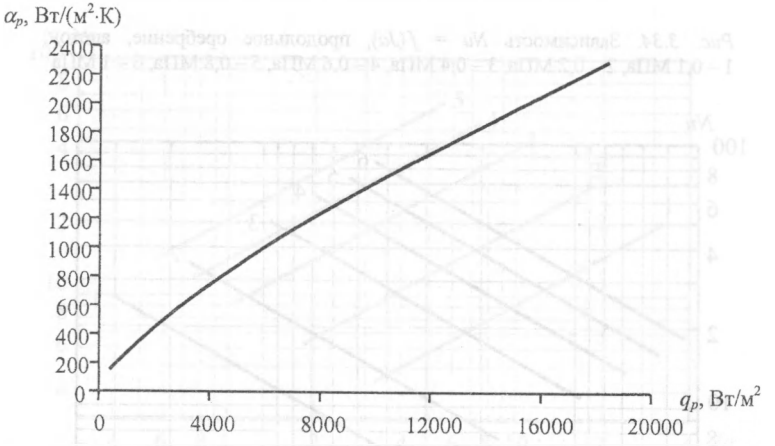


Рис. 3.33. Зависимость коэффициента теплоотдачи радиального ребра от плотности теплового потока при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

3.3.6. Анализ полученных решений

На рис. 3.34–3.45 представлены результаты анализа формул (3.206) и (3.207), позволяющие определить влияние различных определяющих па-

раметров на интенсивность процесса теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей на неизотермических поверхностях.

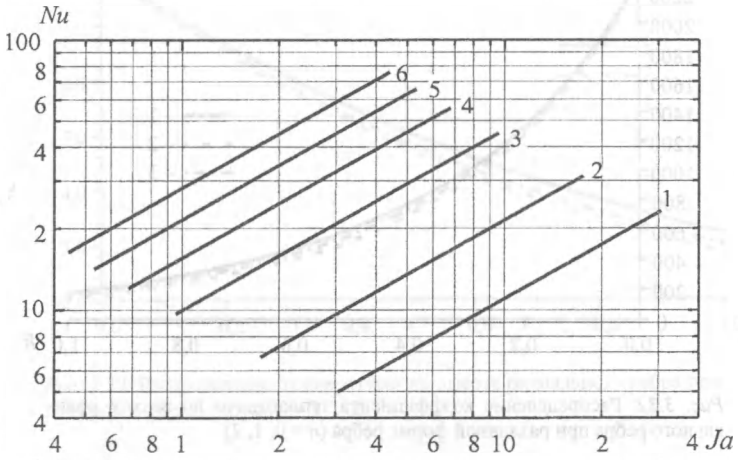


Рис. 3.34. Зависимость $Nu = f(Ja)$, продольное оребрение, ацетон: 1 – 0,1 МПа, 2 – 0,2 МПа, 3 – 0,4 МПа, 4 – 0,6 МПа, 5 – 0,8 МПа, 6 – 1 МПа

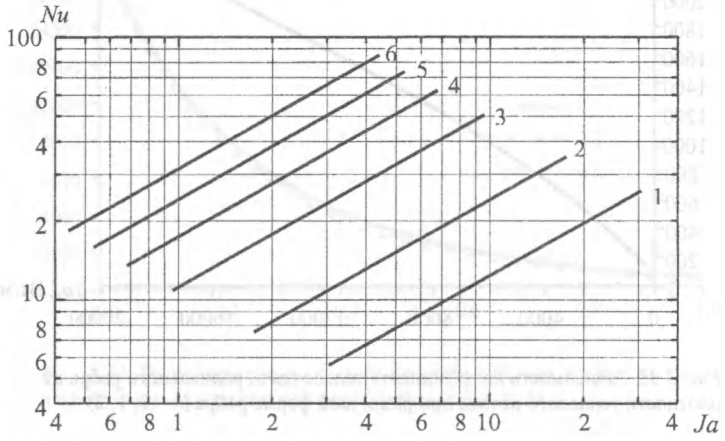


Рис. 3.35. Зависимость $Nu = f(Ja)$, поперечное оребрение, ацетон: 1 – 0,1 МПа, 2 – 0,2 МПа, 3 – 0,4 МПа, 4 – 0,6 МПа, 5 – 0,8 МПа, 6 – 1 МПа

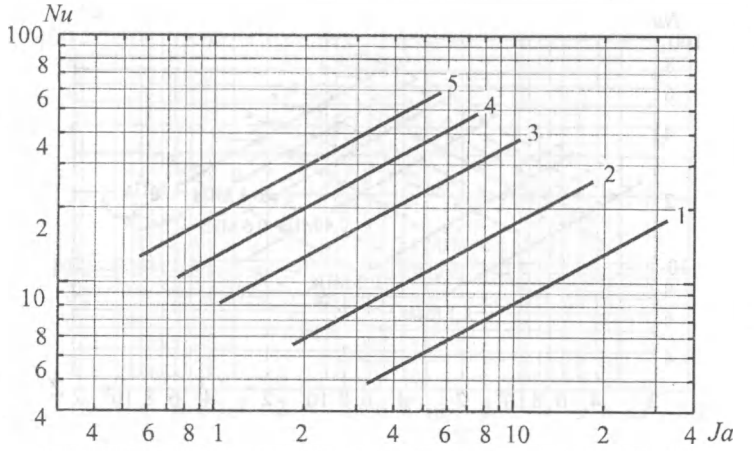


Рис. 3.36. Зависимость $Nu = f(Ja)$, продольное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – 0,1 МПа, 2 – 0,2 МПа, 3 – 0,4 МПа, 4 – 0,6 МПа, 5 – 0,8 МПа

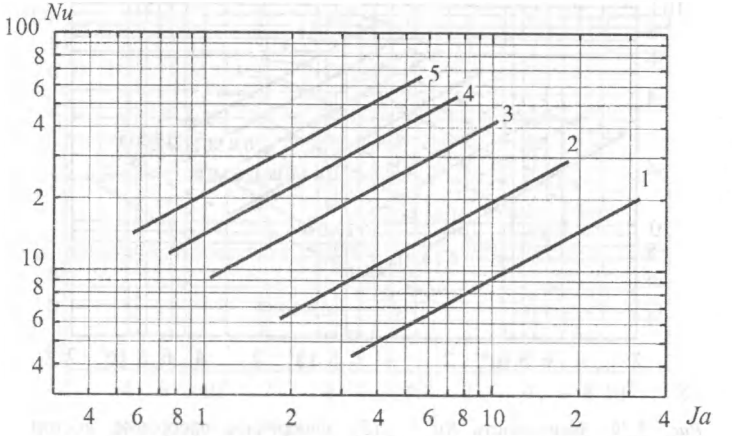


Рис. 3.37. Зависимость $Nu = f(Ja)$, поперечное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – 0,1 МПа, 2 – 0,2 МПа, 3 – 0,4 МПа, 4 – 0,6 МПа, 5 – 0,8 МПа

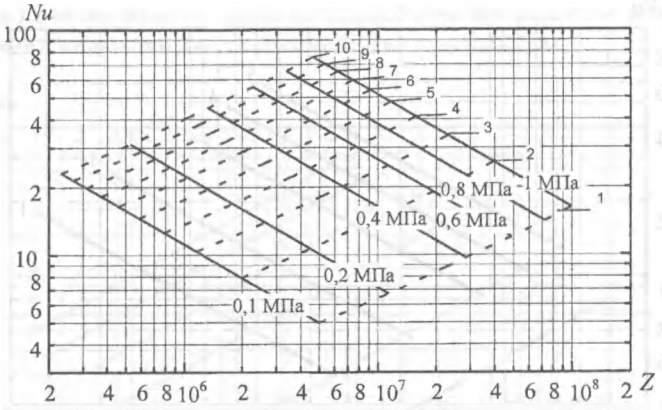


Рис. 3.38. Зависимость $Nu = f(Z)$, продольное оребрение, ацетон: 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

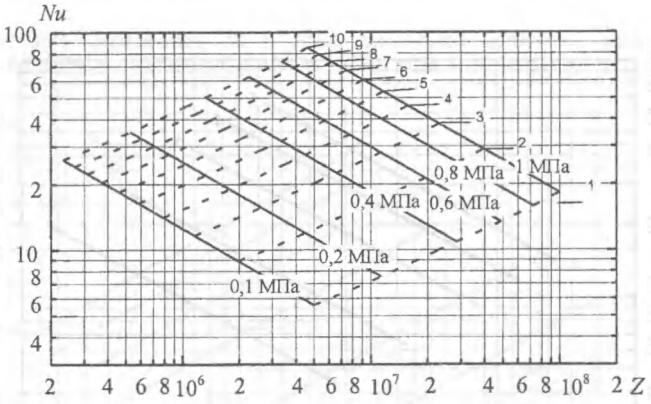


Рис. 3.39. Зависимость $Nu = f(Z)$, поперечное оребрение, ацетон: 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

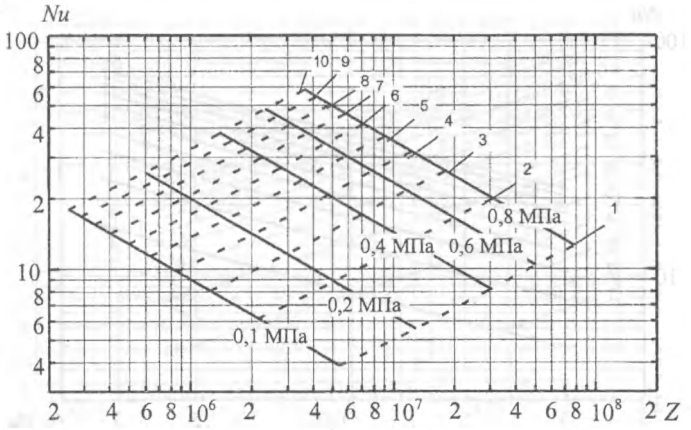


Рис. 3.40. Зависимость $Nu = f(Z)$, продольное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

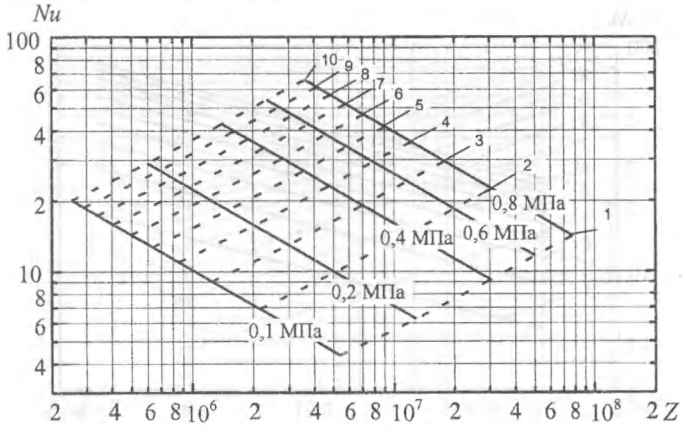


Рис. 3.41. Зависимость $Nu = f(Z)$, поперечное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

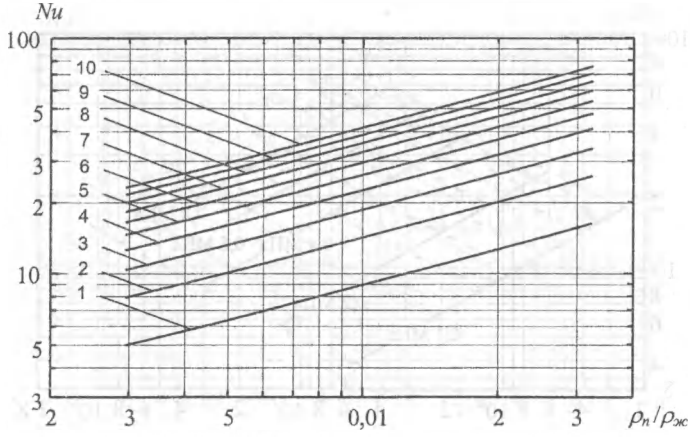


Рис. 3.42. Зависимость $Nu = f(\rho_п/\rho_ж)$, продольное оребрение, ацетон: 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

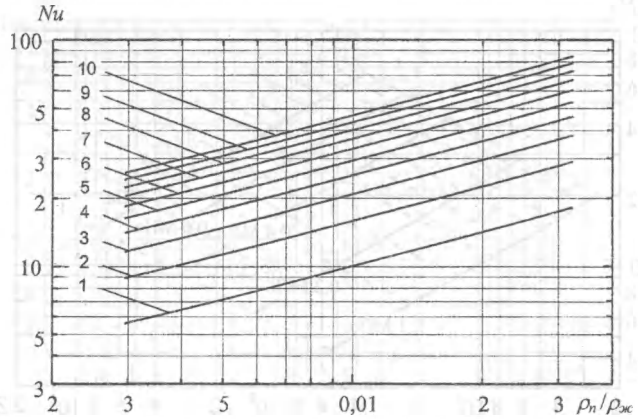


Рис. 3.43. Зависимость $Nu = f(\rho_п/\rho_ж)$, поперечное оребрение, ацетон: 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

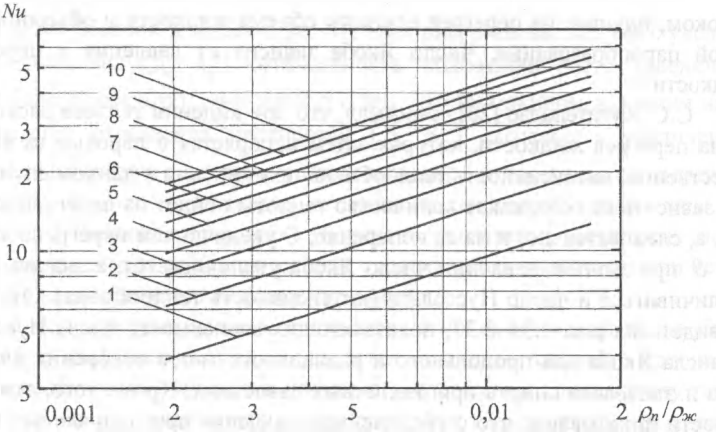


Рис. 3.44. Зависимость $Nu = f(\rho_п/\rho_ж)$, продольное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

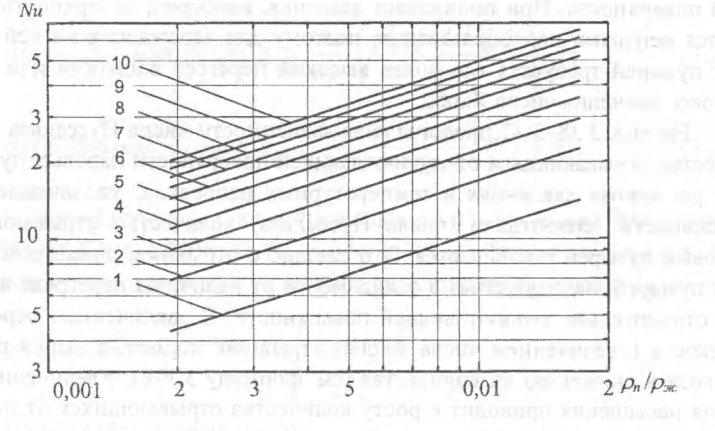


Рис. 3.45. Зависимость $Nu = f(\rho_п/\rho_ж)$, поперечное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – $\vartheta = 2$ °С, 2 – $\vartheta = 4$ °С, 3 – $\vartheta = 6$ °С, 4 – $\vartheta = 8$ °С, 5 – $\vartheta = 10$ °С, 6 – $\vartheta = 12$ °С, 7 – $\vartheta = 14$ °С, 8 – $\vartheta = 16$ °С, 9 – $\vartheta = 18$ °С, 10 – $\vartheta = 20$ °С

Число Якоба является параметром, определяющим интенсивность теплообмена при кипении и характеризует соотношение между тепловым

потоком, идущим на перегрев единицы объема жидкости и объемной теплотой парообразования. Число Якоба зависит от давления и перегрева жидкости.

С.С. Кутателадзе [20] принимал, что при кипении теплота расходуется на перегрев жидкости, которая затем испаряется в паровые пузыри и, естественно, интенсивность теплообмена при кипении в данном случае будет зависеть от того, какое количество теплоты пойдет на перегрев жидкости, а, следовательно, и на ее испарение. С увеличением перегрева жидкости ϑ при данном давлении число Якоба увеличивается, а значит, будет увеличиваться и число Нуссельта (интенсивность теплообмена). Это можно видеть на рис. 3.34–3.37, показывающих зависимость числа Нуссельта от числа Якоба для продольного и радиального типов оребрения для ацетона и этилового спирта при различных давлениях. Кроме того, эти зависимости показывают, что с увеличением давления при одинаковых значениях числа Якоба (при одинаковых перегревах жидкости ϑ) интенсивность теплоотдачи возрастает, причем степень интенсивности падает с увеличением давления. При одинаковых числах Нуссельта с увеличением давления числа Якоба уменьшаются, т. к. уменьшается перегрев жидкости за счет облегчения условий зарождения паровых пузырей на теплоотдающей поверхности. При понижении давления, наоборот, поверхность обедняется центрами парообразования, поэтому для зарождения на ней паровых пузырей требуется все более высокий перегрев жидкости или более высокое значение числа Якоба.

На рис. 3.38–3.41 представлены зависимости числа Нуссельта от количества отрывающихся от теплоотдающей поверхности паровых пузырей при различных давлениях и температурных напорах. С увеличением интенсивности теплоотдачи (числа Нуссельта) количество отрывающихся паровых пузырей уменьшается. Это связано с отрывным диаметром паровых пузырей, находящегося в зависимости от величины перегрева жидкости относительно теплоотдающей поверхности. С увеличением перегрева жидкости (увеличением числа Якоба) отрывной диаметр пузырей растет, приводя к снижению их количества (см. формулу 3.139). Увеличение давления насыщения приводит к росту количества отрывающихся от поверхности нагрева паровых пузырей. Это связано с тем, что при увеличении давления величина перегрева жидкости уменьшается, это приводит к уменьшению числа Якоба и отрывного диаметра парового пузыря, которое, в свою очередь, приводит к увеличению числа отрывающихся паровых пузырей.

На рис. 3.42–3.45 представлены зависимости интенсивности теплоотдачи при кипении жидкостей на ребрах различного типа от отношения

плотностей паровой и жидкой фаз. Из этих рисунков видно, что с увеличением отношения $(\rho_п / \rho_ж)$ интенсивность теплоотдачи растет (увеличивается число Нуссельта). Это связано с тем, что при данном давлении насыщения рост отношения плотностей $(\rho_п / \rho_ж)$ вызывается увеличением плотности теплового потока, а следовательно, и увеличением перегрева жидкости ϑ, что и приводит к более интенсивной теплоотдаче. Из рис. 3.42–3.45 также видно, что с увеличением давления насыщения интенсивность теплоотдачи растет, однако степень роста интенсивности теплоотдачи с повышением давления уменьшается.

В большинстве случаев при расчете и проектировании теплообменного оборудования известно или задается мощность теплового потока, которую необходимо отводить в процессе теплообмена. Связь между тепловым потоком Q, температурным напором ϑ и геометрическими характеристиками ребра может быть установлена на основании уравнения Ньютона – Рихмана и выражений для определения коэффициентов теплоотдачи продольного и радиального ребер.

Плотность теплового потока q_0, отнесенная к площади несущей поверхности, может быть записана как:

$$\textit{для продольного ребра } q_0 = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2}\left(\frac{\gamma^2 \rho_п a\, Ja^2 c_ж}{L}\right)\frac{f_р}{f_0}\vartheta; \qquad (3.214)$$

$$\textit{для радиального ребра } q_0 = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2}\left(\frac{\gamma^2 \rho_п a\, Ja^2 c_ж}{2\pi r}\right)\frac{f_р}{f_0}\vartheta. \qquad (3.215)$$

С другой стороны, плотность теплового потока может быть выражена через тепловую мощность теплообменника Q, количество ребер n, площадь ребра в основании f_0 и межреберную площадь $f_{мр}$ в следующем виде:

$$q_0 = \frac{Q}{n\left(f_0 + f_{мр}\right)}. \qquad (3.216)$$

Или для продольных ребер:

$$q_0 = \frac{Q}{\pi L\left(\delta_0 + \delta_{мр}\right)}; \qquad (3.217)$$

для радиальных ребер:

$$q_0 = \frac{Q}{2\pi r_0 n\left(\delta_0 + \delta_{мр}\right)}. \qquad (3.218)$$

Тогда тепловой поток, отводимый оребренной поверхностью, будет:
для продольных ребер:

$$Q=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left(\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}}{L}\right)\frac{f_p}{f_0}\vartheta\times\left[n\left(f_0+f_{мр}\right)\right]; \tag{3.219}$$

для радиальных ребе:

$$Q=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left(\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}}{2\pi r}\right)\frac{f_p}{f_0}\vartheta\times\left[n\left(f_0+f_{мр}\right)\right]. \tag{3.220}$$

Выражения (3.219) и (3.220) могут быть использованы для определения как локальных температурных напоров, так и среднего по высоте ребра, который может быть использован при определении площади поверхности теплообмена.

Средний температурный напор по высоте ребра определяется из выражений (3.219) и (3.220) если принять $\vartheta=\vartheta_{ср}$ и $r=r_{ср}$. Тогда:

для продольных ребер:

$$\begin{aligned}Q&=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left(\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}}{L}\right)\vartheta_{ср}\frac{2Ll_p}{L\delta_0}\left[nL\left(\delta_0+\delta_{мр}\right)\right]=\\&=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left(\frac{2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}}{\delta_0}\right)\vartheta_{ср}\left[l_p n\left(\delta_0+\delta_{мр}\right)\right];\end{aligned} \tag{3.221}$$

для радиальных ребер:

$$\begin{aligned}Q&=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left(\frac{\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}}{2\pi r_{ср}}\right)\vartheta_{ср}\frac{4\pi r_{ср}l_p}{2\pi r_0\delta_0}\left[n2\pi r_0\left(\delta_0+\delta_{мр}\right)\right]=\\&=\frac{4\varphi}{\pi d_0^{\,2}}\left(\frac{2\gamma^2\rho_n a Ja^2 c_{ж}}{\delta_0}\right)\vartheta_{ср}\left[l_p n\left(\delta_0+\delta_{мр}\right)\right].\end{aligned} \tag{3.222}$$

Здесь l_p – длина профиля ребра.

Как видно из выражений (3.221) и (3.222) мощность теплового потока, передаваемая продольными и радиальными ребрами, определяется по одинаковым уравнениям, и она не зависит от типа ребра, а определяется только средним температурным напором «ребро – кипящая жидкость», геометрическими параметрами ребра (толщина ребра в основании, межреберное расстояние и длина профиля ребра), количеством ребер, теплофизическими параметрами пара и жидкости, и внутренними характеристиками процесса кипения.

3.4. Сравнение интенсивности теплообмена при различных способах развития поверхности

Улучшение основных показателей кожухотрубных испарителей в холодильных и теплонасосных установках связано с повышением интенсивности теплообмена как со стороны кипящего хладагента, так и со стороны хладоносителя [238]. При малых температурных напорах ϑ (или малых q) и низких температурах насыщения $T_н$, характерных для работы холодильных установок, процесс кипения хладагентов на традиционно применяемых гладких стальных и медных трубах носит неразвитый характер, и коэффициенты теплоотдачи имеют низкие значения. В этих условиях при определенных значениях $\vartheta, T_н$ и теплофизических свойствах хладагента интенсивность теплообмена со стороны хладагента может быть более низкой, чем со стороны хладоносителя. Поэтому для улучшения теплотехнических и энергетических характеристик испарителей интенсификация процессов теплоотдачи со стороны кипящего хладагента имеет большое практическое значение. Одним из перспективных направлений решения этой задачи является поиск теплообменных поверхностей, интенсифицирующих процесс парообразования. Анализ механизма парообразования при кипении жидкостей на гладких поверхностях показывает, что высокой интенсивности теплообмена можно достигнуть только при высоких ϑ или q. Однако увеличение ϑ в испарителях холодильных машин нецелесообразно, т. к. это может привести к ухудшению энергетических показателей установки. В связи с этим, испарители работают при средних температурных напорах 4...6 °С.

Эти же факторы играют еще более существенную роль в теплонасосных установках, где температуры насыщения в испарителях могут достигать + 50 °С и выше [262]. В качестве рабочего тела в теплонасосных установках широко применяется фреон-142 и некоторые смеси с его преимущественным содержанием. Теплоотдача при пузырьковом кипении фреона-142 изучалась Г.Н. Даниловой и О.П. Ивановым при максимальной температуре насыщения 20,7 °С [239, 240, 262]. Поэтому для обеспечения достаточно высоких энергетических показателей установки необходимо поддерживать температурные напоры в испарителях как можно меньшие, что реально обеспечивается оребренными поверхностями с высокотеплопроводными ребрами достаточно большой высоты. В этом случае, средний температурный напор по высоте ребра уменьшается по сравнению с гладкой и микрооребренной поверхностями при интенсивном пузырьковом кипении на ребре, что приводит к увеличению степени эффективности испарителя и установки в целом. Кроме того, обеспечивается отвод больших тепловых потоков при малых температурных напорах, что невозможно

осуществить на гладкой, микрооребренной и пористой поверхностях ввиду их запаривания [238].

На интенсивность теплообмена при кипении жидкостей, кроме режимных параметров и теплофизических свойств, существенное влияние оказывают условия поверхности: геометрия, материал, условия смачивания и чистота теплоотдающей поверхности. Все эти факторы влияют на условия зарождения, роста и отрыва паровых пузырей, плотность центров парообразования и т. д. Для интенсивного парообразования необходимо создание условий, облегчающих зарождение паровых пузырей, увеличение числа активных центров парообразования, а также обеспечение наибольшей площади поверхности соприкосновения парового пузыря в процессе его роста с теплопередающей поверхностью через микрослой или тонкую пленку перегретой жидкости. Изменение поверхностных условий может быть достигнуто различными способами: искусственной микро- и макрошероховатостью, особой микрогеометрией, нанесением несмачиваемых и пористых покрытий, структурированием поверхностей, микро- и макрооребрением и др. Некоторые физические предпосылки интенсификации процесса кипения хладагентов на различных поверхностях изложены в [238, 240–243,]. При использовании каждого из названных способов реализуется та или иная физическая предпосылка интенсификации теплообмена при кипении. В качестве экспериментальных поверхностей были использованы трубы $d = 16...20$ мм и пластины из меди, углеродистой и нержавеющей стали с различными поверхностными условиями. Поверхности с микро- и макрошероховатостью имели шероховатость поверхности $R_z = 0{,}3...85$ мкм, оребренные трубы с геометрией $S_p = 0{,}3...1{,}5$ мм, $h_p = 0{,}5...1{,}5$ мм; $\delta_p = 0{,}5$; и различную конфигурацию ребер. Плохосмачиваемые покрытия из фторопласта Ф-4Д были как сплошными так и дискретными, а также комбинированными с поверхностями, полученными виброконтактным способом, и имели покрытия толщиной $\delta = 10...50$ мкм. Пористые неметаллические покрытия (стеклоткань) имели толщину $\delta = 100...500$ мкм, пористые металлические покрытия, нанесенные металлизацией, имели $\delta = 140...1000$ мкм (медь, алюминиевые сплавы). Пористые металлические покрытия, полученные электрохимическим методом, имели $\delta = 10...140$ мкм (Fe – Ni, Fe – Ni – Mo, Fe) и объемную разветвленную дендритную структуру. Покрытия, нанесенные методом спекания порошков различной дисперсности ($d = 63...280$ мкм), имели $\delta = 250...1450$ мкм, $\varepsilon = 46...65\,\%$ (медь, бронза, нержавеющая сталь) и спеканием микроволокон $\delta = 200...700$ мкм, $\varepsilon = 50...90\,\%$, $d = 30$ мкм (нержавеющая сталь). Эксперименты проводились в диапазоне изменения режимных параметров: $T_н = 233...313$ К и $q = 0{,}5...50$ кВт/м^2. Исследовалось

кипение R 11, R 12, R 22, R 113, R 717. Результаты исследований представлены на рис. 3.46 [238].

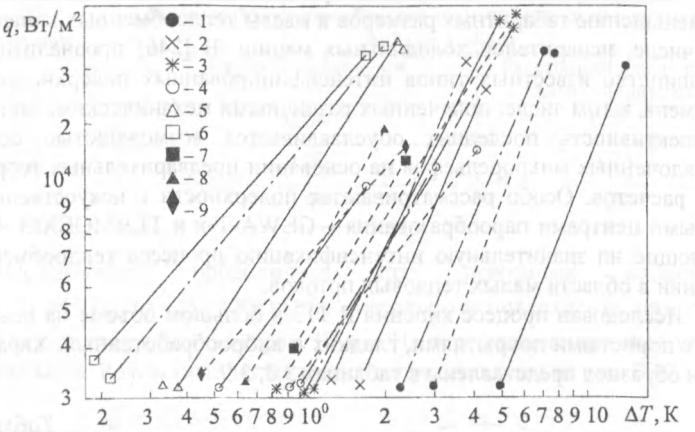


Рис. 3.46. Интенсивность теплообмена при кипении хладагентов на различных интенсифицированных поверхностях при $T_н$ = 283 К [238]: ——— – R 12; — · — – R 22; — — · – R 717; 1 – гладкая медная труба; (S = 0,76 мм, h = 1,5 мм, М3); 3 – электро-химическое покрытие поверхности (Fe – Ni, $\delta_{сл}$ = 0,1 мм); 4 – пористое неметаллическое покрытие поверхности (стеклоткань, $\delta_{сл}$ = 0,3 мм); 5 – пористое металлизированное покрытие поверхности ($\delta_{сл}$ = 0,14 мм, $П$ = 36,8 %); 6 – покрытие поверхности методом спекания (БРОФ10-1, $\delta_{сл}$ = 0,35 мм, $П$ = 46 %); 7 – виброконтактная обработка поверхности (R_z = 83 мкм); 8 – покрытие поверхности плохосмачиваемым материалом Ф-4Д (R_z = 8 мкм, $\delta_{сл}$ = 0,01 мм); 9 – комбинированная поверхность ВКО + ППСМ (R_z = 83 мкм, $\delta_{сл}$ = 0,02 мм)

Существенным недостатком поверхностей с пористым покрытием, микро- и макрошероховатостью, микрооребрением, регулярной структурой поверхности является то, что при кипении смесей, состоящих из чистых жидкостей и смазочного масла, интенсивность теплоотдачи резко снижается и те преимущества, которыми обладают эти поверхности, сходят на нет. Это связано с тем, что смазочные масла, обладающие большей вязкостью чем кипящие жидкости и имеющие гораздо большую температуру кипения при данном давлении, заполняют впадины и поры теплоотдающей поверхности, уменьшая тем самым количество действующих центров парообразования и их плотность, увеличивают термическое сопротивление микрослоя жидкости и уменьшают интенсивность парообразова-

ния. Чем ниже температура кипения жидкости, тем ниже будет и интенсивность отвода теплоты кипящей жидкостью [238].

Интенсификация теплоотдачи при кипении хладагентов способствует уменьшению габаритных размеров и массы теплообменных аппаратов, в том числе, испарителей холодильных машин. В [246] проанализировано большинство известных типов интенсифицированных поверхностей теплообмена, в том числе, полученных различными механическими методами. Перспективность последних обуславливается возможностью создания упорядоченных микрорельефов на основании предварительных теоретических расчетов. Особо рассматриваются поверхности с искусственно созданными центрами парообразования – GEWA-T-x и TERMOEXEL-E, указывающие на значительную интенсификацию процесса теплообмена при кипении в области малых тепловых потоков.

Исследован процесс кипения R 113 в большом объеме на поверхностях с пористыми покрытиями, гладких и виброобработанных. Характеристики образцов представлены в таблицах 3.8, 3.9.

Таблица 3.8

Характеристики исследованных образцов

№ образца	Материал	Тип поверхности	Геометрические параметры пористой поверхности		Состояние жидкого хладагента
			Толщина слоя, мм	Пористость, %	
1	Медь М3	Гладкая			Недогретый Насыщенный
2	Сталь Х18Н9Т	То же			Недогретый Насыщенный
3	То же	С металловолокнистым пористым покрытием	0,7	50	То же
4	То же	То же	0,7	60	То же
5	То же	То же	0,7	90	То же
6	То же	То же	0,2	60	То же

Таблица 3.9

Характеристики исследованных образцов

№ образца	Медные (М3) виброобработанные поверхности с диаметром впадин 0,24 мм	
	Глубина впадин, мм	Расстояние между центрами впадин, мм
7	0,04	0,50
8	0,09	0,25
9	0,09	0,20

Исследования проводились при режимных параметрах $p = (1...2) \cdot 10^5$ Па; $q = (5...120)$ кВт/м^2 на плоской поверхности торца теплопроводного стержня диаметром 10 мм. На торец наносился слой пористого покрытия. Результаты экспериментов представлены на рис. 3.47.

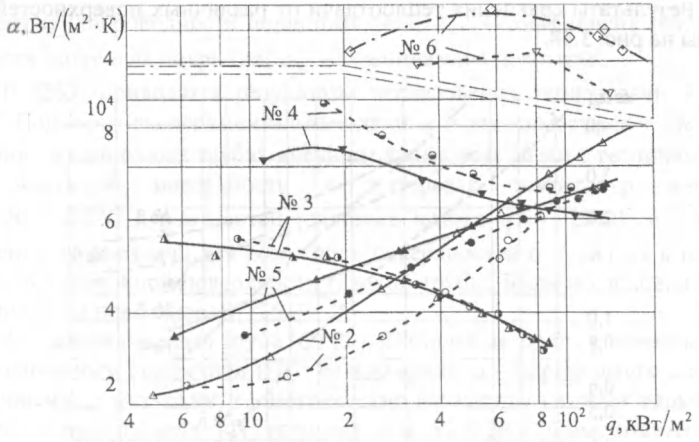


Рис. 3.47. Зависимость коэффициентов теплоотдачи α от плотности теплового потока q при кипении R 113 в большом объеме на поверхностях с пористыми покрытиями при различных давлениях [246]: — — — $p = 1 \cdot 10^5$ Па; ——— $p = 2 \cdot 10^5$ Па; — · — $p = 1{,}48 \cdot 10^5$ Па

Пористость различно сказывалась на α при малых и больших значениях плотности теплового потока q, что можно объяснить различной степенью влияния двух взаимосвязанных механизмов парообразования в капиллярно-пористом слое: скорости парообразования и скорости отвода паровой фазы. При малых значениях q теплоотдача увеличивается за счет

интенсификации самого процесса парообразования, а при больших – уменьшается из-за ухудшения условий отвода пара из пористого слоя.

Установлено, что для поверхностей с толщиной слоя 0,7 мм при кипении на покрытии с пористостью $\varepsilon = 90\,\%$ коэффициенты теплоотдачи увеличиваются до $q = 120$ кВт/м^2. Для поверхностей с пористостью 50…60 % при $q < 20$ кВт/м^2 коэффициенты теплоотдачи слабо зависят от плотности теплового потока, а при больших q (до 80 кВт/м^2) они уменьшаются по мере его роста. Можно предполагать, что в этих случаях кипение происходит в режиме запаривания. В области малых значений q коэффициенты теплоотдачи пористых поверхностей выше, чем их значения для гладкой поверхности. При значениях $q > 40$ кВт/м^2 коэффициенты теплоотдачи гладкой поверхности становятся выше их значений для пористых поверхностей [244].

Исследования, проведенные на образцах № 7–№ 9 [244] свидетельствуют о предпочтительности образца № 8.

Результаты сравнения теплоотдачи от различных поверхностей приведены на рис. 3.48.

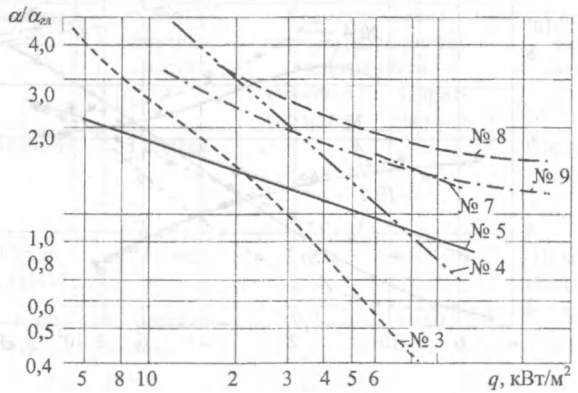


Рис. 3.48. Зависимость соотношения коэффициентов теплоотдачи на интенсифицированных α и гладких $\alpha_{гл}$ поверхностях от плотности теплового потока q в процессе кипения R 113 на различных интенсифицированных поверхностях при $p = 2 \cdot 10^5$ Па [244]

Установлено, что при $q = 5...15$ кВт/м^2 для всех интенсифицированных поверхностей коэффициенты теплоотдачи выше, чем для гладкой. Наибольшая степень увеличения теплоотдачи получена при кипении на

образце № 8 и на пористых поверхностях № 4 и 6. При высоких плотностях теплового потока ($q > 40$ кВт/м^2) теплоотдача на пористых поверхностях становится меньше, чем на гладкой поверхности. Виброобработанные поверхности имели наибольшие коэффициенты теплоотдачи во всем изученном интервале q. Обработка результатов в системе чисел подобия $Nu - Re$ дает:

$$Nu = 2 \cdot 10^3 Re^{2\varepsilon - 1,4} Pr^{0,43} \left(\frac{\lambda_{эф}}{\lambda'} \varepsilon^{1,55} - 1 \right)^{0,935} \left(\frac{\delta_{кс}}{D_н} \right)^{-1,66},$$

$$\frac{\lambda_{эф}}{\lambda'} = \frac{\lambda_м + \lambda' - (1-\varepsilon)(\lambda' - \lambda_м)}{\lambda_м + \lambda' + (1-\varepsilon)(\lambda' - \lambda_м)}; \; Nu = \frac{\alpha D_н}{\lambda'}; \; Re = \frac{qD_н}{r\mu'\varepsilon},$$

где $D_н$ – эквивалентный гидравлический диаметр капилляра; λ' – коэффициент теплопроводности жидкости; r – теплота парообразования; μ' – коэффициент динамической вязкости жидкости; $\lambda_{эф}$ – эффективный коэффициент теплопроводности пористого слоя; $\lambda_м$ – коэффициент теплопроводности материала покрытия; $\delta_{кс}$ – толщина слоя покрытия.

В [263] приводятся результаты исследования теплоотдачи R 22 и R 717. Получены экспериментальные данные о зависимости $\alpha = f(q)$ при кипении на одиночных трубах внешним диаметром 20 мм с различным типом наружной поверхности в интервале температур кипения $t_к = -20...+20$°С и плотностей теплового потока $q = 1...20$ кВт/м^2. Коэффициенты теплоотдачи для всех типов поверхностей относились к площади базовой наружной поверхности гладкой трубы. Были исследованы следующие типы поверхностей [263]:

1) гладкая стальная труба (Ст 20); 2) стальные трубы с пористым металлизационным покрытием (ПП) из алюминиево – марганцевого сплава с различными структурами, геометрические параметры которых варьировались в следующих пределах: толщина слоя $\delta = 0,26...1,0$ мм; открытая пористость $П = 0,25...0,44$ и эквивалентный диаметр пор $d_{экв} = 24...40$ мкм; 3) стальные трубы с виброконтактной обработкой (ВКО), обеспечивающей регулярную шероховатость с высотой неровностей $R_z = 64$ и 83 мкм; 4) стальные трубы с покрытием из фторопласта (ПФ): сплошным – с толщиной слоя $\delta = 0,01$ и 0,02 мм и дискретным – с $\delta = 0,05$ мм; 5) микрооребренные и структурированные медные трубы со следующими геометрическими характеристиками: шаг ребер – $S_p = 0,65$ мм, толщина ребра $\delta_p = 0,2$ мм, высота ребра $h_p = 1,5$ мм, диаметр по основанию ребер $d_0 = 19$ мм, коэффициент оребрения $\varphi = 6...7$.

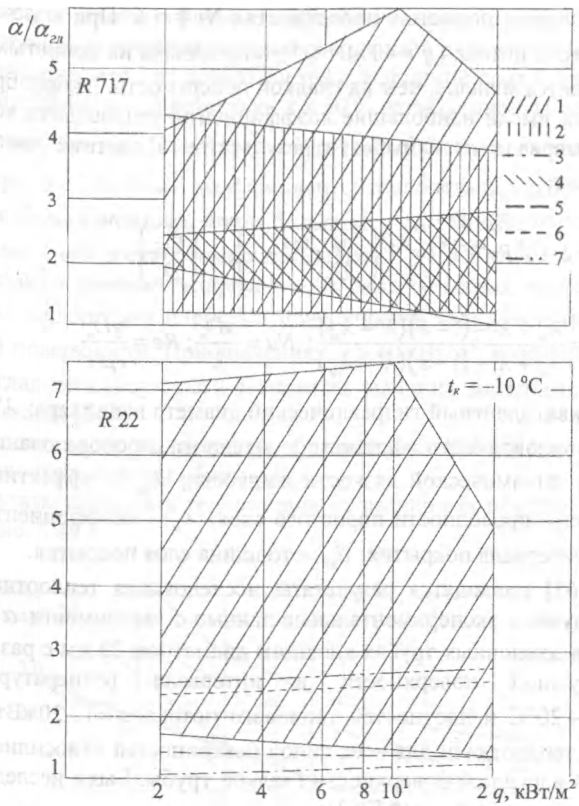


Рис. 3.49. Интенсификация теплоотдачи на поверхностях разного типа: 1 – поверхности с ПП; 2, 3 – поверхности ПФ; 4, 5 – поверхности с ВКО; 6 – мелкоребристая поверхность; 7 – структурированная поверхность [263]

Для характеристики тепловой эффективности разных поверхностей принято отношение коэффициентов теплоотдачи интенсифицированной поверхности и гладкой трубы $\alpha/\alpha_{гл}$ при одинаковых $t_к$ и q. На рис. 3.49 сопоставлены результаты исследований при $t_к = -10$ °C. Заштрихованные площади соответствуют разбросу данных, полученных на поверхностях данного типа. Из рис. (3.49) следует, что для обоих хладагентов наибольшую интенсивность теплообмена обеспечивают пористые покрытия. Хорошая интенсивность теплообмена наблюдается при кипении R 717 на образцах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные опытные данные по кипению пропана на капиллярно-пористых структурах подтверждают эффективность их применения. Интенсификация процесса теплообмена наблюдалась во всем диапазоне тепловых нагрузок, а тепловые потоки начала кипения для образцов с оптимальными параметрами покрытий были ниже в 2–2,5 раза. Увеличение коэффициентов теплоотдачи достигало 10-кратного (на спеченных покрытиях), по сравнению с гладкой поверхностью.

Анализ кривых кипения на образцах с пористым покрытием показал, что область развитого пузырькового кипения можно разделить на два участка. В первом режиме генерация пара происходит в непосредственной близости к поверхности нагрева в отдельных центрах парообразования. Коэффициенты теплоотдачи в 4–10 раз выше, чем соответствующие значения α при кипении на гладкой поверхности. При втором режиме ухудшение теплоотдачи связано с тем, что область генерации пара отделена от поверхности нагрева стабилизированной пленкой пара, расположенной внутри пористой структуры, либо за счет снижения темпа активации центров парообразования. Преобладание того или иного типа перехода определяется величиной толщины покрытия. Для второго режима значения коэффициентов теплоотдачи слабо зависят от изменения плотности теплового потока и незначительно превышают аналогичные величины для поверхности без покрытия.

На основании проведенных экспериментальных исследований выявлена зависимость интенсивности теплоотдачи при кипении пропана, на медных спеченных капиллярно-пористых покрытиях, от безразмерного соотношения $\delta_{кс} / \overline{d}_0$ учитывающего важнейшие параметры пористой структуры. Наибольшая интенсивность теплоотдачи достигалась при определенном значении $\delta_{кс} / \overline{d}_0 = 11–12{,}5$.

Результаты экспериментов свидетельствуют о том, что повышение давления насыщения способствует интенсификации теплообмена при кипении пропана, причем до значений плотностей теплового потока $q = 6$ кВт/м^2 влияние давления проявляется сильнее, чем на гладкой поверхности. При q = 6–15 кВт/м^2 степень влияния давления монотонно снижается. В области более высоких тепловых нагрузок $q \geq 15–25$ кВт/м^2 наблюдается независимость коэффициентов теплоотдачи от давления.

Определено влияние параметров пористого покрытия на интенсивность теплообмена в зависимости от давления насыщения: средний гидравлический размер пор не оказывает заметного влияния на показатель степени k в соотношении $\alpha = C \cdot (p/p_{кр})^k$; с ростом толщины пористого покрытия (в исследованном диапазоне значений $\delta_{кс}$) значения k монотонно уменьшается.

В области невысоких тепловых нагрузок понижение уровня жидкости способствует интенсификации теплоотдачи при кипении на пористой поверхности из-за различия в механизмах теплообмена при парообразовании внутри пористого слоя в условиях большого объема и при подсосе жидкости капиллярными силами. Это очень важно для испарителей холодильных и теплонасосных установок, т. к. это ведет к снижению степени заполнения испарителей жидкостью и, в конечном итоге, к уменьшению количества хладагента, циркулирующего в системе.

Анализ существующих моделей процессов теплообмена при кипении жидкостей, как на гладких (изотермических), так и на оребренных (неизотермических) поверхностях показывает, что все они в своей структуре содержат такую количественную характеристику, как коэффициент теплоотдачи, который должен быть заранее задан или определен экспериментально, что не всегда возможно или крайне затруднительно. Кроме того, ряд моделей содержат в результирующих и промежуточных формулах константы, которые также определяются экспериментальным путем или оцениваются с определенной степенью погрешности. Такой подход к математическому или физическому моделированию не позволяет определить интенсивность теплоотдачи на теплоотдающей поверхности прямым путем, используя полученные формулы, без проведения экспериментальных исследований или использования ранее полученных экспериментальных данных, соответствующих условиям существования физической или математической модели. Все эти факторы не позволяют рассчитывать теплообменную аппаратуру с фазовым переходом (кипением) различных энергетических установок прямым путем, т. к. отсутствует информация о распределении температуры и коэффициентов теплоотдачи на теплоотдающей поверхности.

Разработанная модель процессов теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей на неизотермических (ребристых) поверхностях описывает процессы теплообмена как при продольном, так и при поперечном расположении теплоотдающих неизотермических поверхностей.

Решение уравнений модели, полученное численным путем на основании метода конечных разностей, экстраполяцией Рихардсона при граничных условиях первого и второго рода в основании ребер и третьего рода на вершине ребра, позволяет получить распределение температур и коэффициентов теплоотдачи по высоте ребра. Результаты численного расчета модели удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными при кипении ацетона и этилового спирта на продольных и поперечных ребрах различного профиля.

Предложенная обобщающая зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи ребра, как в размерном, так и в безразмерном виде, удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, что говорит о возможности применения полученных зависимостей для расчета теплообменных аппаратов с оребренными поверхностями без привлечения эмпирических зависимостей и проведения экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении. – Киев: Наукова думка, 1980. – 313 с.

2. Бэнков С.Г. Вскипание на твердой поверхности в отсутствии растворенной газовой фазы //В кн.: Вопросы физики кипения. – М.: Мир, 1964. – С. 80-98.

3. Арефьева Е.И., Аладьев И.Т. О влиянии смачиваемости на теплообмен при кипении //ИФЖ. – 1958. – Т. 1, № 7. – С. 11-17.

4. Rayleigh I.W. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. – Phil. Mag. 1917. 34. № 200. P. 94-98.

5. Bosnjakovic F. Verdampfung und Flussiqkei-tsüberhitzung. – Techn. Mech. und Thermodin. 1930. 1. № 10. S. 358-362.

6. Фритц В., Энде В. Исследование механизма парообразования с помощью киносъемки паровых пузырей //В кн.: Вопросы физики кипения. – М.: Мир, 1964. – С. 162-188.

7. Плессет М.С., Цвик С.А. Рост паровых пузырей в перегретых жидкостях //В кн.: Вопросы физики кипения. – М.: Мир, 1964. – С. 189-211.

8. Форстер Г., Зубер Н. Рост парового пузыря в перегретой жидкости //В кн.: Вопросы физики кипения. – М.: Мир, 1964. – С. 212-225.

9. Scriven L.E. On the dinamics of phase growth. – Chem. Eng. Sci. 1959. 10. № ½. P. 1-13.

10. Лабунцов Д.А., Кольчугин Б.А., Головин В.С. и др. Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давления //ТВТ. – 1964. – Т. 2, № 3. – С. 446-453.

11. Лабунцов Д.А. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости //Теплоэнергетика. – 1959. – № 12. – С. 19-26.

12. Лабунцов Д.А. Обобщенные зависимости для критических тепловых нагрузок при кипении жидкостей в условиях свободного движения //Теплоэнергетика. – 1960. – № 7. – С. 76-80.

13. Борнхорст У.Д., Хэтсопулос Г.Н. Определение скорости роста пузырей с учетом дискретности у поверхности раздела фаз //Прикладная механика. – 1967. – Т. 89, № 4. – С. 125-132.

14. Mikic B.B., Rohsenow W.M., Griffith P. On bubble growth rates //Int. J. Heat and Mass Transfer. 1970. Т. 13. № 4. P. 657-666.

15. Zuber N. The dinamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields //Int. J. Heat and Mass Transfer. 1961. 2. № 1. P. 83-102.

16. Лабунцов Д.А. Механизм роста паровых пузырьков на поверхности нагрева при кипении //ИФЖ. – 1963. – Т. 6, № 4. – С. 33-37.

17. Лабунцов Д.А. Современные представления о механизме пузырькового кипения жидкостей //В кн.: Теплообмен и физическая гидродинамика. – М.: Наука, 1974. – С. 98-115.

18. Ягов В.В. Исследование кипения жидкостей в области низких давлений: Автореф. дис. …канд. техн. наук. – М., 1971. – 34 с.

19. Жилина В.В. Связь между краевым углом и отрывным диаметром пузырька при повышенных давлениях //Исследование по физике кипения. – 1972. – Вып. 1. – С. 84-89.

20. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – Новосибирск: Наука, 1970. – 660 с.

21. Кружилин Г.Н. Обобщение экспериментальных данных по теплопередаче при кипении жидкостей в условиях естественной конвекции //Известия АН СССР. ОТН. – 1949. – № 5. – С. 701.

22. Волошко А.А., Вургафт А.В. Динамика роста парового пузыря при кипении в условиях свободного движения //ИФЖ. – 1970. – Т. 19, № 1. – С. 15-20.

23. Присняков В.Ф. Частота образования пузырей при кипении //Журнал прикладной механики и технической физики. – 1970. – № 5. – С. 143-146.

24. Мак-Фадден П., Грессман П. Взаимосвязь между частотой отрыва пузырей и их диаметром при пузырчатом кипении //В кн.: Вопросы физики кипения. – М.: Мир, 1964. – С. 403-418.

25. Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стюшин Н.Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании. – М.: Высшая школа, 1977. – 352 с.

26. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена. – М.: Высшая школа, 1974. – 328 с.

27. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении в условиях свободной конвекции //Тр. Института теплоэнергетики. – 1950. – № 2. – С. 19-29.

28. Гогонин И.И. Теплообмен при кипении фреона-21 в условиях свободной конвекции //Холодильная техника. – 1970. – № 3. – С. 24-28.

29. Данилова Г.Н., Куприянова А.В. Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреонов С-318 и 21 на горизонтальной трубке //Холодильная техника. – 1967. – № 11. – С. 15-20.

30. Куприянова А.В. Теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных трубах //Холодильная техника. – 1970. – № 11. – С. 40-44.

31. Бельский В.К. Исследование теплообмена при кипении фреона-12 на пучке трубок и одиночных очехленных трубках //Холодильная техника. – 1970. – № 2. – С. 41-44.

32. Поволоцкая Н.М. Исследование коэффициентов теплоотдачи при кипении фреона-22 на одиночной трубе и пучке горизонтальных труб //Холодильная техника. – 1968. – № 7. – С. 20-25.

33. Клименко А.П., Козицкий В.И. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении пропана //Нефтяная и газовая промышленность. – Киев, 1967. – № 1. – С 40-43.

34. Бельский В.К., Данилова Г.Н. Влияние расположения пластины на интенсивность теплообмена при кипении фреона-113 //ИФЖ. – 1970. – Т. 19, № 4. – С.625-628.

35. Данилова Г.Н. Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов //Холодильная техника. – 1965. – № 2. – С. 18-23.

36. Данилова Г.Н., Куприянова А.В. Обобщение данных по теплоотдаче при кипении аммиака //Холодильная техника. – 1971. – № 6. – С. 39-41.

37. Куприянова А.В. Теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных трубах //Холодильная техника. – 1979. – № 11. – С. 28-32.

38. Гельперин И.И., Коган А.М. Теплоотдача от кипящей воды при малых тепловых нагрузках //Химическая промышленность. – 1964. – № 8. – С. 14-19.

39. Данилова Г.Н. Теплообмен при кипении фреонов: Докторская диссертация. – Л., 1968. – 28 с.

40. Волошко А.А. О кипении фреонов в условиях свободной конвекции //Холодильная техника. – 1971. – № 8. – С. 31-34.

41. Данилова Г.Н. Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов //В сб.: Теплообмен при конденсации и кипении. Труды ЦКТИ. – 1965. – Вып. 57. – С. 56-62.

42. Лабунцов Д.А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении //Известия АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1963. – № 1. – С. 58-71.

43. Боришанский В.М., Жохов К.А. Теплообмен при пузырьковом кипении //ИФЖ. – 1968. – Т. 15, № 5. – С. 809-817.

44. Волошко А.А., Вургафт А.В. Динамика отрыва парового пузыря при кипении в условиях свободного движения //ИФЖ. – 1970. – Т. 19, № 1. – С. 15-20.

45. Поволоцкая Н.М. Исследование теплообмена при кипении фреона-502 в пучке труб. Отчет ВНИХИ, 1969.

46. Дюндин В.А. Исследование теплообмена при кипении фреона-12 на гладкой и ребристой трубках //Холодильная техника. – 1969. – № 11. – С. 16-22.

47. Боришанский В.М., Шлейфер В.А. Обобщенная формула для расчета теплоотдачи при пузырьковом кипении различных жидкостей //Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Ч. 1. – Минск, 1974. – С. 202-210.

48. Данилова Г.Н. Теплообмен при конденсации и кипении. Труды ЦКТИ. – 1965. – Вып. 57.

49. Хене, Губер. Кипение бензола, дифенила и бензолодифениловых смесей в большом объеме под давлением //Теплопередача. – 1963. – Сер. С. – № 3. – С. 196-213.

50. Толубинский В.И., Островский Ю.Н. Теплообмен при кипении этилового спирта //В сб.: Конвективный теплообмен. – Киев: Наукова думка, 1965. – С. 121-128.

51. Марто, Лепер. Теплоотдача от структурированной поверхности при кипении диэлектрической жидкости в большом объеме //Теплопередача. – 1982. – Т. 104, № 2. – С. 72-80.

52. Marcellus M.C., Spilhaus A.F., Troeltzsch L.A., «Heat-Transfer Characteristics of Fiuorechemical Inert Liquid FC-75». Journal of Chemical and Engineering Data. Vol. 6. No. 3. July 1961. P. 459-463.

53. Fujii M., Nishiyama E., Yamanaka G., «Nucleate Pool Boiling Heat Transfer from Micro-Porous Heating Surface». Advances in Enhanced Heat Transfer. ASME. 1979. P. 45-51.

54. Nishikawa K., Ito T., «Augmentation of Nucleate Boiling Heat Transfer by Prepared Surfaces». Japan-United States Heat Transfer Joint Seminar. Tokyo. 1980. P. 243-251.

55. Young R.K., Hummel R.L. Chemical Engineering Progress. Vol. 60. 1964. P. 53-58.

56. Марто, Моулсон, Мейнард. Пузырьковое кипение азота в большом объеме при различных условиях на поверхности //Теплопередача. Мир, 1968. – № 4. – С. 75.

57. Gottzmann C.F., O'Neill P.S., Minton P.E., «Field Experience with High Efficiency Heat Exchangers», AIChE 74th National Meeting, New Orleans, March 1973.

58. Yilmaz S., Hwalek J.J., Westwater J.W., «Pool Boiling Heat Transfer Performance for Commercial Enhanced Tube Surfaces», ASME paper No. 80-HT-31, Orlando, July 1980.

59. Yilmaz S., Westwater J.W., «Effect of Commercial Enhanced Surfaces on the Boiling Heat Transfer Curve», Advances in Enhanced Heat Transfer – 1981, ASME, 1981.

60. Bergles A.E., Chyu M.C., «Characteristics of Nucleate Pool Boiling from Porous Metallic Coatings», Advances in Enhanced Heat Transfer – 1981, ASME, 1981.

61. Trepp C.H., Hoffman T.V., «Boiling Heat Transfer from Structured Surfaces to Liquid Nitrogen», Wärme-und Stoffübertragung, Vol. 14, 1980. P. 15-22.

62. Берглес, Росеноу. Определение теплопередачи при поверхностном кипении в условиях принудительной конвекции //Теплопередача. – Мир, 1964. – № 3. – С. 83-92.

63. Zuber N., On the Stability of Boiling Heat Transfer //Transactions ASME. Vol. 80. 1958. P. 711-720.

64. Чумак И.Г., Малая Л.В., Виниченко И.В. Интенсификация теплообмена при кипении хладонов на поверхности трубы //Холодильная техника. – 1979. – № 4. – С. 32-36.

65. Данилова Г.Н., Тихонов А.В. Моделирование теплоотдачи при кипении холодильных агентов на интенсифицированных поверхностях теплообмена: Тр. Первой Рос. Нац. конф. по теплообмену. МЭИ. – 1994. – Т. 4. – С. 91-95.

66. Дюндин В.А., Данилова Г.Н., Тихонов А.В. Интенсивные теплообменные поверхности для кожухотрубных испарителей холодильных машин. – М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1990.

67. Круглов Г.Р., Букин Б.Н., Тихонов А.В. и др. Влияние параметров регулярного микрорельефа поверхности на теплоотдачу при кипении //Изв. ВУЗов. Приборостроение. – 1987. – Т. 30, № 3. – С. 92-95.

68. Тихонов А.В., Запорожченко О.Э. Теплоотдача при кипении R 113 на металловолокнистых покрытиях //Криогенная техника и кондиционирование. Исследование и совершенствование процессов и аппаратов. – Л.: ЛТИХП, 1984. – С. 104-109.

69. Накаяма В., Дайкоку Т., Кувахара Х. и др. Динамическая модель интенсификации теплоотдачи при кипении на пористой поверхности. Ч. 1. Экспериментальное исследование //Теплопередача. – 1980. – Т. 102, № 3. – С. 62-69.

70. Chyu M.C., Fel T. Boiling Heat Transfer From a Vertical Wall Subjected to an Inclined Wall Attachment //Experimental Thermal and Fluid Science. 1990. № 3. P. 256-263.

71. Семена М.Г., Зарипов В.К., Шаповал А.А. Интенсивность теплообмена при кипении на поверхности с пористыми покрытиями в условиях капиллярного транспорта //ИФЖ. – 1987. – Т. 52, № 4. – С. 592-597.

72. Васильев Л.Л., Конев С.В., Хроленок В.В. Интенсификация теплообмена в тепловых трубах. – Минск, 1983. – 160 с.

73. Эва В., Асакавичюс И., Гайгалис В. Низкотемпературные тепловые трубы. – Вильнюс, 1982. – 220 с.

74. Семена М.Г., Гершуни А.Н., Зарипов В.К. Тепловые трубы с металловолокнистыми капиллярными структурами. – Киев, 1984. – 245 с.

75. Васильев Л.Л., Конев С.В., Штульц П., Хорват Л. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении жидкости в высокотеплопроводных капиллярных структурах //ИФЖ. – 1982. – Т. 42, № 6. – С. 893-898.

76. Филиппов Ю.Н. Экспериментальное исследование теплоотдачи в зоне испарения водяной тепловой трубы //ИФЖ. – 1977. – Т. 33, № 2. – С. 250-254.

77. Абхат, Себан. Кипение и испарение воды, ацетона и этилового спирта в фитилях тепловых труб //Теплопередача. – 1974. – № 3. – С. 74-82.

78. Лабунцов Д.А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкости //Теплоэнергетика. – 1972. – № 9. – С. 14-19.

79. Сиротин А.Г. Экспериментальное исследование процесса кипения углеводородных жидкостей на пористых поверхностях //Кипение и конденсация. – Рига, 1984. – С. 20-27.

80. Сиротин А.Г., Двойрис А.Д., Игнатов Л.Н., Холоднов В.А. Повышение эффективности холодильных установок за счет применения в теплообменниках-испарителях труб с пористым покрытием //Газовая промышленность. – 1976. – № 12. – С. 28-32.

81. Лыков А.В. Тепломассообмен: Справочник. – М.: Энергия, 1978. – С. 290-291.

82. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.

83. Клименко А.П., Козицкий В.И. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении н-бутана //Газовая промышленность. – 1967. – № 6. – С. 46-49.

84. Двойрис А.Д., Сиротин А.Г., Сахарова Г.П. Интенсификация процессов сжижения природного газа //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1980. – № 4. – С. 145-151.

85. Дюндин В.А., Данилова Г.Н., Боришанская А.В. и др. Интенсификация теплообмена при кипении хладагентов на поверхностях с газотермическими покрытиями //Химическое и нефтяное машиностроение. – 1975. – № 9. – С. 22-23.

86. Gorenflo D. Zur Druckabhangigkeit des Warmeubergung an siedene Kaltemittel bei breier Konvection. – «Chem. Ingr. Techn.», 1968, B. 40, № 15, S. 757-762.

87. Schroth H.H. Ein Beitrag zur Verdampfung an uberflutteten Glatt – und Rippenrohren. – «Luft-und Kaitetechnik», 1968, B. 5, №4, S. 212-218.

88. Бельский В.К. Исследование теплообмена при кипении Ф-12 на пучке трубок и одиночных очехленных трубках //Холодильная техника. – 1970. – № 2. – С. 40-44.

89. Ягов В.В., Лабунцов Д.А. Интенсификация теплообмена и стабилизация процесса кипения в области весьма низких давлений //ИФЖ. – 1971. – Т. 20, № 6. – С. 231-234.

90. Gzikk A.M., Gottzmann C.F., Ragi E.G. Performanceof Advanced Heat Transfer Tubes in Refrigerant Flooded Liquid Coolers. – «ASHRAE Trans.», 1970. V. 16. Part 1, № 4. P. 96-108.

91. Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Испарение и конденсация в тепловых трубах. – М.: Наука, 1989. – 112 с.

92. Moss R.A., Kelly A.T. Neutron radiographic study of limiting planer heat pipe performance //Int. J. Heat Masse Transfer. 1970. Vol. 13. P. 491-502.

93. Cornwell K., Nair B.G., Patten T.D. Observation of boiling in porous media //Int. J. Heat Masse Transfer. 1976. Vol. 19.№ 2. P. 236-238.

94 Winston H.M., Ferrell J.K., Davis W.R. The mechanism of heat transfer in evaporation zone of heat pipe //Proc. Second Int. Heat pipe Conf. Bologna. 1976. P. 413-425.

95. Barthelemy R.R. Evaporation heat transfer in hear pipes //Proc. Second Int. Heat pipe Conf. Bologna. 1976. P. 425-436.

96. Стырикович М.А., Малышенко С.П., Андрианов А.Б. и др. Модель процесса концентрирования при кипении в КПС //Докл. АН СССР. – 1978. – Т. 241, № 2. – С. 345-348.

97. Аллингейм В., Макинтайр Ж. Определение коэффициента теплоотдачи при кипении воды на поверхности горизонтальной обогреваемой трубы, покрытой волокнистым, пропитанным водой материалом //Теплопередача. – 1961. – Сер. С. – № 1. – С. 92-99.

98. Афанасьев Б.А., Смирнов Г.Ф. Исследование теплообмена и предельных тепловых потоков при кипении в КПС //Теплоэнергетика. – 1979. – № 5. – С. 67-69.

99. Rannenberg M., Beer H. Heat transfer by evaporation in capillary porous wire mesh structures //Letters in Heat and Masse Transfer. 1980. Vol. 7. P. 425-432.

100. Воронин В.Г., Ревякин А.В., Сасин В.Я. и др. Низкотемпературные тепловые трубы для летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1976. – 200 с.

101. Генбач А.А., Федоров В.Н., Шелгинский А.Я. Интенсивность теплообмена при кипении жидкости в КПС в поле массовых сил //Тр. Московского энерг. института. – 1980. – № 448. – С. 27-31.

102. Шаповал А.А. Автореф. дис. … канд. техн. наук. – Киев: Институт техн. теплофиз. АН УССР, 1985. – 23 с.

103. Masao F. Nucleate pool boiling heat transfer from porous heating surface. (Optimum particle diameter) //Trans. Jap. Soc. Mech. Eng. 1984. № 451. P. 818-824.

104. Кравченко В.А., Островский Н.Ю., Спиваков Ю.А. Исследование теплообмена при кипении воды, этилового спирта и их смесей на поверхности нагрева с пористым покрытием //ИФЖ. – 1984. – № 5. – С. 753-759.

105. Техвер Я.Х., Суй Х.Н. Гистерезисные явления при кипении на пористой поверхности //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт – 1984. – № 4. – С. 163-169.

106. Маньковский О.Н., Иоффе О.Б., Фридгант Л.Г. и др. О механизме процесса кипения на затопленных поверхностях с КП покрытием //ИФЖ. – 1976. – Т. 30, № 2. – С. 310-316.

107. Левтеров А.И., Семена М.Г., Зарипов В.К. Исследование теплообмена и критических тепловых потоков при кипении азота на поверхностях нагрева с пористым покрытием //Теплоэнергетика. – 1982. – № 4. – С. 66-69.

108. Николаев Г.П., Токалов Ю.К. Кризис кипения на поверхностях с пористым покрытием //ИФЖ. – 1974. – Т. 26, № 1. – С. 5-9.

109. Кузма-Кичта Ю.А., Москвин В.Н., Сорокин Д.Н. Исследование теплоотдачи при кипении воды на поверхности с пористым покрытием в широком диапазоне давлений //Теплоэнергетика. – 1982. – № 3. – С. 53-54.

110. Ковалев С.А., Соловьев С.Л., Оводков О.А. Кипение жидкости на пористых поверхностях //Матер. Межд. шк.- семинара «Процессы тепло- и массообмена при фазовых превращениях и в двухфазных потоках». – Минск, 1985. – С. 26-38.

111. Эва В., Асакявичус И., Гайгалис В. Низкотемпературные тепловые трубы. – Вильнюс: Мокслас, 1982. – 184 с.

112. Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Теплообмен при кипении на пористой поверхности //В кн.: Испарение и конденсация в тепловых трубах. – М.: Наука, 1989. – С. 47-81.

113. Moss R.A., Kelly A.J. Neutron radiographic study of limiting planar heat pipe performance //Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1970. Vol.13. N 3. P.491-502.

114. Cornwell K., Nair B.G., Patten T.D. Observation of boiling in porous media //Ibid. 1976. Vol.19. N 2. P. 236-238.

115. Winston H.M., Ferrell J.K., Davis W.R. The mechanism of heat transfer in evaporation zone of heat pipe //Proc. II. Intern. Heat Pipe Conf. Italy. Bologna. 1976. P. 413-425.

116. Barthelemy R.R. Evaporation heat transfer in heat pipes //Ibid. P. 425-436.

117. Стырикович М.А., Малышенко С.П., Андрианов А.Б. и др. Особенности кипения на поверхностях с малотеплопроводными покрытиями //Докл. АН СССР. – 1978. – Т. 241, № 2. – С. 345-348.

118. Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Теплообмен при испарении и кипении жидкости на пористой поверхности //Теплоомассобмен-VII: Пробл. докл. VII Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Минск. ИТМО АН БССР. – 1985. – Ч. 2. – С. 3-12.

119. Nakayama W. Enhancement of heat transfer //Proc. VII Intern. Heat Transfer Conf. München. 1982. Vol. 1. P. 223-240.

120. Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Модели теплообмена при кипении жидкости на пористой поверхности //Тепломассообмен-VIII: Пробл. докл. Минск. междунар. форума по тепломассообмену. – Минск, 1988. – С. 3-18.

121. Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Теплоотдача и критические тепловые потоки при кипении на пористой поверхности //Двухфазные потоки: Теплообмен и гидродинамика. – Л.: Наука, 1987. – С. 97-108.

122. Ковалев С.А., Соловьев С.Л., Оводков О.А. Кипение жидкости на пористых поверхностях //Процессы тепло- и массообмена при фазовых превращениях и в двухфазных потоках: Материалы Междунар. шк.-семинара. Минск. – 1985. – С. 26-38.

123. Смирнов Г.Ф. Приближенная теория теплообмена при кипении на поверхностях, покрытых капиллярно-пористыми структурами //Теплоэнергетика. – 1977. – № 9. – С. 77-80.

124. Кравченко В.А., Островский Н.Ю. Модель процесса кипения на поверхности нагрева с цилиндрическими капиллярами: Двухфазные потоки //Теплообмен и гидродинамика. – Л.: Наука, 1987. – С. 91-97.

125. Орлов В.К., Савельев В.Н. Исследования теплообмена при кипении криогенных жидкостей на поверхностях с капиллярно-пористым покрытием //Теплоэнергетика. – 1980. – № 8. – С. 66-69.

126. Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Модель теплообмена при кипении жидкости на пористой поверхности //ТВТ. – 1984. – № 22, № 6. – С. 1166-1175.

127. Техвер Я., Туник А. О кипении на поверхности с пористым покрытием //Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1979. – Т. 28, № 1. – С. 68-72.

128. Виноградова Е.П., Смирнов Г.Ф. Режимы и закономерности теплопередачи при парообразовании в капиллярно-пористых структурах //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1985. – № 4. – С. 128-136.

129. Хейфец А.В., Неймарк Л.И. Многофазные процессы в пористых средах. – М.: Химия, 1982. – 319 с.

130. Стырикович М.А., Малышенко С.П., Андрианов А.Б. и др. Интенсификация процессов теплообмена при кипении с использованием пористых покрытий //Тез. докл. VII Всесоюз. конф. «Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах». – Л., 1985. – Т. 1. – С. 217-221.

131. Ройзен Л.И., Рачицкий Д.Г., Рубин И.Р. Теплообмен при кипении азота и фреона-113 на пористых металлических покрытиях //ТВТ. – 1982. – Т. 20, № 2. – С. 304-310.

132. Шаповал А.А., Зарипов В.К., Семена М.Г. Исследование теплообмена при кипении воды на поверхности с металловолокнистыми пористыми покрытиями //Теплоэнергетика. – 1983. – № 12. – С. 63-65.

133. Fujii Masao. Характеристики теплообмена при пузырьковом кипении на поверхности нагрева с пористым покрытием //Нихон кикай гаскай ромбунсю. Trans. Jap. Soc. Mech. Eng. 1984. Vol. 1350. № 451. P. 818-824.

134. Oktay S. Departure from natural convection in low-temperature boiling heat transfer encountered in cooling micro-electronic LSI-devices //Proc. VII Intern. Heat Transfer Conf. München. 1982. P. 113-118.

135. Бугорская С.Н., Зейгарник Ю.А., Шиков В.К. Некоторые особенности постановки задач теплообмена при вынужденной однофазной конвекции в пористых слоях //Конвективный теплообмен. Методы, результаты исследований. – М.: ИВТАН, 1982. – С. 108-125.

136. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 472 с.

137. Соловьев С.Л. Условия подобия теплообмена при парообразовании внутри капиллярно-пористых структур //ТВТ. – 1987. – Т. 25, № 6. – С. 1173-1179.

138. Шаповал А.А. Исследование теплообмена при кипении воды и ацетона на поверхности с металловолкнистыми пористыми покрытиями: Автореф. дис. … канд. тех. наук. – Киев, 1985. – 23 с.

139. Куливов А.С. Решение задачи о внутрипоровом течении и определение предельных тепловых потоков при парообразовании на поверхности с капиллярно-пористым покрытием: Автореф. дис. … канд. тех. наук. – М., 1984. – 20 с.

140. Гогонин И.И., Силкачев А.Е. Теплообмен и критические тепловые потоки при кипении на оребренных поверхностях //ТВТ. – 1991. – Т. 29, № 6. – С. 1127-1133.

141. Белов С.В. Пористые металлы в машиностроении. – М.: Машиностроение, 1981. – 247 с.

142. Соловьев С.Л., Шкловер Е.Г. Исследование влияния вынужденного движения на теплообмен при кипении жидкости на капиллярно-пористой поверхности //Тепломассообмен-VII: Материалы Минск. междунар. форума по тепломассообмену. Секц. 4. Минск. ИТМО АН БССР. – 1988. – С. 180-182.

143. Ковалев С.А. О волновой неустойчивости пузырькового кипения на пористой поверхности //Конвективный теплообмен. Методы и результаты исследований. – М.: ИВТАН, 1982. – С. 68-79.

144. Zuber N. On the stability of boiling heat transfer //Trans. ASME. 1958. Vol. 80. N 3. P. 711-720.

145. Ковалев С.А., Шкловер Е.Г. Теплообмен при кипении воды на пористой поверхности в прямоугольном канале //ТВТ. – 1988. – Т. 26, № 4. – С. 928-932.

146. Туник А., Большаков А., Техвер Я. Влияние пористого покрытия поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении жидких диэлектриков //Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1978. – Т. 27, № 3. – С. 364-369.

147. Ковалев С.А., Леньков В.А. О механизме кризиса кипения на пористой поверхности //Теплоэнергетика. – 1981. – № 8. – С. 66-69.

148. Nishikava K., Ito T., Tanaka K. Enhanced heat transfer by nucleate boiling on a sintered metal layer //Heat Trans. Jap. Res. 1979. Vol. 8. N 2. P. 65-81.

149. Маньковский О.Н., Фридгант Л.Г. О механизме процесса кипения на капиллярно-пористых поверхностях //Тез. докл. VII Всесоюз. конф. «Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах». – Л., 1985. – Т. 1. – С. 222-224.

150. Андрианов А.Б. Особенности тепловых процессов при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями: Автореф. дис. … канд. тех. наук. – М., 1987. – 24 с.

151. Оводков О.А. Теплообмен и фильтрация встречных потоков жидкости и пара при пузырьковом кипении на поверхностях с пористыми покрытиями: Автореф. дис. … канд. тех. наук. – М., 1989. – 23 с.

152. Зарипов В.К., Семена М.Г., Шаповал А.А., Левтеров А.И. Интенсивность теплообмена при кипении на поверхности с пористыми покрытиями в условиях свободного движения //ИФЖ. – 1989. – Т. 57, № 2. – С. 181-186.

153. Нищик А.П., Семена М.Г. Математическая модель пористого металловолокнистого материала. Распределение пор по размерам //ИФЖ. – 1987. – Т. 53, № 4. – С. 671-672.

154. Малышенко С.П., Андрианов А.Б. О начальном участке кривой кипения на поверхностях с пористыми покрытиями и гистерезисе закипания //ТВТ. – 1987. – Т. 25, № 3. – С. 563-571.

155. Ройзен Л.И., Рачицкий Д.Г., Рубин И.Р. и др. Теплообмен при кипении азота и фреона-113 на пористых металлических покрытиях //ТВТ. – 1982. – Т. 20, № 2. – С. 304-310.

156. Ройзен Л.И., Дулькин И.Н. Тепловой расчет оребренных поверхностей. – М.: Энергия, 1977. – 254 с.

157. Петухов Б.С., Ковалев С.А., Жуков В.М. и др. Исследование местной теплоотдачи при кипении жидкости на неизотермической поверхности //Тепло- и массоперенос. – Минск: Наука и техника, 1972. – Т. 2. – С. 102.

158. Дюндин В.А., Данилова Г.Н., Боришанская А.В. и др. Экспериментальное исследование теплоотдачи при кипении хладагентов на трубах с металлическими покрытиями //Холодильная и криогенная техника и технология. ЛТИХП. – Л.: Наука, 1975. – 121 с.

159. Дюндин В.А., Данилова Г.Н., Боришанская А.В. Теплообмен при кипении хладагентов на поверхностях с пористыми покрытиями. //Теплообмен и гидродинамика. – Л.: Наука, 1977. – С. 15.

160. Гоголин В.А., Кротков В.Н., Нечай В.А. и др. Интенсификация теплообмена во фреоновых кожухотрубных испарителях путем применения труб с металлизационным покрытием //Холодильная техника. – 1979. – № 1. – С. 26-30.

161. Позняк В.Е., Орлов В.К., Савельев В.Н. Интенсификация теплопередачи в конденсаторе-испарителе за счет пористого покрытия поверхности кипения //Химическое и нефтяное машиностроение. – 1980. – № 3. – С. 8-12.

162. Gottsmann C.F., O'Neill P.S., Minton P.E. High efficiency heat exchangers //Chem. Eng. Progr. 1973. V.69. N 7. P. 69.

163. Данилова Г.Н., Иоффе О.Б., Дюндин В.А. и др. О теплообмене при кипении жидкостей на греющих поверхностях с капиллярно-пористыми покрытиями. Температурный режим и гидравлика парогенераторов. – Л.: Наука, 1978.

164. Маньковский О.Н., Иоффе О.Б., Фридгант Л.Г., Толчинский А.Р. О механизме процесса кипения на затопленных поверхностях с капиллярно-пористым покрытием //ИФЖ. – 1976. – Т. 30, № 2. – С. 310-316.

165. Туник А., Большаков А., Техвер Я. Влияние пористого покрытия поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении жидких диэлектриков //Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1978. – Т. 27, № 3. – С. 364-370.

166. Такэхиро Ито, Кенобу Фудзита, Каноясу Нисикава. Поверхности с высоким коэффициентом теплоотдачи в пузырьковом режиме кипения //Кикай-но кэнкю. Sci. Mech. – 1979. – V. 31, № 1. – P. 71.

167. Ферелл Д.К., Олливитч Л. Теплообмен при испарении в капиллярных структурах фитиля //В кн.: Тепловые трубы. – М.: Мир, 1972.

168. Абхат А., Себан Р.А. Кипение и испарение воды, ацетона и этилового спирта в фитилях тепловых труб //Теплопередача. Тр. Американского общества инженеров-механиков. – 1974. – № 3. – С. 74-82.

169. Сасин В.Я. Интенсивность теплопередачи в испарительной части тепловых трубок //Тр. МЭИ. Тепломассообменные процессы и аппараты. – 1974. – Вып. 198. – С. 67-75.

170. Берман М.И., Горбис З.Р. Экспериментальное исследование процесса кипения дистиллята воды в дисперсном слое //Теплоэнергетика. – 1973. – № 11. – С. 35-40.

171. Горбис З.Р., Берман М.И. Экспериментальное исследование кипения на поверхностях нагрева в условиях теплового псевдоожижения слоя частиц //ИФЖ. – 1974. – Т. 27, № 3. – С. 389-396.

172. Маньковский О.Н. О механизме процесса кипения на затопленных поверхностях с капиллярным покрытием //ИФЖ. – 1976. – Т. 30, № 2. – С. 310-316.

173. Поляев В.М., Кичатов Б.В. Кипение жидкости на поверхностях с пористыми покрытиями //ИФЖ. – 2000. – Т. 73, № 2. – С. 260-266.

174. Chien L.H., Webb R.L. //Experimental Thermal and Fluid Science. 1998. N 6. P. 332-341.

175. Накаяма В., Дайкоку Д., Кувахара Х. и др. //Теплопередача. – 1980. – Т. 102, № 3. – С. 62-69.

176. Chien L.H., Webb R.L. //Experimental Thermal and Fluid Science. 1998. N 16. P. 177-186.

177. Васильев Л.Л., Хроленок В.В., Журавлев А.С. Экспериментальное исследование кипения пропана в большом объеме на горизонтальных трубах //Кипение и конденсация: Международный сб. науч. тр. – Рига, 1997. – С. 80-88.

178. Савкин Н.Н., Комендантов А.С., Кузма-Кичта Ю.А., Бурдунин М.Н. Исследование влияния пористого покрытия на характеристики начала кипения в трубе //ИФЖ. – 1990. – Т. 58, № 5. – С. 808-813.

179. Вершинин С.В., Майданик Ю.Ф. Исследование теплоотдачи при кипении ацетона на мелкопористой капиллярной структуре. – Депонир. в ВИНИТИ № 666-В87. Свердловск. – 1987. – 20 с.

180. Техвер Я.Х., Суй Х.Н. Гистерезисные явления при кипении на пористой поверхности //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1984. – № 4. – С. 163-166.

181. Соловьев С.Л., Ковалев С.А. Теплоотдача при испарении жидкости на пористой поверхности //ТВТ. – 1984. – Т. 22, № 3. – С. 528-536.

182. Боришанская А.В. О теплоотдаче при кипении фреонов на поверхностях с пористыми металлическими покрытиями //Холодильная техника. – 1979. – № 12. – С. 17-20.

183. Васильев Л.Л., Абраменко А.Н., Канончик Л.Е. Теплообмен при кипении жидкости на пористых и развитых поверхностях нагрева //ИФЖ. – 1978. – Т. 34, № 4. – С. 741-761.

184. Сиротин А.Г., Двойрис А.Д., Игнатов Л.Н. и др. Повышение эффективности холодильных установок за счет применения в теплообменниках-испарителях труб с пористым покрытием //Газовая промышленность. – 1976. – № 12. – С. 28-32.

185. Туник А.Т., Большаков А.А., Техвер Я.Х. Влияние пористого покрытия поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении жидких диэлектриков //Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1978. – Т. 27, № 3. – С. 364-369.

186. Филиппов Ю.Н. Экспериментальное исследование теплоотдачи в зоне испарения водяной тепловой трубы //ИФЖ. – 1977. – Т. 33, № 2. – С. 250-254.

187. Малышенко С.П. Особенности теплообмена при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями //Теплоэнергетика. – 1991. – № 2. – С. 38-45.

188. Стырикович М.А., Малышенко С.П., Андрианов А.Б., Коновалов С.И. Особенности кипения на поверхностях с нетеплопроводными пористыми покрытиями //Докл. АН СССР. – 1978. – Т. 241, № 2. – С. 345-348.

189. Андрианов А.Б., Малышенко С.П., Сиренко Е.И., Стырикович М.А. Гистерезисные и переходные явления при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями //Докл. АН СССР. – 1981. – Т. 256, № 3. – С. 591-595.

190. Андрианов А.Б., Малышенко С.П., Стырикович М.А., Талаев И.В. Особенности переходных процессов и форма кривой кипения на поверхностях с пористыми покрытиями //Докл. АН СССР. – 1983. – Т. 273, № 4. – С. 866-870.

191. Investigation of Boiling on Porous Surfaces/ M.A. Styrikovich, S.P. Malyshenko, A.B. Andrianov, I.V. Talaev //Heat Transfer – Soviet Research. 1987. Vol. 19. № 1. Jan. – Febr. P. 23–29.

192. Андрианов А.Б., Баев В.П., Малышенко С.П., Мучник Р.Г. Особенности кипения гелия на поверхности с пористыми покрытиями //Докл. АН СССР. – 1987. – Т. 297, № 2. – С. 354-357.

193. Malyshenko S.P., Styrikovich M.A. Heat transfer at pool boiling on surfaces with a porous coating //2-nd International Symposium on Multiphase Flow and Heat Transfer. 1989. China. C. 118-126.

194. Андрианов А.Б., Малышенко С.П. Влияние характеристик пористых покрытий на теплообмен при кипении //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1982. – № 1. – С. 139-149.

195. Стырикович М.А., Леонтьев А.И., Малышенко С.П. О механизме переноса нелетучих примесей при кипении на поверхностях, покрытых пористой структурой //ТВТ. – 1976. – Т. 15, № 5. – С. 998-1006.

196. Андрианов А.Б., Малышенко С.П. Влияние характеристик пористых покрытий на теплообмен при кипении //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. –1989. – № 1. С. 139-149.

197. Шаповал А.А., Зарипов В.К., Семена М.Г. Исследование интенсивности теплообмена при кипении воды на поверхности с металловолокнистыми пористыми покрытиями //Теплоэнергетика. – 1983. – № 12. – С. 65-67.

198. Берглес А.Е., Чжу М.С. Характеристики пузырькового кипения в большом объеме на пористых металлических покрытиях //Теплопередача. – 1982. – Т. 104, № 2. – С. 56-63.

199. Техвер Я.Х., Суй Х.Н. Влияние параметров пористого покрытия на гистерезисные явления при кипении //Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1985. – Т. 34, № 4. – С. 413-418.

200. Галежа В.Б., Усюкин И.П., Кан К.Д. Исследование теплообмена при кипении фреонов на пластинчато-ребристых поверхностях //Холодильная техника. – 1979. – № 3. – С. 18-23.

201. Полежаев Ю.В., Ковалев С.А. Интенсификация теплообмена при кипении //ТВТ. – 1992. – Т. 30, № 5. – С. 1013-1024.

202. Полежаев Ю.В., Ковалев С.А. О моделировании теплообмена при кипении на пористых поверхностях //Теплоэнергетика. – 1990. – № 12. – С. 5-9.

203. Xin M., Chao Y. Analysis an experiment of boiling heat transfer on T-shaped finned surfaces. Paper read at 23ed National Heat Transfer Conference. 1985. Denver. C. 240-247.

204. Ройзен Л.И., Рубин Г.Р. Теплообмен при кипении жидкости на оребренных поверхностях //ИФЖ. – 1972. – Т. 22, № 1. – С. 11-14.

205. Дулькин И.Н., Ракушина Н.И., Ройзен Л.И., Фастовский В.Г. Теплообмен при кипении воды и фреона-113 на неизотермической поверхности //ИФЖ. – 1970. – Т. 19, № 4. – С. 637-645.

206. Безродный М.К., Сосновский В.И. Определение оптимальных параметров оребрения поверхности, охлаждаемой кипящей жидкостью //ИФЖ. – 1976. – Т. 31, № 1. – С. 142-143.

207. Данилова Г.Н., Дюндин В.А., Куприянова А.В. Исследование и интенсификация процесса теплообмена при кипении холодильных агрегатов //Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Ч. 1. – Минск, 1974. – С. 117-134.

208. Петухов Б.С., Ковалев С.А., Жуков В.М., Казаков Г.М. Изучение теплообмена при кипении жидкости на неизотермической поверхности //Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Ч. 1. – Минск, 1974. – С. 179-190.

209. Соболев О.Б., Платонов В.М. Выбор оптимальных размеров оребренных поверхностей теплообмена при кипении //Химическая промышленность. – 1972. – № 8. – С. 620-624.

210. Толубинский В.И., Костанчук Д.М., Кривешко А.А. и др. Механизм теплообмена при кипении и его интенсивность //Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Ч. 1. – Минск, 1974. – С. 63-77.

211. Волошко А.А., Вургафт А.В. Исследование механизма теплообмена при кипении в условиях свободного движения //Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Ч. 1. – Минск, 1974. – С. 104-115.

212. Лабунцов Д.А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении //Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. Энергетика и транспорт. – 1963. – № 1. – С. 58-71.

213. Лабунцов Д.А. Механизм роста паровых пузырьков на поверхности нагрева при кипении //ИФЖ. – 1963. – Т. 23, № 4. – С. 33-37.

214. Ягов В.В. Научное наследие Д.А. Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении //Теплоэнергетика. – 1995. – № 3. – С. 2-10.

215. Лабунцов Д.А. Обобщенные зависимости для теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей //Теплоэнергетика. – 1960. – № 5. – С. 76-81.

216. Лабунцов Д.А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкости //Теплоэнергетика. – 1972. – № 9. – С. 14-19.

217. Лабунцов Д.А. Современные представления о механизме пузырькового кипения //Теплообмен и физическая гидродинамика. – М.: Наука, 1974. – С. 130-135.

218. Ягов В.В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей //Теплоэнергетика. – 1988. – № 2. – С. 4-9.

219. Gorenflo D., Sokol P., Caplanis S. Pool boiling heat transfer from single tubes to new refrigerants //Proc. of the 18-th Int. Congr. of Refrigeration. Montreal. 1991. Vol. 2 P. 423-428.

220. J.P. Wattelet, J.C. Chato, J.M.S. Jabardo and outher An experimental comparison of evaporation characteristics of HFC-134a and CFC-12 //Proc. of the 18-th Int. Congr. of Refrigeration. Montreal. 1991. Vol. 2 P. 449-453.

221. Webb R.L. & Pais C. Nucleate pool boiling data for five refrigerants on plain, integral-fin and enhanced tube geometries //Int. J. Heat Mass Transfer. 1992. Vol. 35. № 8. P. 1893-1904.

222. Guglielmini G., Misale M & Schenone C. Heat transfer data in pool boiling of dielectric fluids //Proc. of the 18-th Int. Congr. of Refrigeration. Montreal. 1991. Vol. 2 P. 538-542.

223. Klimenko V.V. A generalized correlation for tow phase forced flow heat transfer – second assessment //Int. J. Heat Mass Transfer. 1990. Vol. 33. № 10. P. 2073-2088.

224. Muller-Steinhagen N., Watkinson A.P., Epstein N. Subcooled-boiling and convective heat transfer to heptane flowing inside in annulus and

passed a coiled wire. Part 1 – experimental results. Part 2 – correlation of data //J. Heat Transfer. 1986. Vol. 108. № 4. P. 922-927; 928-933.

225. Nishikawa K., Fujita J., Ushida S., Ohta H. Effect of surface configuration in nucleate boiling heat transfer //Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. Vol. 27. № 9. P. 1559-1571.

226. Hwang T.H., Jao S.C. Forced convective boiling in horizontal tube bundles //Int. J. Heat Mass Transfer. 1986. Vol. 29. № 5. P. 785-795.

227. Гайдаров Ш.А. К расчету теплоотдачи при кипении бинарных смесей и однокомпонентных жидкостей в условиях свободного движения //Теплоэнергетика. – 1985. – № 3. – С. 6-10.

228. Ягов В.В. Зарождение и рост паровых пузырей в объеме жидкости и на твердой поверхности //Парожидкостные потоки. – Минск: ИТМО, 1977. – С. 34-63.

229. Zuber N. The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields //Int. J. Heat Mass Transfer. 1961. Vol. 2 P. 83-98.

230. Thome J.R. & Shock R.W. Boiling in multicomponent liquid mixtures //Advances in Heat Transfer. 1984. Vol. 16. P. 59-156.

231. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Об условии отрыва паровых пузырьков при кипении в области низких приведенных давлений //ТВТ. – 1988. – Т. 26, № 6. – С. 1233-1236.

232. Kirby D., Westwater J. Bubble and vapor behavior on heated horizontal plate during pool boiling neat burnout //Chem. Eng. Progr. Symp. Series. 1965. Vol. 61. № 57. P. 238–248.

233. Van Ouwerkerk H.J. Burnout in pool boiling the stability of boiling mechanisms //Int. J. Heat Mass. Transfer. 1972. Vol. 15. № 1. P. 25-37.

234. Chi-Liang Yu., Meisler R.B. A study of nucleate boiling near the peak heat flux through measurement of transient surface temperature //Int. J. Heat Mass Transfer. 1977. Vol. 20. № 8. P. 827-840.

235. Ягов В.В., Пузин В.А. Приближенная физическая модель кризиса кипения при вынужденном движении насыщенной жидкости //Теплоэнергетика. – 1985. – № 3. – С. 2-5.

236. Зудин Ю.Б. Модель теплообмена при пузырьковом кипении. //ИФЖ. – 1999. – Т. 72, № 3. – С. 466-472.

237. Зудин Ю.Б. К расчету поверхностной плотности центров парообразования при пузырьковом кипении жидкости //ИФЖ. – 1998. – Т. 71, № 1. – С. 176-181.

238. Дюндин В.А., Данилова Г.Н., Вольных Ю.А., Товарас Н.В. Интенсивные теплообменные поверхности для кожухотрубных испарителей //Теплоэнергетика. – 1990. – № 12. – С. 18-22.

239. Дюндин В.А., Данилова Г.Н. Обобщение опытных данных по теплообмену при кипении фреонов на одиночных ребристых трубах //Техника низких температур. – Л.: ЛТИХП, 1971. – С. 12-16.

240. Данилова Г.Н., Дюндин В.А. Теплообмен при кипении Ф-12 и Ф-22 на пучках ребристых труб //Холодильная техника. – 1971. – № 7. – С. 40-43.

241. Дюндин В.А., Данилова Г.Н., Протасов Г.А. и др. Интенсификация теплообмена при кипении хладагентов на поверхностях с газотермическими покрытиями //Химическое и нефтяное машиностроение. – 1975. – № 9. – С. 22-23.

242. Данилова Г.Н., Дюндин В.А., Богданов С.Н. и др. Исследование и интенсификация теплообмена в кожухотрубных испарителях //Холодильная техника. – 1981. – № 3. – С. 36-40.

243. Дюндин В.А., Соловьев А.Г., Боришанская А.В. Влияние вида поверхности на интенсификацию процессов кипения хладагентов //Холодильная техника. – 1984. – № 5. – С. 37-40.

244. Данилова Г.Н., Тихонов А.В. Интенсификация теплоотдачи при кипении R 113 на поверхностях различного типа //Холодильная техника. – 1984. – № 1. – С. 33-37.

245. Петухов Б.С., Ковалев С.А., Жуков В.М. и др. Методика и экспериментальная установка для исследования местной теплоотдачи при кипении жидкости на неизотермической поверхности //ТВТ. – 1971. – Т. 9, № 6. – С. 1260-1263.

246. Данилова Г.Н., Богданов С.Н., Иванов О.П. и др. Теплообменные аппараты холодильных установок. – Л.: Машиностроение, 1986. – 303 с.

247. Васильев Л.Л., Хроленок В.В., Журавлев А.С. Теплообмен при кипении пропана в большом объеме на поверхности трубы //Тр. II Рос. Нац. конференции по теплообмену. – М., 1998. – Т. 4. – С. 53-56.

248. Pool boiling heat transfer from plain and finned tubes to propane and propylene / P. Sokol, P. Blein, D. Gorenflo et al. //Proc. 9th Int. Heat Transfer Conference. V. 2. Jerusalem. Israel. 1990. P. 75-80.

249. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1979. – 415 с.

250. Васильев Л.Л., Журавлев А.С., Овсянник А.В. и др. Теплоотдача при кипении сжиженного пропана в капиллярно-пористых структурах //Вести НАНБ. – 2002. – № 4. – С. 114-119.

251. Васильев Л.Л., Овсянник А.В., Новиков М.Н., Журавлев А.С. Экспериментальное исследование влияния характеристик капиллярно-пористого покрытия на теплообмен при кипении пропана //Тр. XIII школы-семинара молодых ученых и специалистов. – СПб., 2001. – Т. 1. – С. 341-344.

252. Васильев Л.Л., Овсянник А.В., Журавлев А.С., Шаповалов А.В., Литвиненко В.В. Теплообмен при кипении сжиженного пропана на пористых поверхностях испарителей энергетического оборудования //Промышленная теплотехника. – Киев: Изд-во «Логос», 2003. – Т. 25, № 4. – С 101-104.

253. Васильев Л.Л., Овсянник А.В., Новиков М.Н., Журавлев А.С. Влияние давления на интенсивность теплоотдачи при кипении пропана на пористой поверхности //Тр. XIII школы-семинара молодых ученых и специалистов. – СПб., 2001. – Т. 1. – С. 329-332.

254. Васильев Л.Л., Овсянник А.В., Новиков М.Н. Обобщение экспериментальных данных по теплообмену при кипении пропана на медных спеченных капиллярно-пористых покрытиях //Вестник ГГТУ им. П.О. Сухого. – Гомель, 2001. – № 2. – С. 3-13.

255. Васильев Л.Л., Журавлев А.С., Овсянник А.В., Литвиненко В.В., Шаповалов А.В. Влияние условий подвода жидкости к местам парообразования на теплообмен в пористом теле //Тепло- и массоперенос – 2003. Минск. ИТМО им. А.В. Лыкова НАНБ. – 2003. – С. 106-111.

256. Овсянник А.В., Мурашов В.С., Московченко В.В. Исследование процесса теплообмена при кипении аммиака в горизонтальном кольцевом канале //Холодильная техника и технология. – Киев, 1989. – № 49. – С. 71-74.

257. Schomann H. Beitrag zum Einfluss der Heizfflachenrauhigkeit auf den Warmeubergang beim Blasensieden: Dissertasion. Universitat (GH) Paderborn, 1994.

258. Pinto A.D. Warmeubergang und Blasenbildung bein Sieden von Propan einem geschmirgelten Kupferrohr in einem grossen Druckbereich: Dissertasion. Universitat (GH) Paderborn, 1995.

259. Холпанов Л.П., Шкадов В.Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела. – М., 1990. – 218 с.

260. Мотулевич В.П. Метод относительного соответствия и его применение в задачах тепло- и массообмена //ИФЖ. – 1968. – Т. 14, № 1. – С. 8-16.

261. Керн Д., Краус А. Развитые поверхности теплообмена /Пер. с англ. – М.: Энергия, 1977. – 464 с.

262. Лавочник А.И., Шварцман Е.И. Теплоотдача при кипении фреона-142 в большом объеме //Холодильная техника. – 1974. – № 10. – С. 28-31.

263. Данилова Г.Н., Дюндин В.А., Соловьев А.Г. Экспериментальное исследование теплоотдачи при кипении R 22 и R 717 на поверхностях разного типа в горизонтальных кожухотрубных испарителях //ТВТ. – 1992. – Т. 30, № 4. – С. 784-789.

264. Данилова Г.Н., Дюндин В.А., Тихонов А.В. и др. А.с. № 1575055 СССР. Кожухотрубный теплообменник //Открытия. Изобретения. – 1990. – № 24.

265. Овсянник А.В., Вальченко Н.А., Дробышевский Д.А., Новиков М.Н., Коршунов Е.А. Кипение ацетона на горизонтальных трубах с продольным оребрением в кольцевом канале //Вестник ГГТУ им. П.О. Сухого. – 2002. – № 3-4. – С. 131-135.

266. Овсянник А.В., Новиков М.Н., Вальченко Н.А., Дробышевский Д.А. Теплоотдача при кипении ацетона и этанола на горизонтальных оребренных трубах в условиях свободного движения //Тр. XIV Школы-семинара «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках». Рыбинск. Россия. – 2003. – Т. 1. – С. 288-291.

267. Васильев Л.Л., Журавлев А.С., Овсянник А.В., Шаповалов А.В., Литвиненко В.В. Теплообмен при парообразовании в большом объеме и на частично затопленной горизонтальной трубе с каппилярно-пористым покрытием //Тр. XIV Школы-семинара «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках». Рыбинск. Россия. – 2003. – Т. 1. – С. 363-366.

268. Ovsiannik A.V., Novikov M.N., Drobyshevski D.A. and all //Experimental study of heat transfer during asetone and ethanol boiling on finned surface //V Minsk International Seminar «Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators». Minsk. 2003. C. 423-426.

269. Ovsiannik A.V., Novikov M.N. //Summary of Experimental data obtained during asetone and ethanol boiling on finned surface //V Minsk International Seminar «Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators». Minsk. 2003. C. 427-431.

270. Zhuravlyov A.S., Vasiliev L.L., Ovsiannik A.V. and all Propane Pool Boiling in Porous Structures //V Minsk International Seminar «Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators». Minsk. 2003. C. 522-526.

271. Овсянник А.В., Новиков М.Н. Исследование теплоотдачи при кипении ацетона и этилового спирта на оребренной поверхности //Холодильная техника и технология. Одесса. – 2003. – № 5 (85). – С. 23-28.

272. Железный В.П., Хлиева О.Я., Быковец Н.П. Перспективы и проблемы применения углеводородов в качестве хладагентов //Холодильная техника. – 2002. – № 7. – С. 14-16.

273. Беляева О.В., Гребеньков А.Ж., Тимофеев Б.Д. Выбор углеводородов в качестве хладагентов //Холодильная техника. – 2002. – № 7. – С. 17-19.

274. Железный В.П., Хлиева О.Я., Быковец Н.П. Перспективы и проблемы применения углеводородов в качестве хладагентов //Холодильная техника. – 2002. – № 8. – С. 5-9.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 3
Перечень условных обозначений 7
Глава 1. Кипение жидкостей на гладких и структурированных поверхностях 9
1.1. Механизм процесса теплообмена при кипении на теплоотдающей поверхности 9
1.2. Уравнения подобия, описывающие теплообмен при пузырьковом кипении 17
1.3. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении жидкостей на гладких изотермических поверхностях 26
1.4. Модели процесса кипения на изотермической неинтенсифицированной поверхности теплообмена 61
1.5. Кипение на структурированных поверхностях 82
Глава 2. Кипение на капиллярно-пористых поверхностях 97
2.1. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении на капиллярно-пористых поверхностях 98
2.2. Моделирование процессов теплообмена при кипении на капиллярно-пористых поверхностях 206
Глава 3. Кипение на неизотермических (оребренных) поверхностях 233
3.1. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении на неизотермической поверхности 234
3.2. Существующие модели процесса кипения на неизотермической (оребренной) поверхности 284
3.3. Теплофизическая модель процессов кипения жидкостей на неизотермических поверхностях 296
3.3.1. Постановка задачи 297
3.3.2. Уравнения теплопроводности для продольных и радиальных ребер 307
3.3.3. Критериальные уравнения 317
3.3.4. Сравнение расчетных и экспериментальных коэффициентов теплоотдачи 319
3.3.5. Численное решение уравнений теплопроводности 321
3.3.6. Анализ полученных решений 327
3.4. Сравнение интенсивности теплообмена при различных способах развития поверхности 337
Заключение 345
Литература 347

Научное издание

Анатолий Васильевич Овсянник

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ НА РАЗВИТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Монография

Редакторы: *Н.Г. Мансурова*
Н.И. Жукова

Компьютерная верстка *Е.Н. Герасименко*

Дизайн обложки *Е.Н. Герасименко*

Подписано в печать 21.05.2004.
Формат 60×84/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Ризографическая печать. Усл. печ. л. 21,8. Уч. - изд. л. 27,2.
Тираж 100 экз. Изд. № 53. Заказ № 610.

Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого».
Лицензия ЛВ № 399 от 12.06.2001.
246746, г. Гомель, пр. Октября, 48.

Отпечатано на ризографическом оборудовании Учреждения образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого».