В. А. ГРИГОРЬЕВ, Ю. М. ПАВЛОВ, Е. В. АМЕТИСТОВ

# КИПЕНИЕ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Под редакцией Д. А. ЛАБУНЦОВА





МОСКВА «ЭНЕРГИЯ» 1977

Кипение криогенных жидкостей. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. М., «Энергия»,

288 с. с ил.

Книга охватывает широкий круг вопросов, связанных с тепло-обменом при кипении криогенных жидкостей. Сопоставлены и систе-матизированы теоретические и экспериментальные данные. Приведен анализ внутренних характеристик кипения, предложены физические модели и приближенные теории теплообмена для различных режимов кипения, даны практические рекомендации для инженерных расчетов. Книга предназначена для научных работников и инженеров, за-нимающихся проектированием криогенного оборудования и исследова-нием происходящих в нем процессов. Библиограф.: с. 269—288 (515 назв.).

Валентин Александрович Григорьев Юрий Михайлович Павлов Евгений Викторович Аметистов

## КИПЕНИЕ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Редактор В. А. Андрианова Редактор издательства М. И. Кузнецова Переплет художника Н. Т. Ярешко Художественный редактор Т. Н. Хромова Технический редактор М. П. Осипова Корректор З. Б. Драновская ИБ № 1290

Сдано в набор 23/V 1977 г. Подлисано к печати 25/XI 1977 г. Фермат 70×1001/16 Бумага типографская № 1 23,4 Уч.-изд. л. 23,94 T-04327 Усл. печ. л. 23,4 Зак. 183 Тираж 3000 экз. Цена 2 р. 60 к.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10 Московская типография № 10 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

30302-569 Γ <del>30302-333</del> 051(01)-77

Издательство «Энергия», 1977

«Планомерное развитие науки» и «неустанное внедрение результатов научных исследований в народное хозяйство и другие сферы жизни» — эти строки из статьи новой Конституции СССР, принятой на внеочередной седьмой сессии Верховного Совета СССР, наиболее ярко отражают ту органическую связь науки и техники, которую обеспечивает наше государство, претворяя в жизнь политику наращивания и эффективного использования научно-технического потенциала страны.

Достаточно убедительным подтверждением этих строк статьи Основного Закона может служить развитие криогеники — одной из самых молодых и наиболее интенсивно развивающихся областей науки и техники. Криогеника как наука энергично проникает сейчас в энергетику, электротехнику, атомную энергетику, вычислительную технику, приборостроение, космическую технику, медицину и т. д.

Развитие криогенной техники естественно предполагает расширение и углубление научных исследований в области низких температур, в том числе
в области тепло- и массообмена при фазовых превращениях. В частности, значительный интерес приобретает исследование закономерностей теплообмена при кипении криогенных жидкостей с целью
оптимизации процессов охлаждения (захолаживания) различного криогенного оборудования, а также для поддержания на заданном температурном
уровне тепловыделяющих элементов криогенных
систем. При этом особое значение приобретают задачи интенсификации теплообмена при кипении
криогенных жидкостей.

Авторы поставили перед собой задачу анализа, систематизации и обобщения работ, опубликованных в основном за последние два десятилетия в советской и зарубежной периодике и посвященных экспериментальному и теоретическому изучению интенсивности теплообмена при кипении криогенных жидкостей во всех трех областях: пузырьковой, переходной и пленочной.

В монографию включены полученные авторами результаты экспериментальных и теоретических исследований кипения криогенных жидкостей, а также представления и концепции, сложившиеся за последние 10 лет в коллективе, возглавляемом одним из авторов настоящей работы доктором техн. наук профессором В. А. Григорьевым.

В отечественной литературе практически отсутствуют работы, обобщающие результаты исследований по теплообмену с He-II. Опубликованные зарубежные обзоры по данному вопросу, за исключением раздела, содержащегося в работе Дж. Кларка [85], не известны широкому кругу читателей. Принимая это во внимание, авторы сочли целесообразным включить в монографию небольшой раздел, посвященный некоторым аспектам теплообме-

на с сверхтекучим гелием.

Авторы пользуются случаем выразить свою благодарность сотрудникам кафедры криогенной техники Московского ордена Ленина энергетического института кандидатам техн. наук А. В. Клименко и В. В. Клименко за большую помощь в работе над книгой. Глубокую признательность авторы выражают доктору техн. наук проф. Д. А. Лабунцову за постоянное внимание и поддержку, которые он на протяжении многих лет оказывал авторам настоящей работы и идеи которого во многом способствовали появлению этой книги.

Авторы заранее признательны тем читателям, которые пришлют свои замечания и пожелания по улучшению содержания книги по адресу: 113114, Москва, М-114, Шлюзовая набережная, 10, издательство «Энергия».

Авторы

### Основные обозначения

```
T — абсолютная температура, K;
                               — давление, Па;
                         \Delta T — температурный напор, K; Q — тепловой поток, Bт;

    q — плотность теплового потока, Вт/м²;
    q* — критическая (максимальная) плотность теплового потока в He-II, Вт/м²;

                      \Delta T^* — температурный напор, соответствующий q^*, K;
                     q<sup>*</sup>мшн — минимальная плотность теплового потока в He-II,
                                  B\tau/m^2;
                          \alpha — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·K);
                        \lambda — коэффициент теплопроводности, Bt/(M\cdot K); c — удельная теплоемкость, Дж/(Kr\cdot K); g_H — нормальное ускорение свободного падения, M/c^2;
                          g — ускорение системы, м/с<sup>2</sup>;
                           \rho — плотность, кг/м<sup>3</sup>;
                          a- коэффициент температуропроводности, м²/с; v- кинематический коэффициент вязкости, м²/с;
                          \eta — динамический коэффициент вязкости, \Pi a \cdot c; \sigma — коэффициент поверхностного натяжения, H/m;
                           r — теплота испарения, Дж/кг;
r_{\bullet \Phi \Phi} = r + \frac{1}{2} c_p \Delta T — эффективная теплота испарения, Дж/кг;
                          9 — краевой угол смачивания, град;
                        \Theta_D — динамический краевой угол, град; 
 \beta — коэффициент объемного расширения, K^{-1};
                         f — частота отрыва паровых пузырей, 1/c; \tau — время, c; n — плотность центров парообразования, m^{-2}; \Phi — функция ошибок; \Phi^*=1—\Phi;
                         R_z — среднеквадратичная шероховатость (средняя высо-
                                 та микронеровностей), мкм;
                          N — число паровых пузырей, принятых к статистической
                                  обработке;
                     d, D — диаметр, м;
                а, D — диаметр, м, r, R — радиус, м; D_c — отрывной диаметр парового пузыря, м; L, l, H — характерный размер, м; w — скорость, м/с; \delta_{n,n} — толщина пластины, м; V — объем, м<sup>3</sup>;
                          F — площадь поверхности, м<sup>2</sup>;

    число Якоба;
```

$$ho = rac{vl}{v}$$
 — число Рейнольдса;
 $ho = rac{av}{l^2}$  — число Фурье;
 $ho = rac{al}{l^2}$  — число Био;
 $ho = rac{D^2g}{l^2}$  — число Бонда;
 $ho = rac{D^2g}{v} rac{(p'-p'')}{\sigma}$  — число Бонда;
 $ho = rac{gl^3}{v^2}$  — число Галилея;
 $ho = rac{gl^3}{v^2}$  — число Грасгофа;
 $ho = rac{gl^3}{v^2}$  — число Грасгофа;
 $ho = rac{gl^3}{v^2}$  — число Грасгофа;

#### Индексы

s — на линии насыщения;

s — на линии насыщения;
w — стенка;
кр — критический;
кр1 — относящийся к первому кризису кипения;
кр2 — относящийся ко второму кризису кипения;
зк — относящийся к моменту закипания;
т.т — тройная точка;
п.п — предельный перегрев;
" — относящийся к пару;
' — относящийся к жидкости.
Теплофизические константы без индекса относятся к твердому телу.
Остальные обозначения поясняются в тексте. Остальные обозначения поясняются в тексте.

Процесс кипения жидкостей, используемый в различных областях техники, как один из способов высокоинтенсивного отвода теплоты, уже более четырех десятилетий привлекает пристальное внимание исследователей. Развитие ракетно-космической и криогенной техники послужило толчком к изучению процесса кипения криогенных жидкостей, который отличается рядом специфических особенностей и может быть выделен в самостоятельный раздел теплопередачи.

Теплофизические свойства криогенных жидкостей принципиально не отличаются от свойств обычных  $^1$  жидкостей, хотя и имеют некоторые особенности. К числу этих особенностей следует отнести: чрезвычайно высокую (в ряде случаев абсолютную) смачиваемость любых известных материалов, характеризуемую краевым углом смачивания  $\Theta$ ; весьма низкие температуры кипения  $T_{\rm K}$  и критические температуры  $T_{\rm KP}$  и, следовательно, сравнительно малый диапазон температур между  $T_{\rm KP}$  и  $T_{\rm K}$ , а также малую теплоту испарения r. В табл. В-1 для сравнения приведены значения  $T_{\rm K}$ ,  $T_{\rm KP}$ , r и  $\Theta$  для воды и некоторых криогенных жидкостей.

Таблица В-1 Температура кипения, критическая температура, теплота испарения и краевой угол смачивания воды и некоторых криогенных жидкостей

Жидкость	T <sub>K</sub> , K	$T_{\mathrm{KP}}$ , K	r, кДж/кг	9°		
Вода Кислород <b>Аз</b> от Водород Гелий	373,15 90,19 77,36 20,38 4,2	647,27 154,6 126,2 33,2 5,2	2257,2 213 200 452 20,3	45—62 [7] 1,5—7,0 [213] 7,0—15,1 [213] 0 [321]		

Низкий температурный уровень, на котором происходит передача теплоты, как будет показано в дальнейшем, также накладывает определенный отпечаток на процесс теплоотдачи криогенных жидкостей.

Режимы кипения принято характеризовать зависимостью плотности теплового потока q, снимаемого жидкостью с поверхности нагрева, от температурного напора  $\Delta T$  — разности температур поверхности нагрева  $T_w$  и насыщения жидкости  $T_s$  при заданном давлении. Кривая  $q{=}f(\Delta T)$  носит название кривой кипения. Вид кривой кипения, представленной на рис. В-1 в логарифмических координатах, характерен для всех известных жидкостей, включая криогенные.

Анализ кривой кипения в широком интервале изменения температуры теплоотдающей поверхности позволяет выделить три основные области.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Термин «обычные жидкости» в дальнейшем будет употребляться авторами лишь в смысле «некриогенные»

ся увеличением числа действующих центров парообразования с увеличением температурного напора  $\Delta T$ . При этом с ростом  $\Delta T$  интенсивность теплоотдачи повышается, растет плотность теплового потока, снимаемая кипящей жидкостью с поверхности нагрева.

Гертнер [29], основываясь на детальном кинематографическом исследовании, выделяет в пузырьковой области четыре зоны:

lg∆T

Пузырьковое Переходное кипение кипение

Рис. В-1. Характерная кривая кипения.

1) зона изолированных пузырей, когда расстояние между действующими центрами парообразования значительно больше диаметра растущих на поверхности паровых пузырьковое пленочное пузырей;

2) зона, характеризуемая тем, что в активных центрах парообразования вместо отдельных пузырей возникают непрерывные цепочки — столбики пара;

цепочки — столбики пара;
3) зона, в которой паровые столбики, сливаясь друг с другом, образуют крупные паровые конгломераты, названные Гертнером «паровыми грибами»;

4) зона, начало которой фиксируется по заметному излому кривой кипения, характеризуемому скачкообразным уменьшением производной  $dq/d\Delta T$ ; снижение интенсивности теплоотдачи в этой зоне происходит, очевидно, за счет появления на поверхности очагов пленочного кипения.

При определенной температуре поверхности, соответствующей  $\Delta T_{ ext{KPI}}$ , плотность теплового потока достигает максимума, а при дальнейшем увеличении температуры поверхности начинает уменьшаться. Максимальную плотность теплового потока при пузырьковом кипении называют первой критической плотностью теплового потока и обозначают  $q_{\text{KDI}}$ . Точка B на кривой кипения получила название первого кризиса кипения. При  $\Delta T > \Delta T_{\text{кр1}}$  наступает область переходного режима кипения, характерной особенностью которого является непрерывное слияние паровых пузырей и образование локальных паровых пленок или пятен. Вследствие ухудшения теплоотдачи от поверхности к пару уменьшается плотность теплового потока, а следовательно, и коэффициент теплоотдачи. При дальнейшем увеличении  $\Delta T$  число паровых пятен и их размеры непрерывно растут, и при некоторой температуре, называемой  $\Delta T_{
m kp2}$ , образуется сплошная паровая пленка, полностью отделяющая жидкость от поверхности нагрева. Наступает пленочный режим кипения. Плотность теплового потока, соответствующая началу пленочного кипения, называется минимальной или второй критической плотностью теплового потока  $q_{\mathrm{kp2}}$ . Точка C на кривой кипения получила название второго кризиса кипения.

При увеличении  $\Delta T$  в режиме пленочного кипения паровая пленка на поверхности нагрева утолщается и перенос теплоты от поверхности нагрева к жидкости в этом режиме осуществляется в основном за счет

теплопроводности и излучения через паровую пленку.

Режим пузырькового кипения несмотря на то, что он может существовать в сравнительно узкой области температурных напоров, является наиболее часто встречающимся в промышленных криогенных аппаратах видом кипения. При малых температурных напорах пузырьковое кипение сменяется конвекцией, при высоких — наступает кризис кипения.

Теплообмен при пузырьковом кипении жидкостей, являясь одним из наиболее эффективных способов отвода теплоты, позволяющим снимать

большие тепловые нагрузки при сравнительно небольших температурных напорах и расходах теплоносителя, служит объектом изучения большого числа исследователей и научных коллективов как в нашей стране, так и за рубежом. Однако, несмотря на большое число опубликованных экспериментальных и теоретических исследований, посвященных изучению как общих закономерностей, так и механизма процесса пузырькового кипения, в настоящее время все еще отсутствует достаточно строгая количественная теория процесса и в ряде случаев не выяснены даже некоторые его закономерности.

Режим переходного кипения, охватывающий область температурных напоров от  $\Delta T_{\rm кр1}$  до  $\Delta T_{\rm кр2}$ , является наименее изученной областью кипе-

ния, долгое время не представлявшей практического интереса.

Устойчивое существование переходного режима кипения на практике возможно лишь в случаях, когда независимой переменной является температура поверхности  $T_w$ . До последнего времени единственной областью практического использования этого режима являлась металлургия, а точнее, процессы закалки изделий, когда при охлаждении имеют место все три режима кипения: пленочный, переходный и пузырьковый.

С развитием криогенной техники и широким применением криогенных жидкостей, в частности, криогенного топлива в ракетной и космической технике, вопросы захолаживания стали играть значительную роль. Как известно, при этом диапазон изменения температуры стенки охлаждаемого объекта весьма велик — от температуры окружающей среды, значительно превышающей критическую температуру криогенных жидкостей, до температуры самой жидкости. В связи с этим возникла практическая необходимость в расчете интенсивности теплоотда-

чи в режиме переходного кипения.

Изучение режима пленочного кипения представляет значительный интерес как для проектирования криогенных аппаратов (испарителей, газификаторов и т. п.), в которых процесс пленочного кипения является основным технологическим процессом, так и для процессов захолаживания криогенного оборудования (магистралей, емкостей, элементов конструкций и т. п.), поскольку при охлаждении объектов жидким криогентом режим пленочного кипения составляет иногда 80—90% всего времени охлаждения. Поэтому вопросы интенсификации теплообмена в области пленочного кипения в настоящее время становятся весьма актуальными.

#### ПУЗЫРЬКОВОЕ КИПЕНИЕ

Глава первая

# ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ

Пузырьковое кипение жидкостей является весьма сложным процессом, существенную роль в котором играют теплофизические свойства кипящей жидкости, физико-химические и теплофизические свойства поверхности нагрева, на которой зарождаются и растут пузыри пара.

Сложность взаимодействия трех различных фаз создает большие трудности при составлении физически правильной модели процесса и ее математическом описании. Установить закономерности процесса кипения — значит, найти связь между свойствами кипящей жидкости, характеристиками поверхности нагрева, режимными параметрами и внутренними характеристиками процесса кипения, такими как скорость зарождения и роста паровых пузырей, их размеры и число. При этом экспериментальные и теоретические данные о зарождении, росте и отрыве паровых пузырей от поверхности нагрева позволяют глубже понять как сам механизм пузырькового кипения, так и общие закономерности процесса теплоотдачи при кипении.

К числу основных факторов, определяющих закономерности теплоотдачи при пузырьковом кипении, следует отнести теплофизические свойства жидкости, давление, теплофизические и физико-химические свойства поверхности теплообмена, способы организации процесса и некоторые другие.

Рассмотрим эти факторы.

#### 1-1. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ И ДАВЛЕНИЕ

Одним из отличительных свойств криогенных жидкостей, как уже отмечалось, является хорошее смачивание ими твердых поверхностей, что спределяет самопроизвольное растекание жидкости тонким слоем по поверхности твердого тела. Краевой угол смачивания для таких жидкостей по данным ряда исследователей равен или близок нулю. Так, по данным работы [321] краевой угол смачивания водородом поверхностей из нержавеющей стали, инконеля, титана, алюминия, тефлона близок к нулю градусов и не зависит от величины поверхностной энергии тверлого тела. Например, для нержавеющей стали поверхностная энергия  $F=1,5~\rm Дж/м^2$ , для тефлона — 0,027  $\rm Дж/m^2$  [322]. Измерения краевого угла смачивания в [321] проводились методом погружения пластин в жидкий водород с точностью 0,5°.

Несколько худшей способностью к смачиванию твердых поверхностей обладают жидкие азот и кислород. Значения краевого утла смачивания для различных сочетаний азот (кислород) — твердое тело по данным работы [213] приведены в табл. 1-1. Как видно из таблицы, значения  $\Theta$  в отдельных случаях превышают 10°.

Габлица 1-1 Краевой угол смачивания для различных сочетаний жидкость— твердое тело

	As	TOT	Кислород			
Поверхность	Т, К	€0	Т, К	€0		
Тефлон	77,0 79,5 80,0 95,0	7,5 10,5 8,2 7,5	80,8 93,5 94,5	5,5 5,0 7,0		
Полиэтилен	77,0 78,5	15,0 10,5	_			
Алюминий	79,5	7,0	_	_		
Платина	_	_	80,5	1,5		

Эти и некоторые другие, например [239], экспериментальные данные свидетельствуют о малой величине краевых углов смачивания криогенными жидкостями и о незначительном различии их для любых сочетаний жидкость — твердое тело. Следовательно, можно полагать, что смачивание поверхностей нагрева, в большой степени определяющее характеристики пузырькового кипения обычных жидкостей [1, 3, 7], при кипении криогенных жидкостей не играет столь значительной роли. Это обстоятельство позволяет проводить количественное сравнение характеристик пузырькового кипения, используя опытные данные, полученные при кипении различных криогенных жидкостей на одной и той же теплоотдающей поверхности. Результаты такого сравнения можно найти в работах [211, 230, 371, 385, 404, 405, 407], а также в ряде наших работ [37, 144, 330]. В качестве примера на рис. 1-1 приведены опытные данные 1 авторов настоящей работы по теплоотдаче при кипении кислорода, азота, водорода и гелия при атмосферном давлении на торце медного стержня диаметром 10 мм, теплоотдающая поверхность которого обрабатывалась по 6—7-му классам чистоты (средняя высота микронеровностей  $R_z$  приблизительно 5—10 мкм). Для сопоставления на график нанесены также кривые, рассчитанные по уравнению С. С. Кутателадзе (3-3), которое рекомендовано авторами работ [98, 157, 179, 240]. как наиболее точно отражающее зависимость интенсивности теплоотдачи от физических свойств жидкостей и давления; по уравнению Д. А. Лабунцова (3-18), описывающего с точностью  $\pm 35\%$  практически все известные опытные данные по теплообмену при кипении обычных жидкостей в широком диапазоне изменения давлений, и по уравнению Ю. А. Кириченко (3-21).

Сравнение опытных данных с расчетными по названным уравнениям не позволяет, к сожалению, отдать предпочтение какому-либо из них. К такому выводу можно прийти, сопоставляя все имеющиеся в настоя-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Если специально не оговорено, то имеются в виду опытные данные, полученные при увеличении тепловой нагрузки (восходящие кривые кипения).

щее время опытные данные по кипению криогенных жидкостей с любым из рекомендуемых для тех или иных условий расчетных соотношений. Сравнение свидетельствует также о том, что интенсивность теплообмена при кипении криогенных жидкостей не может быть рассчитана по имеющимся уравнениям с достаточной точностью.

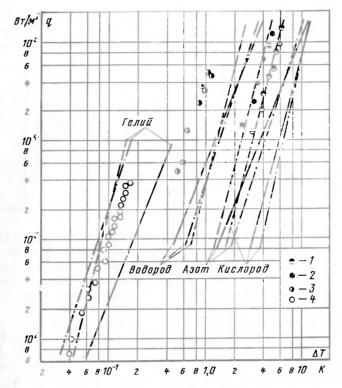


Рис. 1-1. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора при ки-пении кислорода, азота, водорода и гелия на торце медного стержня d=10 мм (горизонтальная ориентация) при  $p=1\cdot 10^5$  Па; свойства меди приведены в табл. 1-7. I- кислород; 2- азот; 3- водород; 4- гелий; — по уравнению С. С. Кутателадзе (3-3); — - по уравнению О. А. Кириченко (3-21).

В дальнейшем будет показано, что одной из причин указанного существенного расхождения данных эксперимента и расчета является отсутствие в предлагаемых расчетных соотношениях учета влияния на интенсивность теплоотдачи при кипении теплофизических свойств материала и чистоты обработки поверхности нагрева. Известно, например, что изменение теплофизических свойств материала поверхности нагрева может привести к изменению интенсивности теплоотдачи (в зависимости от рода жидкости) в 10 раз и более.

Взаимное расположение кривых кипения азота, аргона, неона и водорода иллюстрируется рис. 1-2. Данные получены при кипении на горизонтальной, свернутой в виде кольца трубке диаметром 3 мм при атмосферном давлении [230]. Материал опытной трубки и чистота обработки поверхности нагрева в работе [230] не указаны.

Различие в физических свойствах криогенных жидкостей приводит, естественно, к расслоению кривых кипения. К числу свойств, опреде-

ляющих подобное расслоение, следует в первую очередь отнести коэффициент поверхностного натяжения и теплоту испарения. Значения этих величин в большой степени определяют температурный диапазон, охватываемый кривой кипения. Так, кривые кипения азота и кислорода, для которых численные значения  $\sigma$  и r достаточно велики, располагаются

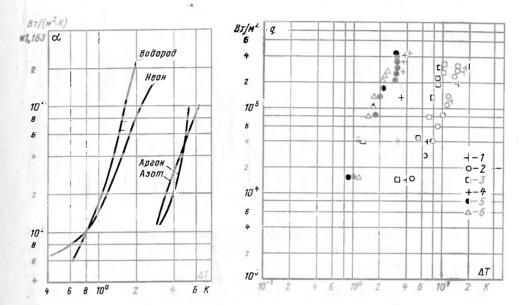


Рис. 1-2. Сглаженные кривые кипения азота, аргона, неона и водорода на трубке d=3 мм, свернутой в кольцо (горизонтальная ориентация) при  $p=1\cdot 10^5$  Па [230].

Рис. 1-3. Относительное расположение кривых кипения кислорода, аргона и азота при различных значениях приведенного давления (торец покрытого платиной медного стержня d=19 мм, поверхность полированная, горизонтальная ориентация) [385].  $p/p_{\rm Kp}=0.09$ : I- кислород; I- азот; I- вислород; I- вислород; I- вислород; I- азот; I- вислород; I- вислоро

в области наибольших перегревов. Малые значения температурных напоров, обеспечивающие устойчивую работу центров парообразования, например, для жидкого гелия, могут быть объяснены его низкими значениями теплоты испарения и коэффициента поверхностного натяжения, а также незначительной разностью плотностей жидкости и пара.

Для удобства приведенного ниже краткого анализа особенностей пузырькового кипения наиболее распространенные криогенные жидкости могут быть условно распределены по трем группам: I — кислород, аргон и азот, II — неон и водород, III — гелий. Физические свойства жидкостей, входящих в каждую из групп, близки между собой (табл. 1-2), что во многом определяет близость расположения соответствующих кривых кипения (см. рис. 1-1 и 1-2).

Кипение кислорода, аргона и азота 1. Наибольшее число экспериментальных исследований интенсивности теплоотдачи при кипении криогенных жидкостей проведено на азоте, значительно меньше — на кислороде, по кипению аргона авторам известно лишь несколько работ

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> С особенностями кипения окиси углерода, метана и воздуха можно познакомиться, например, в [371, 385, 405].

[231, 385, 405]. В [385, 405] содержатся опытные данные по характеристикам пузырькового кипения кислорода, аргона и азота, полученные в широком диапазоне давлений на плоской платиновой поверхности нагрева. Наибольшая интенсивность теплоотдачи, а также величина первой критической плотности теплового потока наблюдаются при кипении кислорода для всего исследованного диапазона давления.

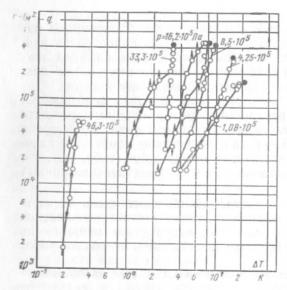
Таблица 1-2

Теплофизические свойства некоторых к риогенных жидкостей (p=1·10 $^{\rm s}$  Па,  $T=T_s$ )

Жидкость	т <sub>s</sub> , к	T <sub>KP</sub> , K	Р <sub>вр</sub> .10°s, Па	$T_{\rm TT}$ , K	ρ, KΓ/MS	λ', Βτ (M·K)	с'р <sup>в</sup> Дж/ кг·К)	p', Kr/M³	p'', Kr/M3	г, кДж/кг	η'-10° Πα·c	0.108, H'M
Кислород Аргон Азот Неон Водород Гелий	90,188 87,29 77,36 27,102 20,38 4,215	154,58 150,65 126,25 44,4 33,19 5,2	50,5 48,6 36,0 26,5 13,16 2,29	54,352 83,81 63,15 24,54 13,95	435 532 310,96 483 30 69,3	0,15 0,12 0,14 0,113 0,118 0,03	1,65 1,1 2,05 1,85 9,5 4,4	1146 1392 807,5 1207 70,75 125	4,7 5,707 4,75 11,5 1,19 15,5	213 161,7 200 86 452 20,3	185 240 160 124 13,5 3	13,20 12.50 8,72 4,76 2,10] 0,09

Относительное расположение кривых кипения кислорода, аргона, азота для двух значений приведенного давления:  $p/p_{\rm kp} \approx 0.09$  и  $p/p_{\rm kp} \approx 0.65$  представлено на рис. 1-3. Однако подобное взаимное расположение кривых кипения не является строго обязательным и может заметно изменяться в зависимости от таких факторов, как чистота обработки и материал теплоотдающей поверхности, предыстория кипения, методика проведения опытов и т. д. (для сравнения см., например, рис. 1-2).

Кривые кипения, иллюстрирующие изменение интенсивности теплоотдачи и первых критических плотностей тепловых потоков при кипении аргона и кислорода в зависимости от давления, приведены на рис. 1-4



и 1-5 [385, 405]. Аналогичные опытные данные по кипению азота на торце стержней из меди и нержавеющей стали диаметром 10 мм, теплоотдающая поверхность которых обработана по 6—7-му классам чистоты [52], представлены на рис. 1-6 и 1-7.

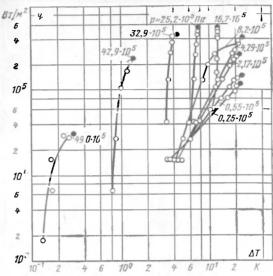
Сведения по влиянию недогрева жидкости на интенсивность теплоотдачи и первую

Рис. 1-4. Кривые кипения аргона для различных давлений и направлений изменения теплового потока (торец покрытого платиной медного стержня d=19 мм, поверхность полированная, горизонтальная ориентация) [385]. Темные точки соответствуют кризисам кипения.

Рис. 1-5. Кривые кипения кислорода для различных давлений (торец покрытого платиной медного стержня d=19 мм, поверхность полированная, горизонтальная ориентация) [385]. Темные точки соответствуют кризисам кипения.

критическую плотность теплового потока при пузырьковом кипении азота можно найти в работе [86].

Как и при кипении обычных жидкостей, увеличение давления приводит к интенсификации теплоотдачи; кривые кипения с ростом р смещаются в область более низких температурных напоров, их наклон уменьшается.



Как известно, минимальный или критический радиус пузыря, обладающий способностью к дальнейшему росту, определяется формулой

$$R_{K} = \frac{2\sigma}{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{S} \Delta T},\tag{1-1}$$

где  $\Delta T$  — перегрев жидкости, необходимый для образования парового пузыря;  $(\partial p/\partial T)_s$  — производная от давления по температуре на линии насыщения.

Выражение (1-1) записано без учета зависимости давления насыщенного пара от

выражение (1-1) записано оез учета зависимости давления насыщенного пара от кривизны поверхности раздела фаз. Если принять, что температура жидкости вблизи теплоотдающей поверхности равна температуре стенки, то можно считать, что  $\Delta T = T_w - T_s$ . В этом случае (1-1) позволяет качественно оценить влияние давления на величину  $R_{\kappa}$ . Действительно, при постоянном перегреве  $\Delta T$  увеличение давления приводит к уменьшению критического радиуса пузыря, так как с увеличением давления поверхностное натижение уменьшается, а производная  $(\partial p/\partial T)_s$  растет. Таким образом, увеличение давления приводит к возрастанию плотности центров парообразования и, следовательно, к увеличению интенсивности теплоотдачи. Как будет показано в § 2-1, эффективность работы смонения в растем в раст ченной впадины в качестве центра парообразования, а для кологенных жидкостей их доля является преобладающей, зависит от ее геометрии, физических свойств жидкости и теплофизических свойств материала поверхности нагрева.

Кроме того, как показано в [52] (см. рис. 1-6 и 1-7), сдвиг кривой кипения, обусловленный изменением давления, зависит от теплофизических свойств материала поверхности нагрева и увеличивается по мере «ухудшения» этих свойств. Подобный характер сдвига кривых кипения по давлениям в зависимости от свойств материала поверхности нагрева сохраняется для азота вплоть до  $p=25\cdot 10^5$  Па. При более высоких давлениях расслоение кривых кипения по давлениям остается приблизительно одинаковым для всех исследованных металлов.

Заметим, что подобное влияние теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении в зависимости от давления не учитывается ни одним из известных расчетных соотношений.

Роль теплофизических свойств материала теплоотдающей поверхности при кипении будет подробно рассмотрена в § 1-3.

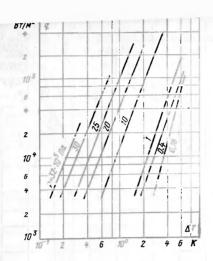


Рис. 1-6. Сглаженные кривые кипения азота для различных давлений (торец медного стержня d=10 мм, R=5+10 мкм, горизонтальная ориентация).  $p=(0.16+1)\cdot 10^5$  Па [88];  $p=(1+32)\cdot 10^5$  Па [52].

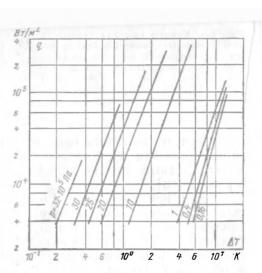


Рис. 1-7. Сглаженные кривые кипения азота для различных давлений (торец стержня из нержавеющей стали d=10 мм,  $R_z=5+10$  мкм, горизонтальная ориентация).  $p=(0,16+1)\cdot 10^5$  Па [88];  $p=(1\div 32)\cdot 10^5$  Па [52].

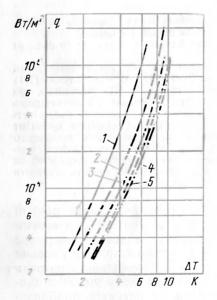


Рис. 1-8. Сглаженные кривые кипения азота, кислорода и их смесей (позолоченная медная трубка d=70 мм, поверхность полированная, вертикальная ориентация,  $p=1\cdot 10^5$  Па [404]). 1-100% N<sub>2</sub>; 2-100% O<sub>2</sub>; 3-25% O<sub>2</sub>+75% N<sub>2</sub>: 4-80% O<sub>2</sub>+20% N<sub>2</sub>; 5-40% O<sub>7</sub>+60% N<sub>2</sub>.

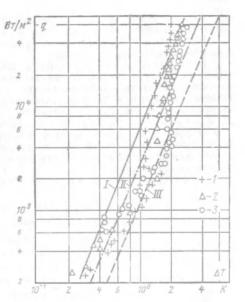


Рис. 1-9. Экспериментальные данные по кипению водорода, дейтерия и неона на платиновой проволоке d=0.15 мм, свернутой в спираль (горизонтальная ориентация,  $p=1\cdot 10^5$  Па [211]). I- водород; 2- дейтерий; 3- неон. По уравнению (3-3): I- водород; II- дейтерий; III- неон.

Кипение смесей азота и кислорода. Авторам известно лишь несколько работ по кипению смесей азота и кислорода. Согласно экспериментальным данным работ [385, 404] (рис. 1-8) для смесей с содержанием кислорода 25, 40 и 80% интенсивность теплоотдачи при кипении ниже, чем для чистых компонентов. В качестве теплоотдающей поверхности была использована полированная поверхность позолоченной медной трубки диаметром 70 мм, расположенная вертикально. Использование в качестве поверхности нагрева вертикальной трубки из меди, при прочих равных условиях, привело к качественно совпадающим результатам, что согласуется с выводами [482] по кипению смесей обычных жидкостей.

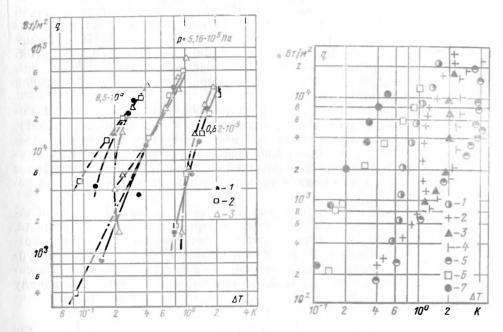


Рис. 1-10. Кривые кипения водорода при различных давлениях и ориентациях теплоотдающей поверхности (гладкая лента из сплава «Карма») [264].

1— вертикальная; 2— под углом 45°; 3— горизонтальная ориентация.

Рис. 1-11. Кривые кипения водорода при различных давлениях. Данные [63]: нержавеющая трубка  $d=4\times0.25$  мм, вертикальная ориентация: I,~2,~3,~4,~5— соответственно  $p=1.05\cdot10^5;~0.75\cdot10^5;~0.35\cdot10^5;~0.18\cdot10^5;~0.07\cdot10^5$  Па. Данные [283]: медный диск F=290 мм²;  $R_{\perp}=0.2$  мкм, горизонтальная ориентация; 6,~7— соответственно  $p=4.9\cdot10^5$  и  $9.7\cdot10^5$  Па.

По данным [385, 404] зависимость коэффициента теплоотдачи от давления при кипении смесей различных концентраций оказывается более слабой, нежели для чистых компонентов. Так, если для чистых компонентов  $N_2$  и  $O_2$  значение  $\Delta T_{\rm кр1}$  при изменении давления от  $1\cdot 10^5$  Па до  $p_{\rm kp}$  изменяется приблизительно в 70 раз, то для смесей исследуемых концентраций — более чем в 4 раза.

Ограниченность экспериментальных данных по кипению смесей  $N_2$  и  $O_2$  не позволяет в настоящее время произвести приемлемое обобщение, причем согласно [405] попытки подобрать расчетное соотношение, удовлетворительно описывающее экспериментальные результаты, успеха не имели.

Кипение водорода и неона. Относительное расположение кривых  $q=f(\Delta T)$ , полученных в [211] при кипении водорода, дейтерия и неона на платиновой проволоке диаметром 0,15 мм и длиной 0,49 м, свернутой в спираль диаметром 0,095 м, представлено на рис. 1-9. Опыты, проведенные при атмосферном давлении на горизонтально расположенной спирали, показали, что наибольтую интенсивность теплоотдачи при кипении имеет водород, наименьшую — неон. Наклон кривых кипения для

/E/ NSS

17

всех жидкостей приблизительно одинаков, причем показатель степени n в уравнении  $q=\mathrm{G}\Delta I^n$  приблизительно равен 5. Значения первой критической плотности теплового потока также примерно одинаковы и равны

 $4 \cdot 10^4 \text{ BT/M}^2$ .

Зависимость характеристик пузырькового кипения водорода от давления наглядно показана на рис. 1-10 и 1-11. На этих рисунках приведены экспериментальные данные работы [264] по теплоотдаче при кипении водорода на гладкой горизонтальной ленте размерами  $25,4\times559\times0,127$  мм, изготовленной из сплава «Карма», при давлениях 0,82,5,16 и  $8,5\cdot10^5$  Па и результаты работы [63] по кипению водорода на вертикально расположенной трубке из нержавеющей стали X18H9T диаметром  $4\times0,25$  мм и длиной 294 мм при давлениях 1,05,0,79,0,35,0,185 и  $0,073\cdot10^\circ$  Па и работы [228]. Как и следовало ожидать, с увеличением давления интенсивность теплоотдачи возрастает, а кривые кипения уменьшают свой наклон.

Опытные данные работы [63] по теплообмену при кипении с погрешностью 25% описываются соотношением Ю. А. Кириченко (3-21). Зависимость первой критической плотности теплового потока от давления вполне удовлетворительно аппроксимируется уравнением С. С. Кугателадзе (3-55) в интервале давлений (1,05÷0,35)10<sup>5</sup> Па. При более низких давлениях согласование экспериментальных и теоретических ре-

зультатов ухудшается.

В работе [63] изучалась также интенсивность теплоотдачи в области перехода от конвекции к режиму пузырькового кипения водорода. С понижением давления интенсивность конвективного теплообмена возрастала, а начало кипения сдвигалось в сторону больших температурных напоров. Авторами этой работы предложена эмпирическая зависимость величины плотности теплового потока, соответствующей началу кипения, от давления:

$$\overline{q}_{3K} = 1,177\overline{p}^{-0,74},$$
 (1-2)

где

$$\overline{q}_{3K} = \frac{q_{3K}(p)}{q_{3K}(p^*)}, \ \overline{p} = \frac{p}{p^*}, \ p^* = 1,05 \cdot 10^5 \, \text{Ha}.$$

В работе [212] исследовались характеристики пузырькового кипения неона при давлениях выше атмосферного: 1, 2, 4, 10, 18, 20,  $23\cdot10^5$  Па. Опытный образец и методика проведения опытов были теми же, что и в работе [211]. Характер зависимости интенсивности теплоотдачи от давления соответствует общепринятому (рис. 1-12). Так же как и при кипении водорода, рост давления приводит к уменьшению наклона кривых кипения. Первая критическая плотность теплового потока при увеличении давления растет приблизительно от  $6\cdot10^4$  Вт/м² при  $p{=}1\cdot10^5$  бар до  $(12{\leftarrow}15)10^4$  Вт/м² при  $p{=}p_{\rm KP}$  (рис. 1-13). Эксперименгальные данные по первой критической плотности теплового потока достаточно удовлетворительно аппроксимируются уравнением С. С. Кутателадзе (3-55) при постоянной  $K{=}0,09$ .

Кроме рассмотренных, опытные данные по теплообмену при кипении водорода и неона можно найти также в работах [228, 230, 393, 428].

**Кипение гелия.** Жидкий гелий является единственной жидкостью, которая может быть использована для охлаждения и термостатирования различного рода устройств в области температур ниже 5 К. Особую

Рис. 1-12. Кривые кипения неона при различных проволока давлениях (платиновая d = 0.15 мм, свернутая в спираль, горизонтальная ориентация) [212].

1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 2 · 10<sup>5</sup>; 4 · 10<sup>5</sup>; 23 · 10<sup>5</sup> Πa.

область применения жидкого гелия составляют сверхпроводящие устройства, для обеспечения тепловой стабилизации которых необходимо знание закономерностей теплоотдачи при кипении гелия в широком диапазоне режимных параметров.

Как известно, существуют два природных изотопа гелия: He<sup>4</sup> и He<sup>3</sup>. Тяжелый изотоп He<sup>4</sup> имеет атомную массу 4,0039. Легкий изотоп He<sup>3</sup> с атомной массой 3,0017 чрезвы-

Термин «гелий» обычно относят к изотопу Не<sup>4</sup>. При атмосферном давлении гелий кипит при температуре 4,215 K и может существовать в жидкой фазе при температурах, близких к абсолютному нулю.

Жидкий Не-І (особенности теплообмена в сверхтекучем гелии будут рассмотрены отдельно в гл. 9 и 10) обладает самой низкой температу-

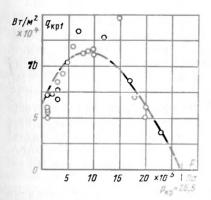
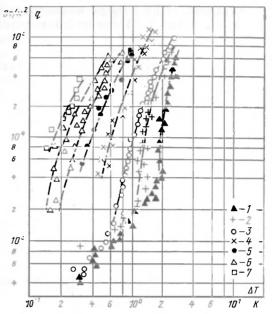


Рис. 1-13. Изменение первой критической плотности теплового потока с давлением при [212]. кипении неона

Пунктирная линия — по уравнению С. С. Кутателадзе (3-55) при постоянной K — 0,09.



редок. Содержание He<sup>3</sup> в обычном гелии составляет приблизительно

рой кипения при атмосферном давлении. Температурные перегревы  $\Delta T$ =  $=T_w-T_s$  при пузырьковом кипении He-I (в дальнейшем He-I будем называть гелием) в условиях атмосферного давления в большинстве случаев не превышают один градус, а перегревы, соответствующие моменту закипания, составляют десятые и даже сотые доли градуса. Так, при кипении гелия в условиях атмосферного давления на медной поверхности нагрева  $\Delta T_{3 \mathrm{K}}$  составляет менее 0,025 K. Зависимости интенсивности теплоотдачи и первой критической плотности теплового потока от давления, полученные при кипении азота, водорода и других криогенных жидкостей, характерны и для кипящего гелия.

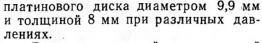
Анализ собственных экспериментальных данных по теплообмену, а также результатов работ [235, 288, 347, 370], позволил авторам ра-

боты [24] оценить влияние давления и интенсивность теплоотдачи при кипении гелия как

 $\alpha = Cp^{0,6}$ 

(1-3)

На рис. 1-14 в виде иллюстрации приведены экспериментальные данные Лайона [403] по кипению гелия на поверхности полированного



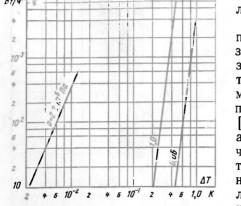


Рис. 1-14. Сглаженные кривые кипения гелия при различных давлениях (платиновый полированный диск d = 9,9 мм и  $\delta$  = 8 мм, вертикальная ориентация) [403].

Величина первой критической плотности теплового потока при пузырьковом кипении гелия существенно зависит от условий проведения опытов: давления в системе, геометрии и материала образца, различного рода покрытий поверхности и т. п. Так, нами [39, 41], а также в работе [89] при атмосферном давлении получено значение первой критической плотности теплового потока, приблизительно равное 300 Вт/м2. Кипение осуществлялось на торце стержня из нержавеющей стали диаметром 10 мм, теплоотдающая поверхность которого была обработана по 6-7-му классам чистоты. При том же давлении наибольшее значение первой критической плотности теплового потока, равное 1,25×

×10<sup>4</sup> Вт/м<sup>2</sup>, зафиксировано в работе [283] при кипении гелия на торце медного стержня диаметром 15,24 мм.

#### 1-2. ШЕРОХОВАТОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА

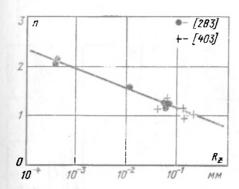
Шероховатость поверхности нагрева является одним из важнейших факторов, определяющих интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей. Результаты большого числа экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию влияния обработки поверхности на теплоотдачу обычных [49, 77, 117, 124, 194, 214, 220, 263, 277, 329, 419] и криогенных [35, 39, 92, 123, 142, 235, 264, 283, 308, 330, 331, 404, 419, 427, 445] жидкостей, позволяют утверждать, что поверхностные условия в значительной степени определяют положение и наклон кривой кипения. Вместе с тем следует признать, что ни одна из известных работ не приводит к общим, физически обоснованным положениям, определяющим роль шероховатости в механизме пузырькового кипения жидкостей.

В настоящее время общепринятой является точка зрения, согласно которой увеличение шероховатости облегчает парообразование и интенсифицирует теплообмен при кипении. Значение показателя степени n в соотношения  $a = C\Delta I^n$  в зависимости от состояния поверхности может изменяться в довольно широких пределах. С увеличением шероховатости наклон кривых кипения в подавляющем большинстве случаев уменьшается. Так, в работе [283] получено, что при кипении гелия на поверхности из меди, обработанной мелким абразивным порошком со степенью зернистости 600 grit , показатель степени  $n \approx 6$ . При после-

¹ Степень зернистости соответствует числу ячеек сита на длине 25,4 мм.

дующем загрублении поверхности (степень зернистости абразива 100 grit) показатель степени уменьшался и был близок к единице.

Очевидно, следует предположить, что наклон кривых кипения зависит не только от среднеквадратичной характеристики шероховатости поверхности, т. е. от глубины впадин и высоты выступов, но также от геометрической формы впадин и, что еще более существенно, характера их распределения по поверхности нагрева.



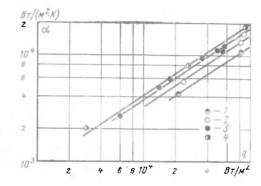


Рис. 1-15. Изменение показателя степени n в выражении  $a \sim \Delta T$  при изменении среднеквадратичной шероховатости поверхности  $R_z$ .

Рис. 1-16. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока и шероховатости поверхности (кипение азота на позолоченной медной трубке d=70 мм, поверхность полированная, вертикальная ориентация, p=1·10<sup>5</sup>  $\Pi$ a) [404].  $I-R_z$ =0,05+0,1 мкм; 2-0,25—0,4 мкм; 3-0,4—0,5 мкм; 4-0,6—0,75 мкм.

Тангенсы угла наклона для кривых кипения, полученных при уменьшении плотности теплового потока, более устойчивы к изменению поверхностных условий, а их абсолютная величина заметно ниже, чем у кривых, когда тепловая нагрузка возрастает. На рис. 1-15 приведена зависимость изменения показателя степени n от величины среднеквадратичной шероховатости поверхности для кривых кипения гелия, полученных на меди (чистотой 99,999%) при снижении тепловой нагрузки [283]. Эта зависимость достаточно удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными авторов работы [403], а также с [283, 364].

При увеличении шероховатости перегрев стенки при развитом пузырьковом кипении, как правило, уменьшается. На рис. 1-16 приведены данные Лайона [404] по кипению азота при атмосферном давлении на вертикальном позолоченном цилиндре из меди диаметром 70 мм, поверхность которого обрабатывалась с различной степенью чистоты.

Снижение интенсивности теплоотдачи при уменьшении степени шероховатости теплоотдающей поверхности отмечается также в работе [60], авторы которой исследовали кипение азота на поверхности медных и мельхиоровых трубок, нагрев которых осуществлялся пропусканием через них электрического тока.

В ряде случаев сдвиг кривой кипения в сторону больших перегревов, обусловленный изменением шероховатости поверхности нагрева, может привести к существенной трансформации характера кривой кипения. Так, нами было обнаружено вырождение зоны пузырькового кипения гелия (рис. 1-17) на поверхности из нержавеющей стали, обра-

ботанной по 10-му классу чистоты. Опытные данные получены в условиях атмосферного давления на торцевой поверхности цилиндрического стержня диаметром 8 мм при электрическом обогреве. Отмеченный эффект, очевидно, можно объяснить весьма малой разностью между температурой закипания на поверхности из нержавеющей стали и температурой предельного перегрева для жидкого гелия, когда режим свободной конвекции переходит непосредственно в режим переходного и иленочного кипения. В § 1-3 будет показано, что при кипении криоген-

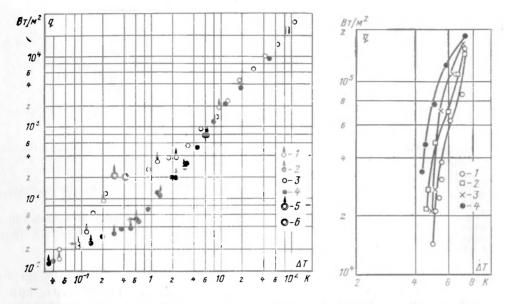


Рис. 1-17. Влияние шероховатости теплоотдающей поверхности на теплоотдачу при кипении гелия (торец стержня из нержавеющей стали d—8 мм, горизонтальная ориентация,  $\rho$ =1·10<sup>5</sup> Па). Данные авторов.

Электрический обогрев:  $I-R_z$ =6,5 мкм; 2-0.7 мкм; нестационарное охлаждение:  $3-R_z$ =6,5 мкм; 4-0.7 мкм; 5 и 6 соответствуют кризисам кипения;  $\longrightarrow$  началу кипения.

Рпс. 1-18. Влияние размеров полости на закипание и кривую пузырькового кипения азота (торец медного стержня  $d=25,4\,$  мм, поверхость зеркально полированная, горизонтальная ориентация,  $p=1\cdot 10^5\,$  Па) [123].

l — без полостей; 2 — одна полость: d =0,38 мм, l =0,95 мм; 3 — одна полость: d =0,11 мм, l =0,28 мм, 4 — одна кончческая полость с диаметром основания 0,56 мм и t =1 мм.

ных жидкостей температура закипания на поверхности нагрева в значительной степени определяется теплофизическими свойствами материала, на котором осуществляется кипение.

В [123, 506] изучалось влияние отдельных рисок, цилиндрических или конических полостей на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей, причем, как отмечают авторы, интенсификация процесса имеет место не только при увеличении количества впадин и рисок, но и при увеличении их геометрических размеров. На рис. 1-18 представлены данные Марто, Маулсона и Мейнарда [123], показывающие влияние размера полости на кривую пузырькового кипения азота и точку начала кипения. Необходимо отметить, что, несмотря на довольно внушительные размеры полостей, они устойчиво генерировали пузыри.

К числу факторов, характеризующих теплоотдающую способность поверхности нагрева, наряду с распределением впадин по размерам следует отнести форму впадин, зависящую от способа обработки теплоотдающей поверхности [77, 283, 445]. В работе [283] отмечается, что при исследовании кипения гелия на притертой торцевой поверхности медного стержня был зафиксирован меньший «гистерезис», кипение начиналось при более низких температурных напорах. Авторы [283] со ссылкой на работу [124, 125] объясняют указанные обстоятельства

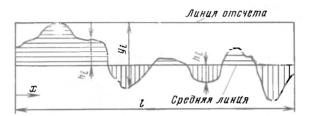


Рис. 1-19. Элемент теплоотдающей поверхности.

тем, что на притертых поверхностях нагрева впадины, как правило, имеют вид почти закрытых полостей и являются, таким образом, более эффективными центрами парообразования, чем открытые впадины на

поверхностях, подвергнутых шлифовке.

Данные многочисленных экспериментов различных авторов показывают, что изменение шероховатости теплоотдающей поверхности может привести к изменению коэффициента теплоотдачи в 5—10 раз и более. Поэтому задача получения соотношений для расчета теплоотдачи при кипении, учитывающих фактор шероховатости, является весьма важной. Соотношения, предложенные разными авторами для расчета интенсивности теплоотдачи, можно условно подразделить на две группы. В соотношениях первой группы делается попытка связать коэффициент теплоотдачи с характеристиками поверхности нагрева. Например, в работе [427] предложено соотношение (1-4), позволяющее, по мнению авторов, учитывать степень шероховатости греющей поверхности:

$$a \sim R_{0}^{0,133},$$
 (1-4)

где  $R_p$  — некоторый параметр поверхности, определяемый как

$$R_{\rm p} = \frac{1}{l} \int_0^t y_i dx. \tag{1-5}$$

Смысл параметров  $l, y_i, x$  ясен из рис. 1-19.

Уравнение (1-4), проверенное при кипении воды в условиях свободной и вынужденной конвекции и хладоагента R11 при свободной конвекции [427], сопоставлено на рис. 1-20 с опытными данными по кипению азота [144, 404]. Однако, несмотря на вполне удовлетворительное согласование экспериментальных данных с расчетными, подобный подход к оценке влияния шероховатости, с нашей точки зрения, вряд ли перспективен в связи с тем, что он не содержит физических представлений о механизме пузырькового кипения на поверхности нагрева.

Более физически обоснованной представляется попытка авторов работ [389, 399, 423, 491] получить уравнения для расчета интенсивности теплоотдачи, включающие в себя некоторые постоянные, которые отражают влияние шероховатости и могут быть определены экспериментальным путем. Так, Майкик и Розеноу [423] пытаются учесть влияние характера обработки, выразив его количественно. В основу своих предпосылок авторы [423] положили механизм теплоотдачи, предложенный Хэном и Гриффисом [337], согласно которому передача

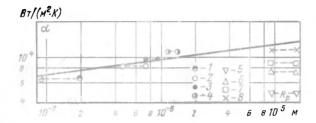


Рис. 1-20. Сопоставление данных расчета по уравнению (1-4) с опытными данными по кипению азота ( $p=1\cdot 10^5$  Па). Данные работы [404] (условия проведения опытов см. на рнс. 1-16):  $I-R_p=(9,2+18)\cdot 10^{-8}$  м;  $2-(4,6+6,9)\cdot 10^{-7}$  м;  $3-(6,9+9,2)\cdot 10^{-7}$  м;  $4-(1,1+1,4)\cdot 10^{-6}$  м. Данные авторов (торец стержня из нержавеющей стали, бронзы, латуни и меди d=10 мм, горизонтальная ориентация):  $5, 6, 7, 8-R_p=9\cdot 10^{-6}-1,8\cdot 10^{-5}$  м.

теплоты от поверхности нагрева происходит двумя путями: переносом теплоты путем свободной конвекции от участков поверхности, не занятых паровыми пузырями, и переносом теплоты за счет выталкивания пузырьками пара порций перегретого слоя жидкости в верхние холодные слои жидкости. Приняв, что при развитом пузырьковом кипении соседние пузыри не влияют друг на друга и вся подводимая теплота практически снимается за счет вытеснения порций перегретого слоя жидкости, авторы получили следующую зависимость для плотности теплового потока при кипении:

$$q = 2 \sqrt{\pi} \sqrt{\lambda' c'_{\rho} \rho'} \sqrt{f} D_{\phi}^2 \Delta T n, \qquad (1-6)$$

где плотность центров парообразования n связана с радиусом активной

впадины соотношением:  $n \sim 1/R$ 

Уравнение (1-6) требует знания закона распределения впадин по поверхности нагрева. Для этого необходимо экспериментальным путем определить зависимость  $q = f(\Delta T)$  при одном из давлений и затем вычислить показатель степени т для конкретной пары: поверхность жидкость. В дальнейшем, использование полученного значения m дает возможность применить уравнение (1-6) для расчета интенсивности теплообмена для других давлений. Курихара и Майер [396], Тиен [506], Линард [399] в своих урав-

нениях косвенно учитывают степень шероховатости, вводя в них число активных центров п, приходящихся на единицу поверхности нагрева. Значение n необходимо определять для каждой греющей поверхности экспериментально. Анализ попыток различных авторов тем или иным способом учесть в расчетных соотношениях поверхностные условия позволяет сделать вывод, что эта проблема в настоящее время еще не решена. В связи с этим весьма важными представляются полученные нами экспериментальные данные.

Как уже отмечалось, увеличение шероховатости приводит к смещению кривой кипения в область малых температурных напоров. Вместе с тем подобное смещение происходит лишь до некоторого предела, соответствующего обработке теплоотдающей поверхности по 6-7-му классам чистоты по  $\Gamma$ OCT 2789-59 (средняя высота микронеровностей  $R_z$  равна приблизительно 5-10 мкм). Поверхности, имеющие такую обработку, называют техническими поверхностями. Дальнейшее загрубление теплоотдающей поверхности не изменяет положения и на-

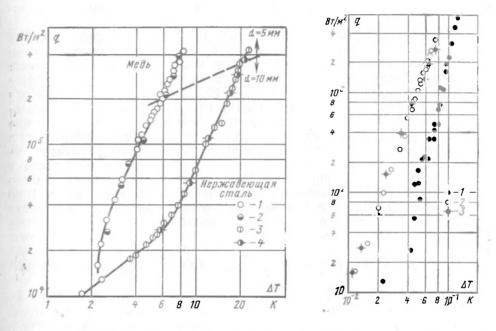


Рис. 1-21. Зависимость интенсивности теплоотдачи от шероховатости поверхности нагрева при кипении азота в пленке (торец стержня d=5 и 10 мм, горизонтальная ориентация, p=1·10 $^5$  Па).

Данные авторов: 1, 3 —  $R_z$ =5 мкм; 2, 4 —  $\bar{\kappa}_z$ =10 мкм; — — — срыв пленки (кризис кипения на образцах d=10 мм).

Рис. 1-22. Зависимость интенсивности теплоотдачи от шероховатости поверхности нагрева при кипении гелия (торец медного стержня d=8 мм, горизонтальная ориентация,  $p=1\cdot 10^5$   $\Pi a$ ).

Данные авторов: 1, 2, 3 — соответственно  $R_-$ =1; 5; 10 мкм.

клона кривых кипения криогенных [35, 39, 330, 331] и обычных [4] жидкостей. На рис. 1-21 и 1-22 приведены данные по кипению азота в пленке при атмосферном давлении на торцах медного стержня и стержня из нержавеющей стали диаметрами 5 и 10 мм [330] и гелия в большом объеме на торце медного стержня диаметром 8 мм [39, 331], поверхности которых обработаны с различной степенью чистоты (результаты получены при увеличении теплового потока). Начиная с некоторого момента последующее загрубление поверхности не приводит к изменению интенсивности теплоотдачи в связи с тем, что загрубление, вероятно, не ведет к заметному изменению распределения впадин по размерам.

Отмеченное обстоятельство представляет определенный интерес не только для изучения физики кипения, но и для практики, так как это позволяет преодолеть ряд трудностей при учете фактора шероховатости

в расчетных соотношениях для теплоотдачи.

Действительно, если к чистоте обработки поверхности нагрева по условиям технологии не предъявляются жесткие требования, то использование технических поверхностей , т. е. обработанных не лучше 6—7-го классов чистоты, позволяет применять для расчета интенсивности теплоотдачи соотношения, полученные в результате обобщения опытных данных по теплоотдаче при кипении на грубообработанных поверхностях

В подавляющем большинстве известных нам экспериментальных работ влияние шероховатости на величину первой критической плотности теплового потока  $q_{\rm KPl}$  не обнаружено, а температурный напор, соответствующий первому кризису кипения, как правило, возрастает с уменьшением шероховатости [123, 235, 404]. Исключение составляют работа [445] и наши опытные данные [39, 331]. При исследовании пузырькового кипения азота на поверхностях из позолоченной меди и серебра в [445] зафиксирован рост  $q_{\rm Kpl}$  и  $\Delta T_{\rm Kpl}$  с увеличением шероховатости. В этих опытах экспериментальные образцы подвергались различной механической обработке, окислению, химическому и электрохимическому травлению и электрополированию. При кипении гелия на торце медного стержня [39, 331] увеличение шероховатости приблизительно от 1 до 10 мкм приводило к снижению величины первой критической плотности теплового потока примерно на 60% (см. рис. 1-22).

#### 1-3. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА

Анализ литературных источников показывает, что к настоящему времени накоплен значительный фактический материал, свидетельствующий о заметном влиянии свойств материала теплоотдающей поверхности на перенос теплоты при пузырьковом кипении жидкостей. Ниже будет показано, что это влияние особенно существенно при кипении криогенных жидкостей.

Одним из первых экспериментальных исследований, специально посвященных изучению влияния свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении, следует считать работу [468],

опубликованную в 1938 г.

В течение последующих трех десятилетий исследователи неоднократно обращались к изучению данного вопроса (см., например, [1, 3, 7, 29, 53, 161, 163, 232, 236, 250, 420]. Однако ни в одной из опубликованных работ не были четко выявлены закономерности влияния свойств материала на теплоотдачу при кипении и не было приведено скольконибудь убедительных объяснений этого явления.

Большинство исследователей, рассматривая пузырьковое кипение обычных жидкостей, считают, что теплофизические свойства материала поверхности нагрева влияют на теплоотдачу, но расходятся во мнении относительно его механизма. Ряд авторов [3, 7, 32, 33, 65, 204] связывают это влияние с особенностями физико-химического взаимодействия контактирующих сред на поверхности нагрева. Эти особенности касаются, во-первых, микроструктуры греющей поверхности, которая при одной и той же механической обработке может быть неодинаковой у различных материалов, во вто-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Как показано, например, в [105], для технических поверхностей нагрева характерен квадратичный закон распределения впадин по размерам, что в большинстве случаев подтверждается на практике [58, 319, 389].

рых — уровня смачивания, который зависит от таких трудно поддающихся строгому учету факторов, как различные загрязнения поверхности нагрева, время ее приработки, наличие оксидных пленок, остаточных механических напряжений и т. д. Нельзя не признать, что тот и другой фактор должны оказывать определенное влияние на пронесс зарождения и роста паровых пузырей, а следовательно, и на интенсивность теплоотдачи. Однако ни в одной из работ не приводятся убедительные количественные оценки этих эффектов, что обусловлено наличием целого ряда причин вероятностного характера, способных в значительной степени изменять как форму и размеры микрошероховатости поверхности нагрева, так и краевой угол  $\Theta$ . Поэтому вряд ли можно признать обоснованным объяснение влияния материала поверхности нагрева на интенсивность кипения только лишь различием в поверхностных условиях.

Ряд исследователей [1, 29, 53, 198, 481] придерживаются иной точки зрения на

Ряд исследователей [1, 29, 53, 198, 481] придерживаются иной точки зрения на маханизм влияния материала греющей поверхности, полагая, что определяющую роль играют теплофизические свойства материала. Слабым местом экспериментальных работ, результаты которых обычно используются для доказательства правомерности такого подхода, является отсутствие твердых гарантий полной идентичности поверхностных условий для нагревательных элементов, изготовленных из различных материалов.

Исключением можно признать работы [30, 32, 33, 198] и работы авторов настоящей монографии [4, 71], в которых, как нам представляется, удалось добиться подобной идентичности поверхностных условий и показать заметную зависимость интенсивности теплоотдачи при кипении дистиллированной воды и этилового спирта от теплофизических свойств материала поверхности нагрева. И все же следует отметить, что эта зависимость при кипении жидкостей очень часто оказывается в значительной мере смазанной, а иногда и искаженной из-за изменения поверхностных условий.

Следовательно, исключительный интерес должны представлять работы по аналогичной тематике для криогенных жидкостей. Как известно, каких-либо принципиальных отличий между кипением обычных и криогенных жидкостей не существует. Тем не менее при кипении криогенных жидкостей достаточно просто провести «чистый» эксперимент для выяснения вопроса о влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи. Дело в том, что из-за высокой степени смачиваемости, характерной для криогенных жидкостей, вне зависимости от состояния поверхности нагрева влияние краевого угла  $\Theta$  на интенсивность теплоотдачи практически отсутствует. Зависимость интенсивности теплоотдачи от свойств греющей поверхности при кипении азота на зеркально полированных торцах медного и никелевого стержней диаметром 25,4 мм обнаружили Марто, Маулсон и Мейнард [123]. Более высокие коэффициенты теплоотдачи, полученные при кипении на медной поверхности нагрева (рис. 1-23), они объясняют «лучшими тепловыми свойствами меди». Интересно, что авторы, по-видимому, одни из первых обнаружили зависимость температуры начала кипения от свойств материала поверхности нагрева. На рис. 1-23 точки начала кипения отмечены стрелками.

Более низкие температуры закипания азота и водорода на образцах из меди по сравнению с образцами из нержавеющей стали получены в [92, 142]. В работе [142] исследовалось пузырьковое кипение азота на торцевой поверхности стержней диаметром 25 мм на начальном отрезке кривой кипения, когда паровые пузыри образуются только на опреде-

<sup>10° 8 6 8 10</sup> K

Рис. 1-23. Зависимость интенсивности теплоотдачи от материала поверхности нагрева при кипении азота (торец стержня d=25,4 мм, зеркально полированная обработка, горизонтальная ориентация, p=1·10<sup>5</sup> Па) [123].

медь; 2 — нержавеющая сталь.

ленных, четко ограниченных участках поверхности нагрева. Размер «пятен», генерирующих паровые пузыри, увеличивался с ростом теплового потока до тех пор, пока они не покрывали всю поверхность нагрева. Характерно, что во всех опытах при одинаковых тепловых потоках стабильные «пятна» кипения на поверхности из нержавеющей стали имели существенно меньший размер, чем на поверхности из меди. Более того, чтобы «пятна» кипения на образце из нержавеющей стали могли распространяться на всю поверхность нагрева, требовался значительно

больший тепловой поток, чем на образце из меди.

Особый интерес к вопросу о влиянии свойств материала поверхности нагрева на теплоотдачу при кипении стал проявляться в связи с разработкой сверхпроводящих систем различного назначения. В частности, попытки использовать алюминий высокой чистоты в качестве покрытия для тепловой стабилизации сверхпроводников (см., например, [475]) потребовали изучения интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении гелия на поверхности этого материала. Джергель и Стивенсон [368, 369] приводят сравнение интенсивности теплоотдачи при кипении гелия на поверхностях нагрева, изготовленных из меди марки OFHC и алюминия марки А1-59 (чистотой 99,999%), а в [367] — на поверхностях из алюминия марок A1-59 и A1-6 (чистотой 99,9999%). Экспериментальные результаты [367—369] позволяют заключить, что интенсивность теплоотдачи при кипении на поверхности из меди выше, чем на поверхности из алюминия марки A1-59. Однако с увеличением чистоты металла 1 теплоотдача с поверхности АІ-69 становится более интенсивной, чем теплоотдача с поверхности, изготовленной из меди, во всем интервале исследованных тепловых нагрузок.

Аналогичные исследования, проведенные Л. Б. Динабургом [51] с целью сравнения теплоотдающей способности алюминия и меди, показали, что при кипении гелия и неона во всем интервале тепловых потоков интенсивность теплоотдачи на поверхности из меди ниже, чем на алюминиевой поверхности нагрева. Величина первой критической плотности теплового потока не зависела от материала поверхности нагрева.

Якоб, рассматривая процесс нестационарной теплопроводности в твердом теле, показал [364], что интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей, наряду с другими факторами, зависит от комплекса  $1/\lambda c\rho$  для материала поверхности нагрева, а также от толщины образца, на котором осуществляется кипение. Величина максимальной плотности теплового потока при кипении, по мнению Якоба, также зависит от  $\lambda$ , c и  $\rho$ . Эта зависимость имеет вид:

$$J^* = 4,27 \cdot 10^{-4} e^{7.57}_{\text{Kp1}}, \tag{1-7}$$

где параметр  $J^*$  является сложной функцией теплофизических свойств материала поверхности нагрева, толщины образца и частоты образова-

ния пузырей.

Аналогичной точки зрения придерживаются и авторы работы [92], посвященной исследованию кипения водорода на различных поверхностях нагрева. Они считают, что «для сравнения поведения нескольких поверхностей нагрева одной и той же системы кипения» можно использовать параметр, представляющий собой произведение теплопроводности, плотности и удельной теплоемкости.

 $<sup>^1</sup>$  Как известно, в области гелиевых температур даже незначительные примеси могут существенно снизить коэффициент теплопроводности металлов. Так, по данным 1367 коэффициент теплопроводности A1-69 выше коэффициента теплопроводности A1-59 в 2.47 раза при T=4 К.

Зависимость первой критической плотности теплового потока от теплофизических свойств материала поверхности при кипении гелия изучалась Камингсом и Смитом [283]. Исследования проводились на горизонтальном диске диаметром 15,25 мм, изготовленном из меди высокой чистоты (99,99%), латуни, олова и нержавеющей стали. Результаты исследования сведены в табл. 1-3.

Таблица 1-3

Первая критическая плотность теплового потока при кипении гелия на поверхностях из различных материалов

Материа побразца	<b>q</b> <sub>Кр1</sub> ·10 <sup>-4</sup> , Вт/м²	Материал образца	<b>q</b> <sub>Кр1</sub> ·10 <sup>-4</sup> . Вт/м²	
Медь	1,17 0,86	Латунь	0,80 0,76	

В этой же работе проведено весьма интересное исследование влияния толщины покрытия на величину первой критической плотности теплового потока, когда на поверхность из электролитической меди чисто-

той 99,999% наносился слой олова, толщина которого изменялась от опыта к опыту. Результаты этих исследований представлены на рис. 1-24. Постоянство  $a_{\rm wnl}$  при толщине покрытия большей, чем 15 мм, объясняется, очевидно, тем, что при таких толщинах влияние медной подложки исчезает полностью и составной образец начинает вести себя как чистое олово.

Вопрос о влиянии покрытий на интенсивность теплоотдачи будет более подробно рассмотрен нами в § 1-4. Здесь же отметим работу Эффресона [293], в которой исследовалась теплоотдача при кипении гелия на поверхности трубки из нержавеющей стали и стеклянной трубки, покрытой тонким (20 мкм) слоем меди. Нагрев осуществлялся пропусканием через металл электриче-

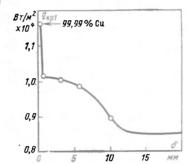


Рис. 1-24. Влияние толщины покрытия из олова на величину первой критической плотности теплового потока при кипении гелия (подложка — торец медного стержня) [283].

ского тока. Интенсивность теплоотдачи при кипении на трубке из нержавеющей стали оказалась несколько выше, чем на медной, так как в последнем случае толщина медного покрытия была столь мала, что главную роль сыграла, по-видимому, подложка из стекла, коэффициент теплопроводности которого в области гелиевых температур в несколько раз ниже коэффициента теплопроводности нержавеющей стали.

Изучая влияние комплекса  $\sqrt{\lambda c}$  материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей, авторы [237, 515] поставили перед собой задачу исследовать влияние коэффициента теплопроводности  $\lambda$  на процесс теплоотдачи при кипении. При этом с помощью нейтронного облучения исследуемого образца достигалось изменение коэффициента теплопроводности  $\lambda$  металла при неизменных значениях теплоемкости c и плотности  $\rho$ . В качестве материала экспериментального образца использовалась медь высокой (99,999%) чистоты, причем при увеличении интенсивности и времени облучения

начение коэффициента теплопроводности  $\lambda$ . а следовательно, и величина комплекса  $\sqrt{\lambda c \rho}$  падала. В работе [237] показано, что уменьшение соэффициента теплопроводности медного образца после его нейтронноо облучения приводило к некоторому ухудшению теплоотдачи при кинении жидкого гелия и весьма незначительному снижению величины нервой критической плотности теплового потока. Уменьшение величины  $\sqrt{\lambda c \rho}$  приблизительно в 5 раз снижало величину  $q_{\rm кр1}$  по данным [237]

тишь на 5%.

Согласно опытным данным [89], полученным на торцах вертикально расположенных стержней, изготовленных из различных металлов, гочка первого кризиса при уменьшении комплекса  $\sqrt{\lambda c}$  теплофизических свойств материала поверхности нагрева смещается в область более высоких температурных напоров, причем величина  $q_{\rm кр1}$  уменьшается: гля азота первые критические плотности тепловых потоков на поверхностях из меди и нержавеющей стали относятся приблизительно как 1,4:1, для гелия — как 19:1. Качественно совпадающие экспериментальные результаты, отражающие зависимость величины  $q_{\rm кр1}$  от теплофизических свойств материала поверхности нагрева при кипении азота на вертикальных трубках, представлены и автором [88]. Следует отметить, что подобная зависимость величины  $q_{\rm кр1}$  от теплофизических войств материала греющей поверхности не может быть объяснена рамках существующих теорий первого кризиса кипения.

Заметное расслоение опытных данных по теплоотдаче при кипении азота и гелия на поверхностях нагрева, выполненных из различных мегаллов или имеющих различные покрытия, отмечается также Лайоном

· сотрудниками [403, 407].

Авторами настоящей монографии было проведено комплексное изучение вопроса о влиянии свойств материала поверхности нагрева на ингенсивность теплоотдачи и некоторые внутренние характеристики процесса пузырькового кипения наиболее распространенных жидкостей (азот, кислород, водород и гелий). Подход к анализу механизма пузырькового кипения жидкостей с позиций микрослоевого испарения в паровой пузырь дает убедительные основания полагать, что важнейшие характеристики процесса пузырькового кипения должны существенным образом зависеть от теплофизических свойств материала

поверхности нагрева, на которой происходит кипение.

Действительно, температурные флуктуации поверхности нагрева под растущими паровыми пузырями (см. § 2-2) связаны с отбором теплоты от греющей поверхности в процессе роста паровых пузырей. При этом тепловые потоки, снимаемые единичными паровыми пузырями за время их роста, практически на порядок выше значений среднего (по поверхности) теплового потока. Таким образом, представляется вполне обоснованным вывод о том, что паровой пузырь в процессе своего роста отбирает от поверхности нагрева не только подводимую теплоту, но и теплоту, аккумулированную материалом поверхности. Количество аккумулированной теплоты и возможность ее отдачи растущему паровому пузырю зависят от теплофизических свойств материала и размеров, например, толщины поверхности нагрева. Отмеченные положения позволяют полагать, что основные внутренние характеристики процесса пузырькового кипения (скорость роста, плотность центров парообразования, отрывные диаметры), а следовательно, и интенсивность теплоотдачи при кипении должны определенным образом зависеть от теплофизических свойств материала поверхности нагрева. При этом для криогенных

жидкостей следует ожидать наибольшего проявления этой зависимости. Последнее предположение основано, по крайней мере, на двух обстоятельствах:

во-первых, криогенные жидкости в отличие от обычных имеют практически одинаковый и близкий к нулю краевой угол смачивания при контакте со всеми известными материалами;

во-вторых, при охлаждении металлов до криогенных температур их теплофизические свойства изменяются столь существенно, что одноименные теплофизические характеристики различных металлов отличаются по величине друг от друга значительно сильнее, нежели при обычных температурах (табл. 1-4). Так, если коэффициенты температуропроводности меди и нержавеющей стали при комнатных температурах отличаются немногим более чем в 25 раз, то при охлаждении до гелиевых температур отличие достигает трех порядков. Влияние теплофизических свойств материала поверхности нагрева на процесс пузырькового кипения жидкостей в полной мере может проявляться лишь при толщинах теплоотдающей поверхности, заведомо превышающих глубину проникновения в толщу поверхности нагрева температурных флуктуаций, возникающих под паровыми пузырями в процессе их роста. Вопрос о влиянии толщины теплоотдающей поверхности более подробно будет рассмотрен в § 1-4.

Теплофизические свойства металлов

Таблица 1-4

	T = 80  K					T = 4.2  K				
Металл	λ.10-2, Βτ/(Μ·Κ)	с кДж/(кг·К)	р.10-3, к./м3	а.101, м/с	VArp.10-4, Br.c <sup>1</sup> /2/(M <sup>2</sup> ·K)	λ.10-2, Br/(M·K)	с, Дж/к∵К)	p-10*3, K:/M	a-104 M1/c	V Acp. 10-4, Br. c1/2/(M'-K)
Серебро 99,99%	4,0 2,2 0,62 0,48 0,25 0,17	0,17 0,2 0,21 0,17 0,2 0,16	10,5 8,9 8,6 8,8 8,8 7,8	2,24 1,24 0,34 0,32 0,14 0,058	2,67 1,97 1,06 0,85 0,67 0,29	4,4 0,035 0,060 0,075 0,0045	0,12 0,5 0,5 0,5 0,5 0,45	8,9 8,6 8,8 8,8 7,8	4130 8,1 13,6 17,0 1,15	0,068 0,012 0,016 0,018 0,0042

Примечания: 1. При T=4,2 К—марка меди M1—отожженная; при T=80 К—медь состава Cu+0.056% Fe. 2. При T=4,2 К—бронза состава Cu+1.5% Ве; при T=80 К—бронза БрОФ6,5-0,15.

Экспериментальная проверка некоторых из выдвигаемых положений осуществлялась нами на поверхностях достаточно массивных образцов, что позволило в полной мере проявиться такому важному фактору, как флуктуации температур в толще материала под паровыми пузырями. Экспериментальные установки и методики изучения процесса кипения достаточно подробно описаны в [37, 41].

Кипение осуществлялось на торцевой поверхности экспериментальных образцов — цилиндрических стержней диаметрами 8—12 мм и длиной 40—60 мм, изготовленных из материалов (серебро, медь, латунь, никель, бронза, железо, нержавеющая сталь, сплав Вуда, фторопласт) с различными теплофизическими свойствами. Для исключения влияния обработки поверхности на интенсивность теплоотдачи при кипении теплоотдающая поверхность всех исследуемых образцов обрабатывалась по техническому классу чистоты (средняя высота микронеровностей находилась в пределах 5—10 мкм), т. е. шероховатость поверхности находи-

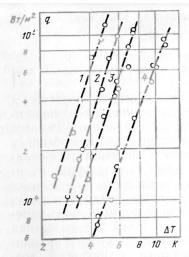


Рис. 1-25. Влияние теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении азота в большом объеме (торец стержня d=10 мм,  $R_z=5-10$  мкм горизонтальная ориентация,  $p=1\cdot10^5$  Па, теплофизические свойства металлов см. в табл. 1-4). Данные авторов: I- медь; 2- латунь; 3- бронза; 4- нержавеющая сталь.

лась в том диапазоне, где обработка поверхности нагрева, как было показано ранее, не оказывает влияния на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей.

На рис. 1-25—1-28 представлены результаты экспериментов авторов моногра-

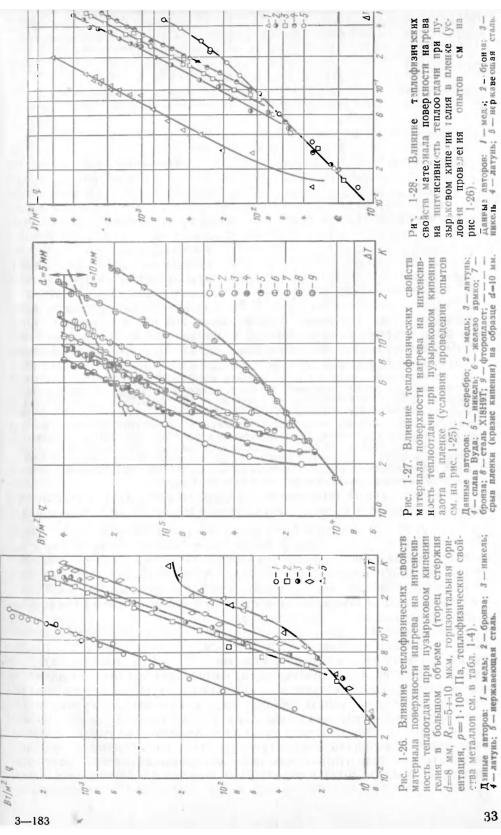
фии. Опытные данные получены в условиях атмосферного давления; теплофизические свойства металлов, из которых были изготовлены экспериментальные образцы, приведены в табл. 1-4, в которой значения коэффициентов теплопроводности материала исследуемых образцов были получены экспериментально в специальной серии опытов, теплоемкость и плотность определялись из справочных данных [20, 157, 191] по известным марке и химическому составу образцов, подтвержденным соответствующим сертификатом.

Представленные данные свидетельствуют о том, что интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении криогенных жидкостей в значительной степени определяется теплофизическими свойствами материала теплоотдающей поверхности. Так, например, при кипении азота в большом объеме на поверхностях из меди и нержавеющей стали при одном и том же температурном напоре коэффициент теплоотдачи отличается более чем в 10 раз. При кипении гелия на поверхностях из этих же металлов коэффициенты теплоотдачи отличаются приблизительно в 40 раз. Согласно данным работы [92] коэффициенты теплоотдачи при кипении водорода на полированных горизонтальных дисках диаметром 25,4 мм и толщиной 12,7 мм, выполненных из меди и нержавеющей стали, отличаются в 25 раз. Давления, при которых проводились опыты, были близки к атмосферному. При этом более высоким значениям тепловых характеристик материала теплоотдающей поверхности соответствует более высокая интенсивность теплоотдачи (рис. 1-29).

Подобное влияние теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи обнаружено нами и при исследовании процесса пузырькового кипения обычных жидкостей (воды и этанола), хотя в этом случае оно менее выражено [4, 195]. В частности, при кипении этанола на медной поверхности нагрева плотность теплового потока при одинаковых температурных напорах более чем в 2 раза больше плотности теплового потока, полученного при кипении на поверхности нагрева, изготовленной из нержавеющей стали. При кипении воды указанная разница значений плотностей тепловых потоков достигает почти пятикратной величины. Качественно совпадающие результаты получены автором работы [383].

Для приведенных на рис. 1-25 и 1-27 опытных данных по кипению азота и гелия в большом объеме зависимость коэффициента теплоотдачи от комплекса теплофизических свойств V  $\lambda c \rho$  исследованных металлов может быть представлена в виде степенной функции:

$$\alpha \sim (\sqrt{\lambda c \rho})^{\circ,5}$$
. (1-8)



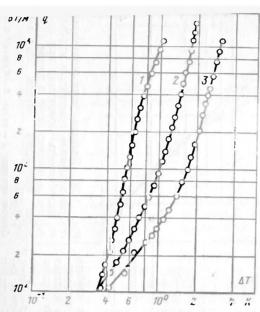


Рис. 1-29. Сопоставление опытных данных по кипению водорода на различных материалах (горизонтально расположенный диск  $d=25,4\,$  мм,  $p=1,22\cdot 10^5\,$  Па. кривые получены при уменьшении тепловой нагрузки) [92].

1 — медь,  $R_z$ =0,1 мкм; 2 — тефлон; 3 — нержавеющая сталь,  $\kappa_z$ =0,13 мкм.

Учитывая, что причиной явления может быть не только различие теплофизических свойств примененных в исследованиях материалов, но и различие их физико-химических свойств, к которым можно отнести, например, поверхностную энергию, авторы провели опыты по кипению азота в пленке на нагревателях, изго-

товленных из меди и нержавеющей стали, поверхность нагрева кото-

рых была покрыта пленкой серебра толщиной 500 А.

Подробнее о кипении криогенных жидкостей в пленке см. в гл. 4. В самом деле, если предположить, что основной и определяющей причиной изменения интенсивности теплоотдачи при кипении жидкостей на поверхностях нагрева, изготовленных из разных металлов, является различие их теплофизических свойств, то можно ожидать, что нанесение на поверхность нагрева слоя другого материала, толщина которого будет существенно меньше глубины проникновения температурной флуктуации, не приведет к изменению интенсивности теплоотдачи кипящей жидкости при прочих равных условиях. Если же основной причиной изменении интенсивности теплоотдачи при переходе от одного металла к другому является изменение физико-химических свойств поверхности нагрева, то кривые  $q = f(\Delta T)$  при кипении азота на посеребренных медном и стальном нагревателях должны сместиться и занять положение, соответствующее физико-химическим свойствам серебра.

Опытные данные, полученные при кипении азота на нагревателях из меди и нержавеющей стали, поверхности нагрева которых путем вакуумного напыления были покрыты слоем серебра толщиной 500 Å, свидетельствуют о том, что серебрение поверхности нагрева не приводит к заметному изменению интенсивности теплоотдачи. Здесь следует указать, что по приближенной оценке глубина проникновения температурных флуктуаций в нагревателе из серебра за время наиболее интенсивного отвода теплоты от поверхности нагрева растущим пузырем должна значительно превышать толщину пленки.

Установленная зависимость теплоотдачи от теплофизических свойств материала поверхности нагрева позволяет полагать, что увеличение толщины пленки серебра, наносимой на опытный нагреватель из нержавеющей стали, до величины, превышающей глубину проникновения температурной флуктуации в стенке под растущим пузырем, приведет к резкому возрастанию коэффициента теплоотдачи. В сущности такой нагреватель будет вести себя как нагреватель, целиком изготовленный из серебра. Для проверки этого предположения на предварительно омедненную (толщиной приблизительно 10 мкм) теплоотдающую поверхность образца, изготовленного из нержавеющей стали, электрохимическим способом была нанесена пленка серебра толщиной несколько

сотен микрон. Шероховатость посеребренной поверхности пленки, оцененная по средней глубине микронеровностей, равнялась 5 мкм. Результаты опытов на таком нагревателе представлены на рис. 1-27, где они названы опытами, проведенными на серебряной поверхности нагрева. Видно, что температурные перегревы на посеребренной поверхности нагревателя значительно ниже, чем температурные перегревы в случае кипения азота на чистой поверхности из нержавеющей стали при той же плотности теплового потока.

Имея в виду, что значения поверхностных энергий исследованных металлов могут незначительно отличаться друг от друга, авторы провели серию опытов по кипению азота на поверхностях нагрева, имеющих фторопластовое покрытие и покрытие из сплава Вуда, т. е. покрытия из материалов, поверхностные энергии которых малы и резко отличаются от поверхностных энергий исследованных металлов. Сплав Вуда наносился в расплавленном состоянии на облуженный бронзовый нагреватель. Фторопластовая пленка создавалась путем нанесения фторопластового лака 42Л на никелевый нагреватель с последующей термической обработкой. Толщина покрытия в обоих случаях составляла примерно 300 мкм. В первом случае толщина пленки измерялась микрометром с точностью  $\pm 5$  мкм, во втором — магнитным толщиномером с точностью  $\pm 1$  мкм. Принимая во внимание малую поверхностную энергию фторопласта, можно было предположить, что в случае, когда определяющее влияние на интенсивность теплоотдачи при кипении оказывают физико-химические свойства, для достижения на фторопласте развитого пузырькового кипения потребуются меньшие, по сравнению с исследованными металлами, перегревы стенки. В то же время фторопласт обладает малой величиной комплекса  $\sqrt{\lambda c \rho}$ . Поэтому если основной причиной различия коэффициентов теплоотдачи при одинаковом тепловом потоке при кипении на поверхностях нагрева из различных материалов являются теплофизические свойства последних, то значения температурных напоров должны быть максимальными. Опыт (см. рис. 1-27) вновь подтверждает второе предположение. Кривая кипения на фторопластовой поверхности заняла крайнее правое положение, а кривая кипения на поверхности, изготовленной из сплава Вуда, в соответствии с величиной комплекса V  $\lambda c \rho$  сплава Вуда — между кривыми, полученными в опытах на поверхностях нагрева из никеля и железа армко.

Кипение на поверхностях из различных металлов начиналось при существенно различных температурных напорах и плотностях теплового потока (табл. 1-5). Как видно из табл. 1-4 и 1-5, температурный напор, соответствующий началу кипения, увеличивается с уменьшением величины коэффициента аккумуляции теплоты (комплекса  $\sqrt{\lambda c \rho}$ ) металла. При этом

$$\Delta T_{\rm sk} \sim (\sqrt{\lambda c \rho})^{-0.7}. \tag{1-9}$$

Визуальными наблюдениями за процессом кипения азота в пленке обнаружено, что закипание на разных материалах при атмосферном давлении начинается при различных температурных напорах. Кроме того, кипение на поверхностях нагрева из серебра и меди развивалось так быстро, что незначительное увеличение перегрева стенки вызывало резкое возрастание количества центров парообразования. На поверхностях из нержавеющей стали и фторопласта кипение развивалось медленно и получение на них столь же большого числа центров парообразования требовало значительно больших перегревов стенки. Подобная закономерность еще более четко проявилась при изучении кипения

гелия. Кривые на рис. 1-26 и 1-28 ясно показывают, что температура закипания на поверхности медного образца в 6—7 раз ниже температуры закипания, полученной на образце из стали X18H9T.

При кипении гелия в большом объеме на медном образце паровые пузыри существовали уже при тепловой нагрузке  $q \approx 20~{\rm Bt/m^2}$  и температурном напоре  $\Delta T \approx 0.02~{\rm K}$ , т. е. наинизших показателях, имевших место в наших опытах. В то же время при той же тепловой нагрузке на

Таблица 1-5 Параметры кипения гелия и азота на поверхностях из различных металлов

Жидкость, словия прове- дения опытов	Параметры	Медь	Брояза	Никель	Латунь	Нержавею щая сталь
Гелий,	Δ <i>T</i> <sub>3K</sub> , K	Менее 0,025	0,05	0,065	0,085	0,14
большой объем	$q_{3K}$ , $B_{\rm T}/{ m M}^2$	Менее 15	16	19	23	38
OOBCM	<sup>8</sup> Δ7 <sub>KD1</sub> , K	0,15	0,32	0,34	0,38	0,34
	q <sub>KD1</sub> ·10-4, Br/M <sup>2</sup>	0,35	0,20	0,16	0,15	0,024
Гелий,	Δ <i>T</i> <sub>3K</sub> , K	and a secondary	0,05	0,07	0,09	0,17
пленка	q <sub>зк</sub> , Вт/м²		55	70	105	180
	$\Delta T_{\rm Kp1}$ , K	0,195	0,42	0,44	0,44	0,41
	$q_{\rm Kp1} \cdot 10^{-4}, \; {\rm Br/m^2}$	0,58	0,35	0,305	0,24	0,055
Азот,	Δ <i>T</i> <sub>3K</sub> , K		Sorii yu	3.5	900	
большой объем	q <sub>зк</sub> ·10-4, Вт/м <sup>2</sup>	NOTE TO THE POST OF	out the same	-	-	-
OODEM	$\Delta T_{\rm Kp1}$ , K	5,0	7,4	1 4 <u>m</u> 81	5,9	14,3
	q <sub>кр1</sub> ·10-4, Вт/м <sup>2</sup>	12,0	11,2	0.00	9,8	9,2
<b>А</b> зот,	Δ <i>T</i> <sub>3K</sub> , K	2,4	3,3	2 ((7 ba))) ( 1 - 19)	2,8	5,5
пленка	q <sub>3K</sub> ⋅10 <sup>-4</sup> , Br/м <sup>2</sup>	1,4	1,7	-	1,5	2,5
(a) (O) (S)	$\Delta T_{\rm Kp1}$ , K	5,9	10,0	8,1	7,5	20,2
	q <sub>Kp1</sub> ·10-4, B <sub>T</sub> /M <sup>2</sup>	20,3	26,8	22,0	21,7	33,0

Примечания: 1. Приведенные в таблице опытные данные получены на технических поверхностях нагрева.
2. Приведенные данные по кипению азота в большом объеме относятся к стержням d=10 мм.

образцах из бронзы, никеля, латуни и нержавеющей стали паровые пузыри отсутствовали. На образце из нержавеющей стали паровые пузыри появлялись лишь при нагрузке  $q \approx 40~\mathrm{Bt/m^2}$  и  $\Delta T \approx 0,15~\mathrm{K}$ . Для каждого из металлов температурные напоры, соответствующие закипанию в пленке и в большом объеме, приблизительно одинаковы. В табл. 1-5 приведены значения температурных напоров, при которых начиналось кипение гелия на образцах из различных металлов. Эти температурные напоры оказались разными, и для каждого из исследованных металлов кипение начиналось при вполне определенном температурном напоре, значение которого неизменно сохранялось от опыта к опыту. Аналогичные результаты были получены и при кипении обычных жидкостей [4, 195, 198].

Можно предположить, что различные значения температурных напоров, определяющих начало кипения жидкостей на разных металлах, вызваны следующим механизмом:

при одинаковых перегревах стенки  $\Delta T$  вероятность появления паровых зародышей на поверхностях нагрева, выполненых из различных металлов, очевидно, одинакова. Однако дальнейшая судьба зародышей должна быть, с нашей точки зрения, различной. Известно, что спустя несколько миллисекунд после появления зародыша скорость роста парового пузыря не зависит от динамических эффектов, определяемых уравнением Релея [451], а определяется интенсивностью подвода теплоты к поверхности

пузыря.

Поступление теплоты в пузырь возможно двумя путями: от теплоотдающей стенки и перегретой жидкости. Если предположить, что вершина пузыря может находиться в жидкости, имеющей температуру ниже температуры пара в пузыре, то на части поверхности пузыря будет происходить конденсация пара. Очевидно, что в этих условиях «судьба» пузыря будет определяться соотношением интенсивностей подвода и отвода теплоты от поверхности раздела фаз. Чем выше коэффициент аккумуляции теплоты материала теплоотдающей поверхности при прочих равных условиях, тем выше вероятность закипания. Для материалов с низкой аккумулирующей способностью закипание может произойти лишь при более высоком температурном напоре. Подобное объяснение безусловно является приближенным, однако, с нашей точки зрения, правильно отражает физическую картину явления и дает возможность качественно оценить полученные результаты.

Следует отметить весьма своеобразное закипание гелия на всех исследуемых поверхностях нагрева. Визуальные наблюдения за процессом показали, что в момент закипания гелия на поверхности нагрева появлялись отдельные пятна центров парообразования, которые быстро покрывали всю поверхность даже при незначительном увеличении теп-

лового потока.

Дальнейшее повышение тепловой нагрузки не приводило к росту числа действующих центров парообразования; увеличивались в размерах лишь отдельные из большого числа паровых пузырей, поднимающихся от поверхности нагрева. Иначе говоря, плотность центров парообразования достигала своего насыщения практически в момент закипания; увеличение теплосъема с единицы поверхности (при повышении тепловой нагрузки) происходило, очевидно, лишь за счет возрастания скорости роста паровых пузырей при неизменности их общего числа.

Опыты показали, что температурный напор, соответствующий первому кризису кипения на поверхности из меди, значительно ниже, чем для других исследуемых металлов. Так, при кипении гелия на медной поверхности  $\Delta T_{\rm кр1}{\approx}0,17$  K, а для бронзы, никеля и нержавеющей стали лежит в пределах  $0,32{=}0,38$  K. Эти значения критических температурных напоров согласуются с результатами, полученными в работах [92, 403], и значительно ниже, чем в работе [283]. Значения  $\Delta T_{\rm кр1}$  из последней работы, лежащие в пределах  $0,95{=}1,37$  K, очевидно, можно считать ошибочными, так как значение максимально возможного перегрева для жидкого гелия при давлении  $1{\cdot}10^5$  Па, рассчитанное по уравнению Ван-дер-Ваальса, равно приблизительно 0,47 K.

Анализ значений первой критической плотности теплового потока (см. табл. 1-5 и рис. 1-25—1-28) показывает, что как при кипении азота и гелия в большом объеме, так и в пленке, эти значения снижаются по мере ухудшения теплофизических характеристик материала теплоотдаю-

щей поверхности.

Следует заметить, что первые критические плотности тепловых потоков для гелия, полученные в наших опытах, были несколько ниже, чем в работах [92, 283, 403]. По-видимому, использованные нами технические материалы имели более низкие значения теплофизических свойств, входящих в комплекс  $\sqrt{\lambda c\rho}$ .

Экспериментальное, при помощи высокоскоростной киносъемки, изучение скорости роста и отрывных диаметров паровых пузырей азота, воды и этанола на поверхностях нагрева, изготовленных из меди, никеля и нержавеющей стали [38, 68, 199], позволяет сделать вывод, что указанные характеристики в значительной мере зависят от теплофизических свойств материала поверхности нагрева.

Подробнее результаты экспериментального изучения скоростей роста паровых пузырей на различных поверхностях нагрева будут обсу-

ждены в § 2-4.

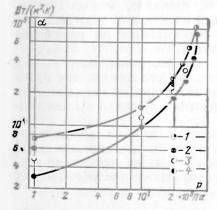
Влияние свойств материала на среднестатическую величину отрывных диаметров по данным [199] приведено в табл. 1-6.

Таблица 1-6 Значения  $D_{\rm o}$ , мм, для ряда жидкостей при кипении на различных поверхностях нагрева ( $p=1\cdot 10^{\rm b}$  Па)

Вода	Этанол	Азот	
$\Delta T = 8.9 \text{ K}$	$\Delta T = 8.5 \text{ K}$	$\Delta T = 8.2 \text{ K}$	
2,78	1,11	1,26	
1,82	0,97 0,81	1,07 0,87	
	$\Delta T = 8.9 \text{ K}$ 2,78	$\Delta T = 8.9 \text{ K}$ $\Delta T = 8.5 \text{ K}$ 2,78 1,11 0,97	

На первый взгляд кажется неожиданным, что отрывные диаметры паровых пузырей при кипении зависят от свойств материала поверхности нагрева. Однако не следует забывать, что в число сил, действующих на паровой пузырь в момент отрыва наряду с поверхностным натяжением и подъемной силой входят также инерционные силы, возникающие в жидкости при росте пузыря. Последние, как известно, являются функцией скорости роста парового пузыря, через которую, очевидно, и проявляется эффект влияния теплофизических свойств материала на отрывные диаметры.

Исследования [52] по кипению азота на различных металлах (медь, латунь, нержавеющая сталь) при давлениях от 1·105 до 32·105 Па показали, что влияние материала на интенсивность теплоотдачи с ростом давления несколько ослабевает (рис. 1-30). Так, если при нормальном давлении и одинаковом температурном напоре плотность теплового потока на медной поверхности почти в 10 раз превышает плотность теп-



лового потока на поверхности из нержавеющей стали, то при давлении 32 ⋅ 10 Па эта разница уменьшается до двукратной величины.

Аналогичные результаты получены Д. А. Лабунцовым с сотрудниками [32,

Рис. 1-30. Сравнение коэффициентов теплоотдачи при кипении азота на поверхностях нагрева из различных металлов при  $q=2\cdot 10^4~{\rm Br/m^2}$  при давлениях от  $1\cdot 10^5$  до  $32\cdot 10^5~{\rm Ha}$  (условия проведения опытов см. на рис. 1-6 и 1-7) [52]. I — медь; 2 — латунь; 3 — никель; 4 — нержавеющая сталь 33, 65] при изучении кипения обычных жидкостей на поверхностях нагрева, изготовленных из серебра, меди и нержавеющей стали в широком диапазоне давлений.

Исследование теплоотдачи при кипении азота на торцах стержней, изготовленных из различных материалов (медь, никель и нержавеющая сталь), при пониженных давлениях [88] показало, что расслоение кривых кипения в зависимости от теплофизических свойств материала стержня сохраняется вплоть до давлений, близких к тройной точке. При этом количественное соотношение между коэффициентами теплоотдачи, полученными при кипении на поверхностях из различных материалов в широком диапазоне давлений, включая атмосферное, практически не меняется.

Подобное заключение, противоречащее на первый взгляд выводам работы [198], может быть объяснено относительно высокой (по сравнению с водой) величиной приведенного давления  $p/p_{\rm kp}$  для азота даже

вблизи тройной точки.

Как известно, растущему на твердой поверхности нагрева паровому пузырю теплота может передаваться не только от твердого тела через микрослой ( $Q'_{\rm исп}$ ), но и от слоя перегретой жидкости, целиком или частично обволакивающего пузырь ( $Q''_{\rm исп}$ ). Наличие такого слоя экспериментально обнаружено в работах [247, 485, 486]. Поскольку зависимость интенсивности теплоотдачи при кипении от теплофизических свойств материала поверхности нагрева связана исключительно с первой из этих составляющих, то следует ожидать, что эта зависимость будет наиболее ярко выражена при условии  $Q'_{\rm исn} \gg Q''_{\rm исn}$ . По мере увеличения относительной доли теплоты, поступающей в пузырь от перегретой жидкости, влияние теплофизических свойств материала поверхности нагрева должно постепенно уменьшаться и совершенно исчезать в области, где  $Q''_{\text{исп}}\gg Q'_{\text{исп}}$ . Как показывают оценки [68, 106] (см. также § 2-2), для реальных сочетаний материал твердого тела — жидкость, исключая жидкие металлы, подобное соотношение может выполняться только при низких давлениях. В точном соответствии с этим выводом находятся результаты работы [236], в которой авторы исследовали теплоотдачу при кипении воды на трубках, изготовленных из различных материалов, в условиях пониженных давлений. Было установлено, что при уменьшении давления ниже атмосферного расслоение кривых кипения  $q = f(\Delta T)$ в зависимости от теплофизических свойств материала трубки уменьшается и при  $p=0,01\cdot 10^5$  Па практически исчезает. Следовательно, при достаточно низких давлениях может существовать зона автомодельности процесса пузырькового кипения относительно теплофизических свойств материала греющей поверхности.

Таким образом, экспериментальное изучение пузырькового кипения криогенных жидкостей, как, впрочем, и обычных, позволяет выявить четкую зависимость интенсивности теплоотдачи от комплекса теплофизиче-

ских свойств материала поверхности нагрева.

Большему значению величины  $V\lambda c\rho$  при прочих одинаковых условиях соответствует более высокий коэффициент теплоотдачи. Для криогенных жидкостей подобное влияние теплофизических свойств на интенсивность теплоотдачи и внутренние характеристики процесса пузырькового кипения особенно значительно, что делает вполне обоснованной постановку вопроса о необходимости учета в расчетных соотношениях по теплоотдаче теплофизических свойств материала поверхности нагрева.

# 1-4. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОКРЫТИЯ И ТОЛЩИНА НАГРЕВАТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

Несмотря на чрезвычайно большое число исследований, посвященных изучению внутренних характеристик и закономерностей теплообмена при пузырьковом кипении, информация о влиянии толщины теплопередающей стенки на интенсивность теплоотдачи крайне ограничена. В доступной литературе нам удалось обнаружить всего лишь несколько публикаций [88, 136, 232, 357, 415, 425], в которых так или иначе затрагивается этот вопрос. Из них лишь одно исследование [88] проводилось на криогенных жидкостях.

Следует заметить, что в подавляющем большинстве работ отсутствуют точные сведения о теплофизических свойствах материала поверхности нагрева, степени ее шероховатости, условиях смачивания и других факторах, которые могут серьезно изменять картину процесса. Следовательно, практически отсутствует возможность корректного сопоставления данных различных авторов по выявлению влияния толщины тепло-

передающей стенки на интенсивность теплоотдачи.

В работе В. Мак-Адамса с сотрудниками [415] изучалась интенсивность теплоотдачи при кипении воды на платиновых проволочках различного диаметра (0,1; 0,2; 0,4; 0,6 мм) при атмосферном давлении. Авторы обнаружили увеличение температурного напора с уменьшением диаметра при одинаковой тепловой нагрузке. Так, например, при q= =6,3·10<sup>5</sup> Вт/м² для проволочки диаметром 0,4 мм  $\Delta T$ =18 K, а диаметром 0,1 мм —  $\Delta T$ =23 K. Каких-либо объяснений обнаруженного эффектром 0,1 мм —  $\Delta T$ =23 К.

та в работе не приводится.

В экспериментах С. Ишигаи и Т. Куно [357], где основным предметом исследования была переходная область кипения дистиллированной воды при  $p=1\cdot 10^5$  Па, в качестве нагревателей использовались вертикально расположенные медные трубки с внешним диаметром 40 мм и толщиной стенки 1 и 4 мм. Боковая поверхность трубок, на которой происходило кипение, хромировалась или полировалась. Шероховатость поверхности контролировалась для каждого образца в нескольких произвольно выбранных точках. Часть полученных в этой работе экспериментальных данных (главным образом вблизи первого кризиса) относится к области пузырькового кипения. Если сопоставить данные авторов для трубок с различной толщиной стенки и одинаковой обработкой поверхности нагрева, то оказывается, что на более толстостенной трубке теплоотдача при пузырьковом кипении выше: при  $\Delta T = 22$  K для трубок с полированной поверхностью  $q=7,1\cdot10^5~{\rm Br/m^2}$  при толщине стенки трубки 1 мм и  $q=9.7\cdot10^5~{\rm Br/m^2}$  при толщине стенки 4 мм. Приблизительно такое же расслоение обнаруживается и для трубок с хромированной поверхностью.

Авторы работы [232] исследовали теплоотдачу при пузырьковом кипении дистиллированной воды на длинных, порядка 660 мм, горизонтально расположенных трубках диаметром  $25,4\times0,9$  мм из нержавеющей стали с металлическими покрытиями: медь, цинк, олово, никель, кадмий и хром. Покрытия наносились гальваническим способом, их толщина составляла примерно 0,12 мм. Было установлено, что различные покрытия могут изменять температурный напор для данного теплового потока более чем на 50% как в сторону его увеличения (медь, хром, кадмий), так и в сторону уменьшения (никель, олово, цинк). При температуре насыщения в нормальных условиях ( $T_s$ =373,15 K) нержавеющая сталь обладает меньшим коэффициентом аккумуляции теплоты

√ λcρ, чем все металлы, использованные для покрытия. В связи с этим нанесение покрытий из этих металлов при соблюдении идентичности всех остальных условий эксперимента должно было бы смещать кривую кипения в сторону уменьшения температурных напоров. Тем не менее в опытах с никелевым, оловянным и цинковым покрытиями наблюдалось обратное явление: увеличение температурных напоров. Это обстоятельство свидетельствует о том, что в экспериментах, по-видимому, имели место побочные эффекты, действие которых оказывало значительное влияние на интенсивность процесса кипения. На один из таких эффектов указывают сами авторы: в процессе предварительного кипения, предшествовавшего началу каждого опыта, визуально отмечалась коррозия поверхности медного, цинкового, а также кадмиевого покрытий. Заметим, что применение медного и цинкового покрытий вызывало наибольшее отклонение кривой кипения от первоначального положения. Приближенная оценка, проведенная авторами работы [232], показала, что учет различия в теплофизических свойствах материала покрытия и подложки (трубки) не объясняет полностью полученных экспериментальных результатов. В случае отсутствия влияния других факторов нанесение медного покрытия толщиной 0,12 мм должно было бы приводить к увеличению теплоотдачи лишь на 30%, в то время как в опытах теплоотдача увеличивалась на 200-250%. В связи с этим нельзя не согласиться с мнением самих авторов, что полученное расслоение опытных данных объясняется не только различием в теплофизических свойствах материала покрытия и подложки. Ясно, что из-за наличия посторонних эффектов, искажающих истинную картину процесса, результаты работы [232] не могут быть привлечены для каких-либо оценок влияния толщины теплопередающей стенки на интенсивность кипения.

Ф. Мур и Р. Меслер [425], измеряя колебания температуры поверх ности нагрева под растущим паровым пузырем, предприняли попытку оценить глубину проникновения температурных возмущений в толщу материала поверхности нагрева. Используя решение Г. Карслоу и Ц. Егера [75] о распределении температур в полубесконечном теле, с поверхности которого в течение непродолжительного момента времени теплота отводится с постоянной скоростью, авторы для условий своего эксперимента (кипение воды на нихромовой ленте толщиной 1,5 мм) получили, что температурные возмущения можно считать несущественными на расстоянии более чем 0,25 мм от поверхности кипения.

В. К. Кошкин с сотрудниками [136] пришли к выводу, что толщина теплопередающей стенки б должна учитываться в соотношении для расчета теплоотдачи при кипении в том случае, когда

Fo = 
$$\frac{\bar{a}_w \bar{b}_p}{\delta^2_w} < 0.25$$
, (1-10)

где  $a_w$  — коэффициент температуропроводности материала стенки,  $\tau_p$  — время роста

парового пузыря.

Это заключение авторы сделали, используя предложенный Майкиком и Розеноу [423] подход к определению теплоотдачи при кипении и учитывая при этом нестационарные аспекты этого процесса.

На рис. 1-31 и 1-32 приведены данные работы [88] по теплоотдаче при кипении азота при атмосферном давлении на трубках внутренним диаметром 11 мм, длиной 100 мм и толщиной стенки от 3,5 до 0,2 мм, выполненных из меди М-1, нержавеющей стали Х18Н9Т и латуни ЛМ-62. Шероховатость теплоотдающих поверхностей трубок соответствовала 6-7-му классам чистоты. Нетрудно видеть, что с уменьшением толщины стенки  $\delta$  интенсивность теплоотдачи на медной и латунной трубках уменьшается, причем это уменьшение более заметно для медной трубки. При  $q = 6 \cdot 10^4~{\rm Br/m^2}$  коэффициент теплоотдачи на медной трубке с толщиной стенки 3,5 мм превосходит в 1,8 раза коэффициент теплоотдачи на такой же трубке, но имеющей толщину стенки 0,2 мм. Для латунных трубок с толщиной стенки 3,5 и 0,3 мм при той же плотности теплового потока отношение коэффициентов теплоотдачи равно 1,35. Особо сле-

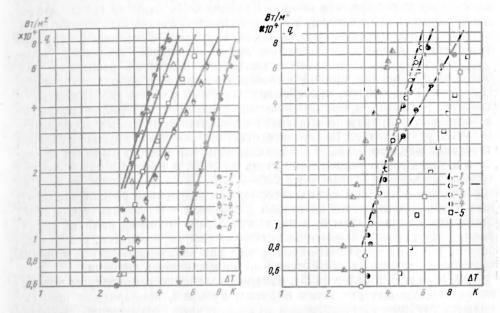


Рис. 1-31. Сравнение теплоотдачи при пузырьковом кипении азота на трубках из меди М-1 и нержавеющей стали X18H9T с различной толщиной стенки  $\delta(R_z=5 \div 10 \text{ мкм,}$  вертикальная ориентация,  $p=1\cdot 10^5$  Па, свойства металлов приведены в табл. 1-7) [88].

Медная трубка: I, 2, 3, 4 — соответственно  $\delta$ =3,5; 1,0; 0,4; 0,2 мм. Трубка из нержавеющей стали: 5, 6 — соответственно  $\delta$ =3,5; 0,25 мм. Сплошные линии — по уравнешию (3-26) с помощью соотношений (3-47) и (3-51).

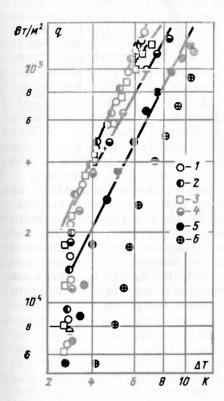
Рис. 1-32. Сравнение теплоотдачи при пузырьковом кипении азота на латунной (JM-62) трубке с различной толщиной стенки  $\delta$  и на трубках из меди (M-1) и нержавеющей стали (X18H9T) с толщиной стенки  $\delta$ =3,5 мм (условия опыта те же, что указаны на рис. 1-31) [88].

1- медь М-1; 2, 3, 4- латунь ЛМ-62, соответственно  $\delta$  = 3,5; 0,6; 0,3 мм; 5- нержавеющая сталь X18Н9Т. Сплошные ливин — по уравнению (3-26) с помощью соотношений (3-47) и (3-51).

дует подчеркнуть, что снижение интенсивности теплоотдачи сопровождается изменением характера кривых кипения, которые на медных трубках с толщиной стенки 1,0; 0,4 и 0,2 мм, а также на латунных трубках с толщиной стенки 0,6 и 0,3 мм оказываются изогнутыми в сторону более высоких температурных напоров. Так, если для трубок с толщиной стенки 3,5 мм справедлива зависимость  $q \approx \Delta T^3$ , то при утонении стенки показатель степени n существенно уменьшается. Кроме того, его вначение начинает зависеть от тепловой нагрузки, причем увеличение последней приводит к уменьшению значения n. Например, для медной трубки с толщиной  $\delta = 0,2$  мм при  $q = 1,8 \cdot 10^4$  Вт/м²  $n \approx 3$ , а при  $q = -6 \cdot 10^4$  Вт/м²  $n \approx 1.6$ . В то же время при уменьшении толщины стенки

трубки, изготовленной из нержавеющей стали, от 3,5 до 0.25 мм никаких изменений интенсивности теплоотдачи не наблюдается.

Экспериментальные данные работ [26, 88] по теплоотдаче при кипении азота на торцевой поверхности стержней, составленных из меди M-3 и нержавеющей стали X18H9T, при различных толщинах составляющих частей представлены на рис. 1-33 и 1-34. Теплофизические свойства этих материалов при T—77 K представлены в табл. 1-7.



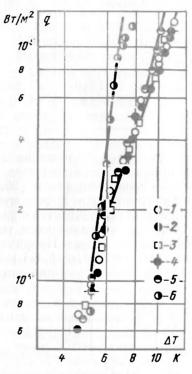


Рис. 1-33. Зависимость теплоотдачи от толщины  $\delta$  покрытия из меди M-3 при пузырьковом кипении азота на торце составного стержня d=12 мм; нержавеющая сталь X18H9T — подложка (горизонтальная ориентация, остальные условия опыта те же, что указаны на рис. 1-31) [88].

1, 2, 3, 4, 5, 6— соответственно 8-20; 4; 1,8; 0,6; 0,2; 0,0 мм. Сплошные линии — по уравнению (3-26) с помощью соотношений (3-46) и (3-54).

Рис. 1-34. Зависимость темплоотдачи от толщины  $\delta$  покрытия из нержавеющей стали X18H9T при пузырьковом кипении азота на торце составного стержня d=12 мм; медь М-3 — подложка (горизонтальная ориентация, остальные условия опыта те же, что указаны на рис. 1-31) [88].

1, 2, 3, 4, 5, 6 — соответственно  $\delta$ =11,1; 3,2; 1,0; 0,4; 0,2; 0,04 мм. Сплошные линии — по уравнению (3-26) с помощью соотношений (3-46) и (3-54).

При толщине медного покрытия  $\delta$ =1,8 мм вблизи первого кризиса наблюдается некоторое отклонение кривой кипения в сторону увеличения температурного напора  $\Delta T$ . Дальнейшее уменьшение толщины медного покрытия приводит к более ощутимому перестроению кривой кипения, аналогичное тому, которое происхедит в опытах с трубками (см. рис. 1-31 и 1-32): в соотношении  $q \sim \Delta T^n$  показатель степени n оказыва-

ется зависящим от q и  $\delta$  так, что его значение уменьшается с ростом тепловой нагрузки и уменьшением толщины медного покрытия. Интенсивность теплоотдачи при этом снижается. При  $\delta$ =0 кривая кипения занимает положение, в точности соответствующее положению кривой кипения на торце однородного массивного стержня из нержавеющей стали.

Таблица 1-7

Теплофизические свойства ряда материалов при Т == 77К

Матернал	λ·10 <sup>-2</sup> , Вт/(м·К)	c, кДж/(кг·К)	р.10 <sup>-3</sup> , кг/м²	a-10⁴, м²/с	$V_{\lambda c p \cdot 10^{-4}}$ , BT · c <sup>1/2</sup> /(M <sup>2</sup> ·K)
Медь М-1 Медь М-3 Никель Н-1 Латунь ЛМ-62 Бронза Бр-ОФ6,5-0,15 Нержавеющая сталь X18H9T	3,8 1,4 0,55 0,52 0,20 0,09	0,2 0,18 0,17 0,18 0,18 0,16	8,9 8,9 8,8 8,6 8,7 7,8	2,1 0,875 0,37 0,34 0,13 0,072	2,6 1,5 0,90 0,90 0,55 0,32

На рис. 1-35 показана зависимость коэффициента теплоотдачи от толщины медного покрытия, нанесенного на торец массивного стержня из нержавеющей стали [26, 88], для нескольких значений плотности теплового потока. Этот рисунок наглядно демонстрирует, что снижение теплоотдачи начинается при определенной толщине медного покрытия  $\delta_*$ , причем с увеличением тепловой нагрузки снижение начинается при больших толщинах. Например, для q=4·10<sup>4</sup> Bt/м²  $\delta_*$ ≈0,6 мм, тогда как для q=8·10<sup>4</sup> Bt/м²  $\delta_*$ ≈1,1 мм. Кроме того, влияние толщины медного покрытия более заметно при высоких тепловых нагрузках.

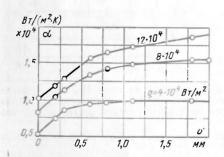


Рис. 1-35. Зависимость коэффициента теплоотдачи при кипении от толщины медного (М-3) покрытия δ с подложкой из нержавеющей стали X18Н9Т (горизонтальная ориентация, остальные условия опытов те же, что указаны на рис. 1-31) [88].

Каких-либо изменений интенсивности теплоотдачи при кипении на медном стержне с покрытием из нержавеющей стали при уменьшении толщины покрытия от 11,1 до 0,4 мм не наблюдается (см. рис. 1-34). Однако в опытах при толщине покрытия  $\delta$ =0,2 мм и особенно при  $\delta$ =0,04 мм было обнаружено отклонение кривой кипения в область более низких температурных напоров по сравнению с ее положением при больших толщинах покрытия из нержавеющей стали, т. е. в ту область, где расположена кривая кипения, полученная на торце однородного медного стержня. В отличие от характера перестроения, которое происходит при уменьшении толщины медного покрытия с подложкой из нержавеющей стали, в данном случае кривые кипения (для  $\delta$ =0,2 мм часть кривой при  $q \ge 9 \cdot 10^4$  BT/м²) оказываются более крутыми, чем на торце

массивных однородных стержней. Если для последних справедливо соотношение  $q \sim \Delta T^3$ , то для толщины покрытия из нержавеющей стали  $\delta = 0.04$  мм на медной подложке  $q \sim \Delta T^3$ .

Полученным в работах [26, 88] опытным данным можно дать следующее объяснение. В процессе микрослоевого испарения жидкости в пузырь важную роль играют собственные тепловые запасы твердого тела. Поэтому максимально возможная интенсивность процесса кипения в заданных условиях (тепловая нагрузка, давление, шероховатость, теплофизические свойства греющей поверхности и жидкости) может быть достигнута лишь тогда, когда теплопередающая стенка обладает вполне определенными для этих условий тепловыми запасами. Если стенка не имеет таких запасов, то теплота, необходимая для испарения микрослоя, может быть частично заимствована из подложки. Очевидно, что если материал подложки имеет более низкий коэффициент аккумуляции  $\sqrt{\lambda c \rho}$ , чем материал покрытия, или подложка вообще отсутствует, то интенсивность теплоотдачи снижается. В противном случае, когда материал подложки имеет более высокий коэффициент аккумуляции, интенсивность теплоотдачи возрастает (кипение азота на торце медного стержня с покрытием из нержавеющей стали).

Изменение хода кривой кипения, свидетельствующее об уменьшении или увеличении интенсивности процесса, по-видимому, соответствует тому моменту, когда температурные возмущения, вызванные отбором теплоты для испарения микрослоя, достигают внутренней поверхности стенки (или покрытия). Здесь уместно заметить, что ограничение глубины проникновения температурных колебаний, обусловленных работой единичного центра парообразования, вряд ли может оказать серьезное воздействие на положение кривой кипения. Более важной величиной с точки зрения изменения интенсивности процесса следует признать некоторую среднюю глубину проникновения температурных колебаний  $h_{\mathrm{cp}}$ , определяемую влиянием всей совокупности действующих центров парообразования. Полученные в [26, 88] экспериментальные данные по теплоотдаче (рис. 1-32—1-34) позволяют установить тот момент, в который происходит отклонение кривой кипения от первоначального положения при уменьшении толщины теплопередающей стенки, и тем самым определить величину  $h_{\rm cp}$ , представляющую собой границу зоны автомодельности теплоотдачи относительно толщины теплопередающей стенки. Результаты такого определения в координатах  $h_{\rm cp} = f(\Delta T)$  приведены на

рис. 1-36.

Рассмотрение данных, приведенных на рис. 1-36, позволяет заключить, что средняя глубина проникновения температурных возмущений  $h_{
m cp}$  увеличивается с ростом гепловой нагрузки и с улучшением теплопроводящих свойств материала нагревательного элемента. Для теплопередающей стенки толщиной в какие-либо изменения интенсивности теплоотдачи по сравнению с интенсивностью теплоотдачи на массивном твердом теле, изготовленном из того же материала, происходят лишь тогда, когда выполняется соотношение  $h_{cp} > \delta$ . Чем больше величина  $h_{cp}$  превышает толщину  $\delta$ , тем более заметна ограниченность тепловых запасов стенки и существеннее изменение теплоотдачи. При этом следует подчеркнуть, что для нагревателей с толщиной стенки δ, удовлетворяющей условию  $\delta \gg h_{\text{ср.макс}}$ , где  $h_{\text{ср.макс}} \sim$  глубина проникновения температурных возмущений при критической тепловой нагрузке  $q_{\text{кр1}}$ , никаких изменений теплоотдачи для всей области пузырькового кипения не происходит. С этих позиций становится ясным, почему для случая одинаковых тепловых запасов медной трубки и трубки из нержавеющей стали с толщиной стенок 0,2 и 0,25 мм соответственно [для меди  $c\rho$  = =1,8·10<sup>5</sup> Дж/(м³·К) и для нержавеющей стали  $c\rho$ =1,2·10<sup>5</sup> Дж/(м³·К)] интенсивность теплоотдачи по сравнению с аналогичной толстостенной трубкой  $\delta$ =3,5 мм оказывается заметно ниже для первой, тогда как для второй сколько-нибудь заметных изменений не наблюдается (см. рис. 1-31). Вследствие относительно невысоких теплопроводящих свойств нержавеющей стали теплота для испарения микрослоя может отбираться лишь из слоев трубки, которые находятся вблизи поверхности кипения. Поэтому при кипении на толстостенной трубке из нержавеющей стали ее значительные тепловые запасы не могут быть использованы и, следовательно, толщина стенки может быть значительно уменьшена без ухудшения теплоотдачи. Однако даже в этом случае, очевидно, существует нижний предел такого уменьшения толщины, что подтверждается результатами экспериментов, проведенных с покрытием из нержавеющей стали толщиной 0.04 мм (см. рис. 1-34). 0,04 мм (см. рис. 1-34).

Приведенные данные позволяют сделать поправку к известному положению об автомодельности теплоотдачи при пузырьковом кипении относительно размеров нагревательного элемента. Очевидно, что это

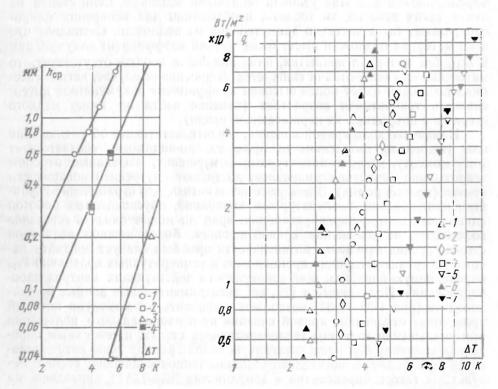


Рис. 1-36. Средняя глубина проникновения температурных возмущений при пузырьковом кипении азота [88].

I — медь М-3; 2 — латунь ЛМ-62; 3 — нержавеющая сталь X18Н9Т; 4 — расчет с поправкой по формуле (3-42). Сплошные линии — по формуле (3-41).

Рис. 1-37. Теплоотдача при кипении азота на трубках  $d=18\times3.5$  мм и торцах стержней d-12 мм, изготовленных из различных металлов ( $R_z=5-10$  мкм; ориентация трубок вертикальная, торцов стержней—горизонтальная;  $p=1\cdot10^5$  Па; свойства металлов приведены в табл. 1-7) [88].

Трубки: I — медь M-1; 2 — латунь ЛМ-62; 3 — никель H-1; 4 — бронза БрОФ-6,5-0,15; 5 — нержавею щая сталь X18H9T. Стержни: 6 — медь M-1; 7 — нержавеющая сталь.

положение справедливо только в том случае, когда изменение размеров нагревательного элемента не приводит к нарушению границы другой зоны автомодельности процесса — автомодельности относительно толщины теплопередающей стенки.

На рис. 1-37 и 1-38 приведены результаты экспериментального нсследования теплоотдачи при кипении азота на трубках толщиной 3,5

и 0,2-0,3 мм, выполненных из различных металлов [88]. Для толстостенных трубок (рис. 1-37) расслоение кривых  $a = f(\Delta I)$  в зависимости от теплофизических свойств материала греющей поверхности оказывается весьма существенным и приблизительно постоянным для всей области пузырькового кипения от момента закипания до первого кризиса. Отношение коэффициентов теплоотдачи при кипении на медной (М-1) и латунной (ЛМ-62) трубках составляет примерно 1,4 для одинаковых плотностей тепловых потоков, а для медной трубки и трубки из нержавеющей стали (X18Н9Т) это отношение возрастает до 2,2. Подобный характер зависимости был обнаружен и авторами настоящей монографии, когда в качестве поверхностей нагрева использовались торцевые поверхности массивных стержней. Данные из работы [88] для медного стержня и стержня из нержавеющей стали также представлены на рис. 1-37.

Характер расслоения кривых кипения азота для тонкостенных трубок совсем иной (рис. 1-38)). Влияние теплофизических свойств материала этих трубок проявляется в меньшей степени, чем для толстостенных, и, кроме того, соотношение интенсивностей теплоотдачи для различных трубок зависит от плотности теплового потока q так, что с увеличением q расслоение кривых  $q=f(\Delta I)$  уменьшается. Если при q==1,5·10<sup>4</sup> Вт/м<sup>2</sup> интенсивность теплоотдачи на медной трубке, имеющей толщину стенки 0,2 мм, превосходит интенсивность теплоотдачи на трубке из нержавеющей стали с толщиной стенки 0,25 мм в 1,9 раза, то при  $q=6.10~{\rm Br/m^2}$  — всего лишь в 1,3 раза. Для обеспечения корректности сопоставления кривых кипения на латунной (0,3 мм) и медной (0,2 мм) трубках был сделан пересчет результатов, полученных на последней, к толщине 0,3 мм на основе данных для толщин 0,2 и 0,4 мм (см. рис. 1-31). При этом для нескольких значений q определялся показатель степени n в соотношении  $\Delta T \sim \delta^n$ , который затем использовался при оценке температурного напора  $\Delta T$  для трубки с толщиной 0,3 мм. Результаты такого пересчета, приведенные на рис. 1-38, показывают, что интенсивность теплоотдачи при кипении на медной трубке толщиной 0,3 мм должна быть несколько выше, чем на латунной трубке такой же толщины. Для толстостенных трубок (см.

рис. 1-37) это различие существенно больше.

Таким образом, при изучении влияния теплофизических свойств материала нагревателя на интенсивность теплоотдачи при кипении необходимо принимать во внимание толщину его теплопередающей стенки.

Значительный интерес представляет изучение влияния размеров нагревателей с незначительной тепловой емкостью на

BT/M' Q 00 Δ ္က A ()-2 9 [I-3 00 0 0  $\nabla$  $\Delta T$ 

Рис. 1-38. Теплоотдача при кипении азота на тонкостенных трубках, изготовленных из различных металлов (условия проведения опытов те же, что на рис. 1-37) [88].

I — медь М-1,  $\delta$  = 0,2 мм; 2 — медь М-1,  $\delta$  = 0,3 мм (пересчет); 3 — латунь ЛМ-62,  $\delta$  = 0,3 мм; 4 — нержавеющая сталь X18Н9Т,  $\delta$  = 0,25 мм.

первую критическую плотность теплового потока. Подобное влияние отмечается рядом авторов [26, 28, 88, 121, 224, 249, 283, 360, 415, 489]. Большинство из этих работ [28, 121, 224, 360, 415, 489] посвящено исследованию кипения воды при атмосферном давлении. Исключение составляют работы [26, 88, 249, 283], где исследуемыми жидкостями были *п*-пропанол, азот и гелий соответственно.

Экспериментальные данные, полученные различными авторами [121, 224, 360, 415, 489] при кипении воды, приведены на рис. 1-39. Ана-

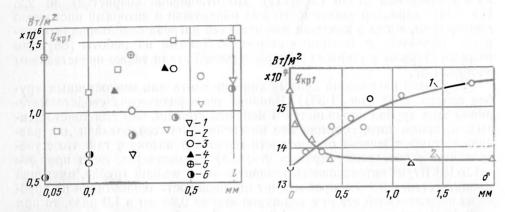


Рис. 1-39. Зависимость первой критической плотности теплового потока от размера нагревателей с незначительной тепловой емкостью при кипении воды  $(p=1\cdot 10^5~\Pi a)$ . I— вертикальные никелевые проволочки [224]; 2— вертикальные трубки из нержавеющей стали [360]; 3— горизонтальные платиновые проволоки [415]; 4— горизонтальные трубки [121]; 5, 6— вертикальные ленты из алюминия и нержавеющей стали соответственно [489].

Рис. 1-40. Зависимость первой критической плотности теплового потока от толщины покрытия (стержни d=12 мм,  $R_z=5\div10$  мкм,  $p=1\cdot10^5$  Па) [88]. 1— покрытие из меди М-3 на стержне из нержавеющей стали X18Н9Т; 2— покрытие из нержавеющей стали X18Н9Т на стержне из меди М-3.

лиз представленных данных говорит о существовании зависимости величины  $q_{\rm кр1}$  от характерного линейного размера нагревателя l (толщина — для трубок и лент, диаметр — для проволоки). Уменьшение этого размера приблизительно до 1 мм и ниже может приводить к заметному (более 100%) снижению первой критической плотности теплового потока. Изменение размеров нагревателя выше указанного предела не вызывает каких-либо эффектов.

Особо следует выделить уже рассматривавшиеся результаты работы Каммингса и Смита [283] (см. § 1-3 и рис. 1-24). Это единственное исследование по данному вопросу, проведенное на гелии, показавшее, что при уменьшении толщины оловянного покрытия от 10 мм до 0 происходит увеличение первой критической плотности теплового потока приблизительно на 30% (при  $\Delta T$ —4,2 K коэффициент аккумуляции меди выше, чем у олова).

Обнаруженная зависимость (см. рис. 1-24) не укладывается в привычные рамки наиболее распространенного гидродинамического толкования первого кризиса кипения [99, 509, 510]. Для ее объяснения авторы работ [136, 283, 489] совершенно справедливо обращают внимание на те явления нестационарной теплопроводности в твердом теле, которые могут возникать вблизи кризиса. Высыхание микрослоя жидкости

в центральной части поверхности нагрева под растущим пузырем приводит к непосредственному контакту стенки с паром и как следствие к резкому ухудшению локальных условий теплоотдачи. Температура стенки начинает расти, при этом скорость ее роста определяется как теплофизическими свойствами материала стенки, так и ее геометрическими размерами, в частности толщиной. Чем тоньше стенка, тем быстрее происходит ее разогрев. Если за время роста пузыря температура поверхности нагрева успевает превысить некоторое значение температуры, при котором контакт с жидкостью оказывается невозможным, то после отрыва пузыря образуется очаг пленочного кипения. В дальнейшем этот очаг может постепенно разрастаясь, либо захватывать новые участки поверхности нагрева, либо за счет растечек теплоты вдоль стенки снижать свою температуру настолько, что в нем может возобновиться пузырьковое кипение. Подобная точка зрения подтверждается результатами численного расчета нестационарного температурного поля, образующегося в твердом теле при возникновении контакта паровой фазы

с его поверхностью [489]. В табл. 1-8 и 1-9, а также на рис. 1-40 приведены опытные данные работы [88] по величине первой критической плотности теплового потока  $q_{\rm кр1}$  при кипении азота на торцевой поверхности стержней (табл. 1-8) и поверхности трубок (табл. 1-9). Эти данные показывают, что для стержней (горизонтальная ориентация греющей поверхности) и толстостенных трубок (вертикальная ориентация), выполненных из одинакового материала, отношение величин  $q_{\rm кр1}$  равно примерно 1,8. Влияние ориентации поверхности нагрева на первую критическую плотность теплового потока (см. также § 1-6) неоднократно отмечалось различными авторами для криогенных жидкостей, например, в работе [404]. Однако

Таблица 1-8 Значения  $q_{\rm Kp1}\cdot 10^{-4}$ ,  $Bm/{\it M}^2$ , при кипении азота на торцевой поверхности стержней из различных металлов и при различных давлениях

р·10 <sup>-5</sup> , Па	Медь М-3	Никель Н-І	Нержавеюшая сталь X18H9T	Покрытия из нержа- веющей стали X18Н9Т ( $\delta = 0.04$ мм) на меди М-3
1	15,6	14,4	13,5	14,6
0,4	12,4	11,2	10,6	11,9
0,16	11,3	10,6	10,1	10,7

Таблица 1-9

Значения  $a_{\rm km}\cdot 10^{-4}$ .  $Bm/{\rm M}^2$ , при кипении азота на поверхности трубок из различных металлов с различной толщиной ст²нки  $\delta$ ,  $p=1\cdot 10^5~{\rm Ha}$ 

δ, мм	Медь М-І	Никель Н-І	Латунь ЛМ-62	Бронза Бр-ОФ6,5-0,15	Нержавеющая сталь X18Н9Т
3,5	8,4 8,1	7,9	8,0	7,8	7,6
1,0	8,1	_		-	10000
0.6	Land To be the	0	7,9	Charles Williams	_
0,4	7,2	Programme and the second	DECEMBER 1	E DOTTONE	_
0.3	distributed in the second		7,2	113 5 13 12 13 11 11 11 11 11 11 11 11 11 11 11 11	SAR LLINE
0.25		- 35	Charles SVIII	e ava-17900	7,2
3,5 1,0 0,6 0,4 0,3 0,25 0,2	7,0	e schole (n.19)	-		-

оыло оы ошибочным связывать полученное различие только с влиянием ориентации. В работе [89] было установлено, что значение  $q_{\rm крl}$  при кипении азота зависит от диаметра медного стержня d так, что с его увеличением  $q_{\rm кpl}$  сначала уменьшается, а затем при  $a \ge 1$  о мм становится практически постоянным и равным примерно  $11 \cdot 10^4$  Вт/м². Аналогичный эффект был обнаружен и при кипении воды [113]. Подобная зависимость объясняется с позиций гидродинамической теории первого кризиса конечным числом струй удаляющегося пара для поверхности ограниченных размеров [89, 113]. С учетом результатов работы [89] отношение значений  $q_{\rm kpl}$  для горизонтальной и вертикальной ориентаций греющей поверхности больших размеров равно приблизительно 1,4.

Для стержней (см. табл. 1-8) и толстостенных (3,5 мм) трубок (см. табл. 1-9) было установлено, что с уменьшением коэффициента аккумуляции  $\sqrt{\lambda c}$ р материала образца  $q_{\rm kpl}$  снижается, хотя и в гораздо меньшей степени, чем интенсивность теплоотдачи (см. рис. 1-37). Первая критическая плотность теплового потока при атмосферном давлении для трубки из нержавеющей стали оказывается приблизительно на 9% меньше, чем на медной. Аналогичное снижение для стержней составляет 14%. Для пониженных давлений влияние теплофизических свойств материала нагревателя на первую критическую плотность теплового потока сохраняется практически без всяких изменений. Качественно такие же результаты были получены Каммингсом и Смитом [283] при кипении гелия. По данным этих авторов  $q_{\rm kpl}$  для гелия при атмосферном давлении на медной поверхности нагрева примерно на 30%

больше, чем на поверхности из нержавеющей стали.

Уменьшение толщины стенки трубки приводит к тому, что первый кризис кипения наступает при меньших плотностях тепловых потоков (см. табл. 1-9). Этот эффект наиболее заметен для медной трубки: при уменьшении толщины стенки от 3,5 до 0,2 мм величина  $q_{\rm кр}$  уменьшается приблизительно на 16% (для трубки из нержавеющей стали всего на 6%).

Представленные на рис. 1-40 экспериментальные данные по величине первой критической плотности теплового потока в зависимости от толщины медного покрытия с подложкой из нержавеющей стали, а также от толщины покрытия из нержавеющей стали с медной подложкой позволяют заключить, что нанесение медного покрытия приводит к росту  $q_{\rm Kp1}$ . Это увеличение происходит до толщины покрытия, равного 1,8 мм, когда первая критическая плотность теплового потока становится такой же, как и при кипении на торце однородного медного стержня (см. табл. 1-8). При дальнейшем увеличении толщины покрытия последняя не влияет на  $q_{\rm Kp1}$ . Нанесение покрытия из нержавеющей стали на медную подложку вызывает уменьшение первой критической плотности теплового потока. При этом толщина 0,4 мм оказывается достаточной для того, чтобы достигнуть той величины  $q_{\rm kp1}$ , которая характерна для стержня, целиком изготовленного из нержавеющей стали.

Результаты работы [88] еще раз подтверждают тот факт, что чисто гидродинамический подход к анализу первого кризиса кипения является известным приближением. Для объяснения зависимости значения первой критической плотности теплового потока от теплофизических свойств материала поверхности нагрева и от толщины теплоотдающей стенки необходимо учитывать тепловые аспекты этого явления и в первую очередь сопутствующие ему процессы нестационарной теплопроводности

в твердом теле.

#### 1-5. НАПРАВЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА («ГИСТЕРЕЗИС»)

В ряде исследований показано, что кривые кипения, полученные в экспериментах, проводимых при увеличивающейся от опыта к опыту тепловой нагрузке, не совпадали с кривыми, полученными при ее умень-

Явление несовпадения кривых  $q-f(\Delta T)$ , явление так называемого «гистерезиса», многократно отмеченное и в наших экспериментах, может наблюдаться на различных участках кривой кипения:

а) при переходе от конвекции к режиму пузырькового кипения (рис. 1-41);

б) непосредственно в области пузырькового кипения (рис. 1-42,

в) при переходе от пузырькового к пленочному режиму кипения

(рис. 1-43). В этом параграфе мы рассмотрим некоторые особенности первых

двух видов гистерезиса.

Явление гистерезиса в области перехода от конвекции к пузырьковому кипению, характерное как для криогенных, так и для обычных жидкостей, чаще всего наблюдается на достаточно гладких поверхностях

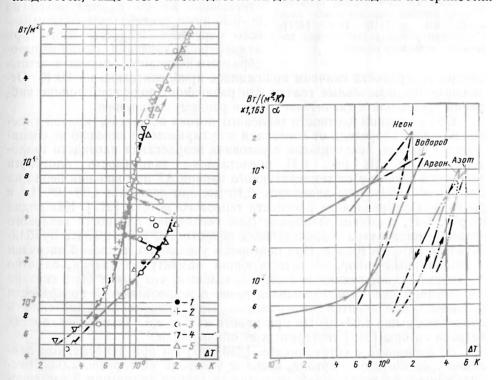


Рис. 1-41. Явление гистерезиса в области перехода от конвекции к пузырьковому режиму при кипении неона (проволочка, p=4,08·10 $^5$  [212]). 1— первое увеличение плотности теплового потока; 2— первое уменьшение плотности теплового потока; 3— второе увеличение плотности теплового потока; 4— второе уменьшение плотности теплового потока; 5— третье увеличение плотности теплового потока.

Рис. 1-42. Явление гистерезиса при пузырьковом кипении различных криогенных жидкостей на горизонтальной трубке диаметром d=3 мм при  $p=1\cdot 10^5$  Па [230].

нагрева, когда приняты определенные меры, исключающие загрязнения

жидкости и поверхности нагрева.

«Запаздывание» момента закипания (при увеличении тепловой нагрузки) приводит к аномальному характеру соответствующего участка кривой кипения. В одном случае подобное затягивание начала кипения приводит к вертикальным участкам на кривой кипения (рис. 1-44), в другом — к так называемым S-образным кривым (см. рис. 1-41 и 1-44). При этом после значительного перегрева теплоотдающей поверх-

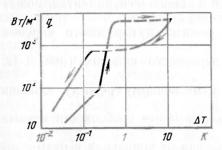


Рис. 1-43. Явление гистерезиса в областях развитого пузырькового и переходного кипения (гелий, большой объем, медный вертикальный диск  $d=12\,$  мм,  $p=1\cdot 10^5\,$  Па) [437]. Стрелками указаны направления изменения теплового потока.

ности происходит закипание, характеризующееся практически мгновенным возрастанием плотности центров парообразования и сопровождающееся резким понижением температуры стенки. В отдельных опытах наблюдались высокие перегревы стенки перед закипанием. Так, при кипении азота на торце медного стержня диаметром 10 мм, поверхность которого была обработана по 8-9-му классам чистоты, авторы при отсутствии кипения жидкости наблюдали перегревы стенки, достигающие 25-26 К, что всего на 2—3 К ниже температуры максимального перегрева жидкого азота при атмосферном давлении. После взрывообразного вскипания жидкости темпе-

ратура поверхности скачком понижалась приблизительно на 20 К. Отдельные непроизвольные толчки или различного рода посторонние виб-

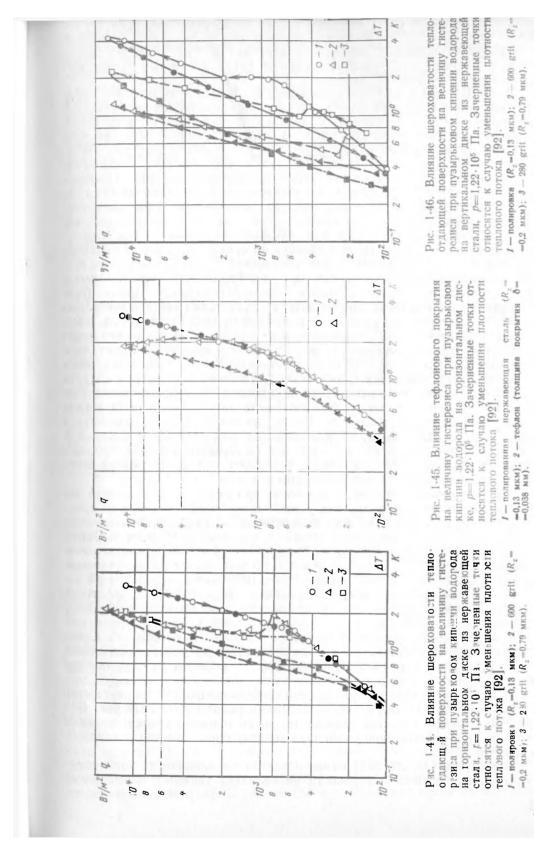
рации приводили к значительно более раннему закипанию.

При снижении плотности теплового потока положение кривой кипения в области перехода от конвекции к пузырьковому кипению не совпадает с кривыми, полученными в условиях возрастания плотности теплового потока. На рис. 1-41 представлена зависимость плотности теплового потока q от температурного напора  $\Delta T$  при кипении неона на платиновой проволоке диаметром 0,15 мм при давлении 4,08 · 105 Па и различных направлениях плотности теплового потока [212]. Как видно из рис. 1-41, в момент закипания (при увеличении плотности теплового потока) температура теплоотдающей поверхности уменьшалась приблизительно на один градус. При повторном увеличении тепловой нагрузки температурный напор, соответствующий моменту закипания, заметно увеличивался по сравнению с первоначальным, что может быть связано с удалением неконденсирующихся газов с теплоотдающей поверхности в процессе предварительного кипения. При атмосферном давлении и давлениях выше 4,08 · 105 Па при работе на тех же самых поверхностях нагрева авторы [212] гистерезиса не обнаружили.

Л. Бевилогуа с сотрудниками [230], изучая при атмосферном давлении кипение азота, аргона, неона и водорода на горизонтально расположенной теплоотдающей поверхности трубки диаметром 3 мм, свернутой в кольцо, наблюдал S-образные кривые лишь при кипении азота

и аргона.

В некоторых работах [122, 123, 142] отмечается, что затягивание момента закипания связано с малым временем выдержки каждого из исследованных конвективных режимов. Например, по мнению авторов [123], относительно быстрое прохождение конвективной области приво-



дит к замедленному росту толщины теплового пограничного слоя, а следовательно, и к затрудненным условиям для закипания. Подобное объяснение затягивания начала кипения, однако, не подтверждается нашими опытами и результатами работы [212], в которых время выдержки каждого режима конвекции было достаточно большим.

Характерно, что явление гистерезиса в области пузырькового кипения отмечается исследователями при кипении практически всех криогенных жидкостей. С увеличением тепловой нагрузки съем теплоты с поверхности нагрева осуществляется при прочих равных условиях при больших температурных напорах, чем при ее снижении (см. рис. 1-42).

Подобное явление связано, очевидно, с тем, что при увеличении плотности теплового потока для активизации новых центров парообразования необходимо некоторое дополнительное количество энергии и, следовательно, дополнительный перегрев поверхности. При снижении тепловой нагрузки активизированные ранее центры парообразования остаются работоспособными и при меньших  $\Delta T$ , приводя тем самым к большим коэффициентам теплоотдачи по сравнению с коэффициентами теплоотдачи, полученными при увеличении тепловой нагрузки. Наклон восходящих кривых кипения (при увеличении плотности теплового потока) обычно изменяется от опыта к опыту. Нисходящие кривые (при уменьшении плотности теплового потока) характеризуются значительно большей устойчивостью положения и лучшей воспроизводимостью. Если при снижении плотности теплового потока последний не достигает некоторой минимальной величины, то восходящая кривая кипения совпадает с нисходящей. Если же плотность теплового потока становится ниже этой минимальной величины, то восходящая кривая сдвигается в область больших температурных перегревов. Величина такого сдвига зависит от наинизшего значения плотности теплового потока, предшествующего увеличению тепловой нагрузки. После достижения q=0 получается новая восходящая кривая, не совпадающая, как правило, с начальной кривой кипения. Наибольшая величина гистерезиса имеет место при минимальных значениях плотности теплового потока и уменьшается пропорционально увеличению подводимой мощности.

Наклон кривых кипения, полученных при уменьшении тепловой нагрузки, значительно меньше, чем у восходящих кривых, и может изменяться в широких пределах в зависимости от обработки теплоотдающей поверхности. Это, например, наблюдалось в опытах Каммингса и Смита [283] при кипении гелия на торце медного стержня. Минимальное значение показателя степени n при температурном напоре  $\Delta T$  в уравнении  $q=C\Delta T^n$ , полученное в этой работе, равно 0,964 для поверхности нагрева, обработанной абразивным порошком со степенью зернистости 100 grit. Значения показателя степени при  $\Delta T$  по данным [225, 228, 283]

лежат в пределах 1,4—1,6.

Гистерезис может быть различным в зависимости от условий проведения опытов. Как показано в работах [92, 123], положение восходящих и нисходящих кривых кипения существенным образом зависит от вре-

мени выдержки каждого режима.

Исследование влияния физических свойств жидкостей на гистерезис в пузырьковой области проведено авторами работы [230]. На рис. 1-42 представлены данные этой работы по кипению азота, аргона, неона и водорода, полученные при различных направлениях изменения теплового потока.

В работах [15, 92, 235] отмечено заметное влияние чистоты обработки теплоотдающей поверхности на величину гистерезиса. Различие

в расположении кривых кипения водорода, полученных при увеличении и уменьшении плотности теплового потока на горизонтальном диске диаметром 25,4 мм из нержавеющей стали, обработанном с различной степенью чистоты [92], видно из рис. 1-44. Данные говорят о том, что загрубление теплоотдающей поверхности приводит к увеличению гистерезиса. Аналогичные результаты получены и на медном образце тех же размеров [92]. На полированных горизонтальных поверхностях гистерезис, как правило, либо отсутствует вообще, либо весьма незначителен и обнаруживается лишь в области малых тепловых потоков (вблизи области закипания). Отсутствие гистерезиса на полированных горизон-

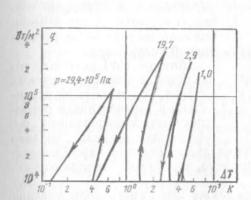


Рис. 1-47. Влияние давления на величину гистерезиса при пузырьковом жипении азота на горизонтальном медном диске F=290 мм²,  $R_z$ =0,2 мкм (сглаженные кривые) [228].

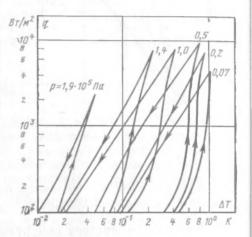


Рис. 1-48. Влияние давления на величину гистерезиса при пузырьковом кипении гелия на горизонтальном медном диске F=490 мм²,  $R_z$ =0,2 мкм (сглаженные кривые) [228].

тальных поверхностях говорит, по-видимому, о том, что при уменьшении тепловой нагрузки число выключающихся из работы центров парообразования приблизительно равно количеству впадин, активизирующихся при увеличении тепловой нагрузки.

При кипении водорода на поверхности из нержавеющей стали, покрытой тефлоном, также наблюдалось явление гистерезиса [92]. Однако в этом случае в отличие от результатов, полученных на поверхностях без покрытий, при увеличении подводимой мощности до некоторой величины и дальнейшей выдержке во времени температурный напор постепенно уменьшался, стремясь к значению, соответствующему нисходящей кривой кипения (рис. 1-45). Отмеченное обстоятельство, очевидно, и явилось причиной столь необычного характера кривой, имеющей тенденцию

 $\kappa$  уменьшению  $\Delta T$  при увеличении плотности теплового потока.

Изменение ориентации поверхности нагрева с горизонтального положения на вертикальное приводит к увеличению величины гистерезиса. Особенно этот эффект заметен при кипении на полированных поверхностях нагрева. На рис. 1-46 приведены кривые кипения, полученные при увеличении и уменьшении плотности теплового потока на вертикальной поверхности диска из нержавеющей стали, обработанной с различной степенью чистоты [92]. В работе [235] при кипении гелия на поверхно-

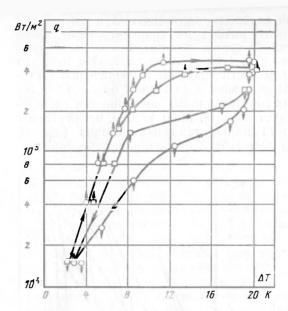


Рис. 1-49. Явление гистерезиса при пузырьковом кипении кислорода на торце покрытого платиной медного стержня d=19 мм, горизонтальная ориентация,  $p=1\cdot10^5$  Па [405].

 $\uparrow$  — увеличение плотности теплового потока;  $\downarrow$  — уменьшение плотности теплового потока.

сти вертикального медного цилиндра диаметром 25,4 мм, обработанного с различной степенью чистоты, также отмечен большой гистерезис на полированной поверхности.

Авторы [92] считают, что различие в поведении кривых кипения, полученных на вертикально и горизонтально расположенных полированных поверхностях нагрева, связано

с дополнительной активизацией потенциальных центров парообразования на вертикальных поверхностях нагрева, вызванной поднимающимися паровыми пузырями.

Явление гистерезиса обнаружено также при пузырьковом кипении азота и неона на поверхности коротких вертикальных труб [393] и внутри

узких кольцевых каналов [392].

В ряде работ отмечается влияние давления на гистерезис при кипении криогенных жидкостей. Однако сделать какие-либо определенные выводы о характере такого влияния на основании имеющихся экспериментальных данных в настоящее время не представляется возможным. На рис. 1-47 и 1-48 представлены опытные данные Л. Бевилогуа и др. [228] по кипению азота и гелия на поверхности горизонтального медного диска площадью 290 мм² для  $N_2$  и 490 мм² для Не при различных павлениях

Авторами [225, 385] при достаточно высоких давлениях обнаружен «обратный» гистерезис, когда кривые кипения, полученные при увеличении и уменьшении плотности теплового потока, меняются местами по сравнению с «обычным» гистерезисом; при снижении плотности теплового потока кривая кипения смещается в сторону больших температурных напоров по сравнению с кривой, полученной при увеличении плотности теплового потока. Подобные опытные данные были получены при кипении кислорода в интервале давлений от 8 до  $20 \cdot 10^5$  Па (рис. 1-49) [385, 405], аргона — при p= $16 \cdot 10^5$ ;  $32,9 \cdot 10^5$ ;  $45,7 \cdot 10^5$  Па (см. рис. 1-4), метана — при p= $40,7 \cdot 10^5$ ;  $44,8 \cdot 10^5$  Па и  $CF_4$  — при  $16,1 \cdot 10^5$  Па [385]. Аналогичные результаты получены авторами при исследовании кипения водорода на плоской горизонтальной поверхности при давлении  $8,8 \cdot 10^5$  Па.

Как показали визуальные наблюдения [225], наличие «обратного» гистерезиса связано с выпадением на поверхности нагрева кристаллов азота и кислорода, находившихся в жидком водороде. Опыты, проведенные на чистом водороде [225], когда чистота сжиженного газа исклю-

чала присутствие подобных примесей, подтвердили эту точку зрения.

Полученный в этих условиях гистерезис был «обычным».

В работе [15] изучалось влияние остаточной радиоактивности (после облучения опытного образца потоком нейтронов) на характеристики пузырькового кипения гелия. В частности, было замечено, что положение восходящей кривой и в меньшей степени нисходящей кривой кипения зависит от величины остаточной радиоактивности. На теплоотдающей поверхности медного диска, обработанной наждачной бумагой, имеющей степень зернистости 240 grit. гистерезис уменьщался приблизительно на 50% для поверхности с остаточной радиоактивностью 8,35 мкКи по сравнению с необлученной поверхностью. При дальнейшем увеличении остаточной радиоактивности величина гистерезиса практически не изменялась. При кипении на полированных поверхностях с различными уровнями остаточной радиоактивности гистерезис обнаружен не был.

#### 1-6. УСКОРЕНИЕ СИСТЕМЫ. ОРИЕНТАЦИЯ

Возросший за последние годы интерес к изучению интенсивности теплообмена при фазовых превращениях жидкости в условиях переменной, в том числе нулевой, гравитации и различной ориентации теплоотдающей поверхности обусловлен практической потребностью ряда отраслей науки и техники, так или иначе связанных с проектированием и разработкой ракетно-космических систем.

Первые серьезные исследования, посвященные данной проблеме, относятся лишь к середине 60-х годов, и к настоящему времени объем имеющейся в доступной литературе информации, касающейся столь сложной для экспериментального изучения проблемы, весьма мал.

Реализация условий ослабленной и нулевой гравитации при экспериментальных исследованиях осуществляется в основном по четырем направлениям:

1) создание условий кратковременного ослабленного гравитационного поля использованием установок свободного падения, продолжительность эксперимента

1—5 с;
 2) исследования, проводимые в самолетах, летящих по кеплеровской траектории;

продолжительность эксперимента 10-30 с;

3) исследования, проводимые во время полетов искусственных спутников Земли, орбитальных космических станций или пилотируемых космических аппаратов. Продолжительность периода условий невесомости или малых перегрузок в этих случаях может исчисляться десятками и сотнями часов, однако огромная стоимость подобного рода исследований в настоящее время ограничивает их применение;

4) использование специальных методов реализации условий ослабленных полей массовых сил и невесомости, основанных на компенсации силы тяжести или ее составляющих. Время проведения исследований в этих услових также практически не огра-

Как показали экспериментальные исследования по кипению обычных и криогенных жидкостей, изменение ускорения свободного падения в широких пределах не оказывает существенного влияния на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей.

Подробную библиографию работ, посвященных экспериментальному и теоретическому изучению интенсивности теплообмена в условиях ослабленной гравитации при кипении главным образом обычных жидкостей, можно найти в обзорной статье Р. Зигеля [55].

Опытные данные по кипению криогенных жидкостей в условиях по-

ниженной и нулевой гравитации малочисленны.

Мерте и Кларк [128] приводят результаты изучения кипения жидкого азота при изменении  $\eta = g/g_{\rm H}$  от 1 до 0,01. Опыты проводились в падающей кабине, время свободного падения равнялось 1,4 с. В качестве экспериментальных образцов использовались предварительно нагретые медные сферы диаметрами 12,7 и 25,4 мм. Результаты этих опытов (рис. 1-50) показывают, что в пределах точности эксперимента изменение ускорения системы не оказывает влияния на коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении.

Весьма слабое возрастание коэффициента теплоотдачи α при уменьшении величины η от 1 до 0,5 отмечалось авторами [70, 188] при кипе-

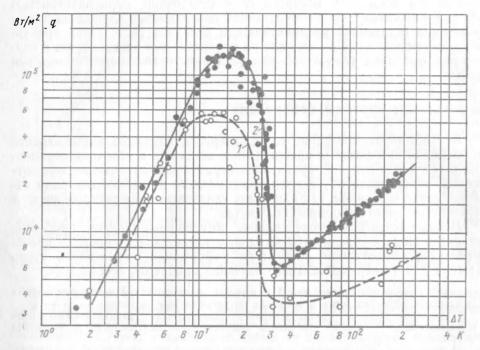


Рис. 1-50. Влияние ускорения свободного падения на интенсивность теплоотдачи при кипении азота при атмосферном давлении [128]. I-g=0;  $2-g=g_{\rm H}$ .

нии кислорода на платиновой проволоке диаметром 0,1 мм и длиной 10-12 мм при атмосферном давлении. В опытах создание длительной имитации ослабленных гравитационных полей достигалось при помощи специального соленоида. При дальнейшем уменьшении величины  $\eta$  до 0,043 кривые пузырькового кипения практически совпадали. Однако при еще более низких значениях  $\eta$  область пузырькового кипения полностью вырождалась и начало кипения сразу же приводило к кризису. Ю. А. Кириченко [80] получено эмпирическое соотношение для расчета интенсивности теплоотдачи

$$\alpha = 0.04 \frac{\lambda^{5/11} (r \rho'')^{4/11}}{(\sigma T_s)^{6/11} g^{1/11}} q^{8/11}, \qquad (1-11)$$

которое содержит ускорение системы g с очень малым показателем степени и удовлетворительно описывает экспериментальные данные по кипению кислорода при атмосферном давлении [70, 188] (рис. 1-51) и в интервале давлений  $(1-7)10^5$  Па и значений  $\eta=0.05-1$  [82].

Некоторое увеличение коэффициента теплоотдачи (10—15%) при  $\eta$ =0 по сравнению с нормальными условиями получено при кипении водорода на горизонтальной тонкой свинцовой пленке площадью 1290 мм² при атмосферном давлении [474]. Условия пониженной гравитации в опытах достигались с помощью установки свободного падения.

В [262, 337] отмечено очень слабое влияние гравитации на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении водорода и азота в условиях больших перегрузок и ослабленных массовых сил. На

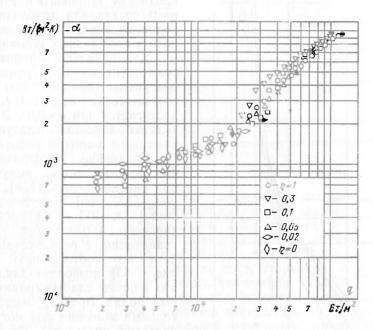


Рис. 1-51. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при различных значениях величины  $\eta(p=1\cdot 10^5~\Pi a)$  [188].

рис. 1-52 представлены опытные данные Кларка и Мерте [262] по кипению азота в условиях атмосферного давления в диапазоне перегрузок  $\eta=1-21$ . Значительное влияние перегрузок отмечено авторами лишь в области конвекции, где роль подъемных архимедовых сил является определяющей.

Результаты работ по кипению криогенных жидкостей качественно согласуются с опытными данными по кипению обычных жидкостей в широком диапазоне изменения ускорений системы [127, 278].

В отличие от коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ , практически не зависящего от ускорения системы в широком интервале изменения величины  $\eta$ , первая критическая плотность теплового потока  $q_{\rm kpl}$  при ослаблении гравитации существенно падает. Изменение  $q_{\rm kpl}$  вплоть до значения  $\eta$ =0,03 удовлетворяет зависимости, которая может быть получена из соотношений С. С. Кутателадзе (3-55) или Зубера (3-56):

$$\frac{q_{\text{Kp1}}}{(q_{\text{Kp1}})_{\text{H}}} = \left(\frac{g}{g_{\text{H}}}\right)^{0.25}.$$
 (1-12)

Данные экспериментального изучения теплоотдачи при кипении азота и кислорода в диапазоне  $\eta = 1 \div 0.01$  [188] также подтверждают

зависимость (1-12).

В работе [406], где для имитации длительной невесомости был использован соленоид специальной конструкции, также получено согласование опытных данных с результатами расчета  $q_{\rm kpl}$  по формуле (1-12) при кипении кислорода на плоской платиновой поверхности при  $\eta=1$   $\div 0,3$ . При значениях  $\eta<0,3$  наблюдалась более слабая зависимость:  $q_{\rm kpl}\sim \eta^{0,07}$ . Первая критическая

Рис. 1-52. Зависимость интенсивности теплоотдачи в режимах конвекции и пузырькового кипения азота при атмосферном давлении от величины перегрузки  $\eta$  [262]. 1, 2, 3, 4, 5— соответственно  $\eta$ -1; 5; 10; 15; 20.

 $q_{\text{кр1}} = \eta^{0.07}$ . Первая критическая плотность теплового потока при  $\eta = 0$  составляла приблизительно половину значения  $q_{\text{кр1}}$ , полученного в нормальных условиях.

Как показано в работе [84], существует нижняя граница  $q_{\text{кр1}}$  при уменьшении величины  $\eta$ . Она соответствует  $q_{\text{кр1}} \approx 0.3 (q_{\text{кр1}})_{\text{н}}$  и достигается при  $\eta \approx 0.01$ . Этот результат хорошо согласуется с опытными данными работы [70].

Сравнение экспериментальных данных по  $q_{\rm кр1}$ , полученных при кипении азота [128], кислорода [188, 406] и других жидкостей [178, 421] при атмосферном давлении и различных уровнях гравитации, с результатами расчета по соотношению (1-12) рис. 1-53) позволяет заключить, что в очень слабых гравитационных полях ( $\eta < 0.3$ ) экспериментальные значения  $q_{\rm кр1}$  могут значительно превышать расчетные, вычисленные по формулам С. С. Кутателадзе (3-55) или Зубера (3-56).

В условиях слабых гравитационных полей и давлений выше атмосферного опытные данные по первой критической плотности теплового потока могут быть описаны зависимостью вида

$$\frac{a_{\text{wp.}1}}{(q_{\text{Kp.}1})_{\text{H}}} = \left(\frac{g}{g_{\text{H}}}\right)^{k}, \qquad (1-13)$$

где показатель степени k является функцией давления. Так, при кипении кислорода в интервале давлений  $(1\div3,4)\,10^5$  Па k=0,28; при  $p=-(5,6-7)\,10^5$  Па значение k возрастает до 0,41 [82].

Опытные данные по кипению кислорода в диапазоне давлений  $(1 - 7) \cdot 10^5$  Па и перегрузок (0,05 - 1) g аппроксимированы Ю. А. Кириченко с сотрудниками зависимостью вида

 $q_{\mathrm{KPl}} = (q_{\mathrm{KPl}})_{\mathrm{H}} p^m$ , (1-14) где показатель степени m уменьшается по мере снижения перегрузок, причем по результатам большого числа наблюдений

 $m=0.33 \, \eta^{0.09}$ . (1-15)

В области пониженных давлений  $(0,3\cdot10^5 - 0,06\cdot10^5\ \Pi a)$  авторы наблюдали полное вырождение зоны пузырькового кипения, когда в момент закипания практически мгновенно наступал режим пленочного кипения. Первая критическая плотность теплового потока  $q_{\rm kpl}$  в этих условиях не зависела от сил гравитации в диапазоне  $\eta$ =0.-1.

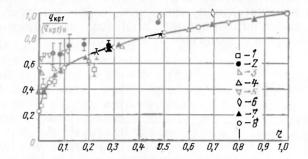


Рис. 1-53. Зависимость первой критической плотности теплового потока  $q_{\rm кр1}$  от величины  $\eta$  [188]. 1, 2—вода; 3—спирт; 4—азот; 5—кислород; 6—н-гептан—магнитные частицы; 7—эфир; 8—кислород. Сплошная линия по уравнению (3-55).

Ю. А. Кириченко [79] показал, что для нагревательных элементов малого размера в слабых гравитационных полях кризис кипения не носит характера потери гидродинамической устойчивости. При уменьшении η увеличиваются отрывные диаметры пузырей и уменьшаются скорости их подъема [82]. При η=0,01 →0,03 возникающие на теплоотдающей поверхности паровые пузыри, не успев оторваться, сливаются друг с другом, образуя сплошную пленку, что приводит к быстрому «запариванию» поверхности нагрева и переходу к режиму пленочного кипения [84, 131, 178]. Аналогичный характер наступления кризиса наблюдался и при кипении в условиях нормальной гравитации при пониженных давлениях на нагревательных элементах малого размера [203].

Для такого типа кризисов кипения зависимость для определения первой критической плотности теплового потока имеет следующий вид:

$$q_{\text{kpl}} = B (\lambda' T_s \sigma)^{1/5} (r \rho'')^{3/5} g^{4/15}, \quad (1-16)$$

где В — некоторая постоянная.

Приведенные результаты по влиянию ускорения свободного падения на первую критическую плотность теплового потока подтверждают точку зрения, предполагающую существование зависимости  $q_{\rm KP1}$  от ориентации тепло-

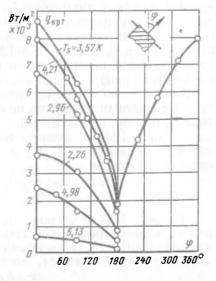


Рис. 1-54. Влияние угла наклона теплоотдающей поверхности на величину первой критической плотности теплового потока при кипении гелия на платиновом диске d=9,91 мм при различных давлениях [403].

отдающей поверхности в гравитационном поле Земли. Одной из первых (для криогенных жидкостей) работ, освещающих этот вопрос, было исследование Лайона [403] по кипению жидкого гелия на полированном платиновом диске диаметром 9,91 мм, различным образом ориентированном в пространстве (рис. 1-54). Увеличение угла  $\phi$  между вертикалью и перпендикуляром к теплоотдающей поверхности от 0 до 180° приводит к значительному снижению величины первой критической плотности теплового потока при всех исследованных температурах насыщения жидкого гелия в диапазоне от  $\lambda$ -точки до  $p_{\rm kp}$ .

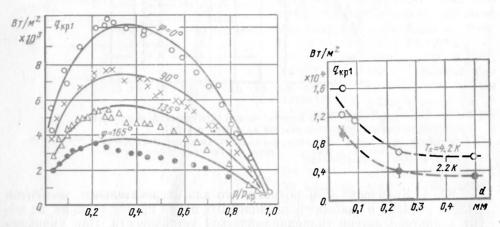


Рис. 1-55. Сопоставление опытных данных по первой критической плотности теплового потока при кипении гелия при различных давлениях и ориентации теплоотдающей поверхности (медный диск) с расчетом по уравнению С. С. Кутателадзе (3-55), в котором коэффициент K определяется из соотношения (1-8) [228].

Рис. 1-56. Зависимость первой критической плотности теплового потока от диаметра манганиновой проволоки при жипении гелия,  $p=1\cdot 10^5$  Па [320].

Влияние ориентации на  $q_{\rm kpl}$  при кипении гелия на медных и алюминиевых дисках диаметром 15 мм с полированными теплоотдающими поверхностями изучалось авторами работ [367, 369]. Первая критическая плотность теплового потока, полученная на обращенной вверх поверхности, приблизительно в 1,5 раза превышает  $q_{\rm kpl}$  для вертикально расположенной поверхности и примерно в 7,5 раза для поверхности, обращенной вниз.

Соотношение С. С. Кутателадзе (3-55) наилучшим образом согласуется с опытными данными по  $q_{\kappa p_1}$  лишь для плоских обращенных вверх теплоотдающих поверхностей.

Авторы [24] показали, что ориентацию теплоотдающей поверхности в уравнении С. С. Кутателадзе (3-55) можно учесть коэффициентом *K*, имеющим вид:

$$K = b \frac{(190 - \varphi)^{0,5}}{190^{0,5}}. (1-17)$$

На рис. 1-55 приведено сравнение опытных данных по кипению гелия на медном диске площадью 490 мм $^2$  в широком диапазоне изменения давлений со значениями  $q_{\rm kpl}$ , рассчитанными по уравнению С. С. Кутателадзе (3-55), когда константа K вычислялась как

$$K=0.016(190-\varphi)^{0.5}$$
. (1-18)

Эффект влияния ориентации поверхности на величину  $q_{
m kpl}$  в значительной степени зависит от формы и размеров нагревательных элементов. Так, изменение ориентации цилиндрических поверхностей нагрева влияет на первую критическую плотность теплового потока в меньшей степени, чем для плоских поверхностей. Например, при кипении азота и кислорода на вертикально расположенных позолоченных медных цилиндрах диаметром 12,7 мм полученные значения  $q_{\mathrm{кp1}}$ лишь на 10-15% больше значений  $a_{\rm KDI}$ , полученных на горизонтальных трубках [404]. При кипении гелия на проволочках из константана и манганина диаметром 0,05-0,5 мм изменение положения теплоотдающей поверхности с вертикального на горизонтальное приводило

к уменьшению  $q_{\text{кр1}}$  лишь на 20—30% [320]. Влияние ориентации теплоотдающей поверхности  $q_{\text{кр1}}$  заметно уменьшается, если размер нагревательного элемента становится соизмеримым с размером отрывного диаметра пузыря кипящей жидкости [224, 248]. Зависимость первой критической плотности теплового потока от размера теплоотдающего элемента изучалась в работах [320, 385]. На рис. 1-56 представлены опытные данные по кипению гелия на горизонтальных манганиновых проволочках различных размеров для  $T_s$ =2,2 и 4,2 К. Как видно из рис. 1-56,  $q_{\rm kpl}$  убывает приблизительно обратно пропорционально диаметру проволоки. На самой тонкой проволоке (d=0.05 мм) при  $T_s=4.2$  K получено очень высокое для гелия значение первой критической плотности теплового потока, равное при-

мерно 1,6·104 Вт/м2.

Коски и Лайон [385], изучая кипение азота на горизонтальных плоских поверхностях нагрева диаметрами 19 и 6,35 мм и прямоугольной формы  $2\times18,5$  мм, не обнаружили влияния размера теплоотдающей поверхности на  $q_{\rm kpl}$  при  $T_s$ =82,8; 123,4; 125,4 K, что позволяет предположить существование зоны автомодельности  $q_{
m kpl}$  относительно размера нагревательного элемента.

Экспериментальные данные о существовании зоны автомодельности  $q_{ ext{kpl}}$  относительно размера плоской горизонтально расположенной

теплоотдающей поверхности будут рассмотрены в гл. 7.

В ряде работ также отмечено влияние ориентации теплоотдающей поверхности на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении криогенных жидкостей. В уже упоминавшейся работе Лайона [404] при кипении азота и кислорода обнаружено довольно заметное различие в расположении кривых кипения для горизонтальных и вертикальных цилиндрических поверхностей нагрева, причем на горизонтальных ци-

линдрах получена более высокая интенсивность теплоотдачи.

С. Р. Класс и др. [264], исследуя кипение водорода при давлении  $1\cdot 10^5$  Па на гладкой ленте с размерами  $560\times 25\times 0,13$  мм, выполненной из сплава «Карма», при трех положениях теплоотдающей поверхности: горизонтальном, вертикальном и под углом 45°, получили наибольшую интенсивность теплоотдачи на вертикально расположенных поверхностях (см. рис. 1-10). С этими результатами качественно согласуются опытные данные [235, 367, 369] по кипению гелия. В то же время в [289, 490] не было обнаружено заметного отличия в интенсивности теплоотдачи при горизонтальном и вертикальном положениях поверхностей нагрева.

#### МЕХАНИЗМ ПРОЦЕССА ПАРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ

Обоснование общих закономерностей теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей существенно облегчается, если к исследованию процесса теплоотдачи подходить через изучение механизма зарождения, роста и отрыва от поверхности нагрева индивидуального парового пузыря и анализ параметров, определяющих число действующих центров парообразования.

## 2-1. ЗАРОЖДЕНИЕ ПАРОВОЙ ФАЗЫ НА ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА

Выявление условий зарождения паровых пузырей является одной из важных и наиболее сложных задач теории теплообмена при кипении. В настоящее время общепризнано, что причиной появления паровой фазы в среде жидкости являются флуктуации плотности, вызываемые хаотическим тепловым движением молекул. Наиболее строгие выводы по образованию паровой фазы получены с помощью статистической флуктуационной теории. Ряд авторов [181, 218, 223, 295, 315, 497] решают задачу образования паровой фазы с позиций классической молекулярно-кинетической теории, выводы которой, не будучи столь строгими, как в статистической флуктуационной теории, приводят к достаточно надежным и, что важно, более простым результатам.

Молекулярно-кинетический подход к образованию паровой фазы основан на предположении, что в жидкой фазе всегда существует некоторое количество молекул, энергия которых значительно превышает среднюю. Столкновение таких молекул с молекулами, обладающими меньшими энергиями, при определенных условиях приводит к образованию активированных групп частиц, каждая из которых ведет себя как одна большая молекула и способна к дальнейшему присоединению других менее активных молекул. При достаточно большом числе молекул в группе последняя может играть роль парового зародыша. (Образование паровой полости в жидкости теоретически возможно и в слу-

чае внезапной локальной потери давления.)

Анализ условий зарождения паровой фазы в гомогенных и гетеро1енных (например, на твердой поверхности нагрева) системах показывает, что образование паровых зародышей предпочтительнее на твердой поверхности нагрева, чем в объеме жидкости. Способность участка поверхности твердого тела к парообразованию может быть охарактеризована энергетическим барьером, который необходимо преодолеть системе, или приращением термодинамического потенциала при переходе от системы без паровой фазы к системе с жизнеспособным зародышем на данном участке поверхности. При этом, чем ниже этот барьер, тем выше вероятность начала парообразования на таком участке. В работе [105] показано, что приращение термодинамического потенциала системы вследствие появления парового пузыря объемом V с полной поверхностью F на поверхности твердого тела  $F_{\text{тв}}$  выражается формулой:

$$\Delta \Phi = (f'' - f')V\rho'' + \sigma F \left[1 - \frac{F_{\tau B}}{F}(1 - \cos \theta)\right], \qquad (2-1)$$

где f'' и f''' — удельные термодинамические потенциалы Гиббса соответственно для жидкой и паровой фаз.

Второе слагаемое уравнения (2-1) характеризует работу по созданию поверхностей раздела фаз— твердой, жидкой и газообразной. Эта величина зависит как от физико-химических  $(\Theta)$ , так и от геометрических  $F_{\text{тв}}/F$  особенностей рассматриваемого элемента поверхности. При этом видно, что при фиксированных значениях  $\Theta$  и F работа образования новых поверхностей будет тем меньше, чем большая часть поверхности пузырька F соприкасается с твердой фазой  $F_{\text{тв}}$ . Следовательно, элементы поверхности в виде углублений, впадин, царапин и т. п. являются более вероятными потенциальными центрами кипения, чем ровные участки и различные выступы.

На реальных технических поверхностях центрами кипения служат несмачиваемые углубления, где по каким-либо причинам имеются участки с ослабленным молекулярным сцеплением между жидкостью и твердым телом. Как показано в работе [214], полное заполнение впадин жидкостью чаще всего оказывается практически невозможным, и на впадинах с конусностью  $\beta < \Theta$  рост парового пузыря начинается из имеющегося газового или парового зародыша с минимальным или критическим радиусом кривизны, по величине равным радиусу впадины.

Для зарождения и начала роста парового пузыря на теплоотдающей поверхности, естественно, необходим определенный ее перегрев по сравнению с температурой насыщения. Минимальная разность между температурой поверхности нагрева и температурой насыщения связана с критическим радиусом зародыша  $R_{\kappa}$  следующей зависимостью:

$$T_w - T_s = \frac{9\pi T_s}{r_0^{\prime\prime} R_h} \,. \tag{2-2}$$

В работе [336] показано, что наличие несмачиваемых впадин, заполненных газом или паром, и температурного перегрева поверхности нагрева является необходимым, но недостаточным условием для начала роста парового пузыря на поверхности нагрева. Для того чтобы паровой зародыш смог расти, необходимо обеспечить еще условия достаточного теплоподвода к нему, т. е. паровой пузырь должен быть окружен слоем перегретой жидкости определенной толщины. Анализ этих условий позволил авторам работы [336] указать размеры соответственно максимальных и минимальных впадин, в пределах которых последние можно рассматривать как активные центры парообразоватиля.

$$R = \frac{\int_{0}^{\infty} \frac{(T_{w} - T_{s})}{3(T_{w} - T_{\infty})} \left\{ 1 - \frac{12(T_{w} - T_{\infty})T_{s}^{\sigma}}{(T_{w} - T_{s})^{2} \delta r \rho^{\prime\prime}} \right\}. \tag{2-3}$$

где  $T_{\infty}$  — температура жидкости на достаточно большом расстоянии от теплоотдающей поверхности;  $\delta$  — толщина ламинарного перегретого подслоя жидкости.

Приведенные выше соображения о том, что рост парового пузыря начинается из готового газового или парового зародыша с минимальным критическим радиусом кривизны, по величине равным устью впадины, относятся к жидкостям, у которых краевой угол Ѳ значительно отличен от нуля. Для криогенных жидкостей, которые хорошо смачивают все известные материалы, преобладающим, а в некоторых случаях единственно возможным будет парообразование на смоченных впадинах. При этом механизм парообразования должен существенно отличаться от механизма парообразования обычных жидкостей.

В случае хорошего смачивания процесс парообразования на твердой поверхности нагрева можно представить следующим образом.

Возникновение парового зародыша как в объеме жидкости, так и на элементе поверхности нагрева носит флуктуационный характер. Из-за хаотического движения частиц возможно появление молекул, обладающих большой энергией. Вероятность возникновения таких флуктуаций подчиняется распределению Максвелла — Больцмана:

$$N = Ce^{-\frac{\Delta\Phi}{bT}},\tag{2-4}$$

где k — постоянная Больцмана;  $\Delta \Phi$  — потенциальный барьер, который необходимо преодолеть при переходе от системы без паровой фазы к системе с жизнеспособным паровым зародышем объемом V и полной поверхностью F.

В случае абсолютного смачивания ( $\Theta$ =0) выражение (2-1) для

 $\Delta\Phi$  примет вид:

$$\Delta \Phi = (f'' - f')V\rho'' + \sigma F, \qquad (2-5)$$

т. е. в случае равенства температур жидкости в объеме и непосредственно у поверхности твердого тела работа образования зародышей в смоченных впадинах оказывается величиной того же порядка, что и работа образования зародыша критического размера в объеме жидкости. Однако если жидкость у поверхности твердого тела имеет более высокую температуру, чем в объеме, и твердое тело выступает в качестве источника теплоты, то приращение термодинамического потенциала  $\Delta\Phi$  на элементах поверхности будет меньше, чем в объеме жидкости за счет более высокого значения величины f'. Таким образом, при полном смачивании поверхности нагрева, как и в случае плохо смачивающих жидкостей, образование паровых зародышей термодинамически более вероятно в углублениях (впадинах, царапинах, грещинах и т. п.) поверхности, где температура выше, чем в объеме жидкости. Следовательно, флуктуационное появление жизнеспособного парового зародыша происходит вероятнее всего во впадине с соизмеримыми ему размерами. После образования жизнеспособного зародыша впадина заполняется паром и с этого момента она может стать устойчивым центром парообразования. Однако для реализации этой возможности необходимо выполнение некоторых условий.

В окрестности растущего парового пузыря происходит интенсивный отбор теплоты от поверхности нагрева. Температура стенок впадины, являющейся центром парообразования, при этом уменьшается. После отрыва пузыря от устья впадины новая порция жидкости проникает во впадины и начинает нагреваться от соприкосновения со стенкой, температура которой постепенно возрастает. Жидкость, проникшая во впадину, не всегда достигает ее дна. Поступление жидкости во впадпны прекращается, как только стенка впадины и жидкость нагреваются до температуры, при которой давление пара жидкости уравновешивает капиллярное давление «всасывания» жидкости во впадину. С этого момента проникшая во впадину порция жидкости начинает из нее удаляться. В тех случаях, когда жидкость успевает проникнуть во впадину на такую глубину, что размеры парового пространства под нею оказываются меньшими, чем размер жизнеспособного зародыша при заданном перегреве, впадина перестает быть центром парообразования.

Очевидно, что интенсивность отбора теплоты от поверхности нагрева при росте парового пузыря и соответствующее этому падение температуры стенок впадины будут зависеть от теплофизических свойств материала поверхности нагрева, на которой происходит процесс паро-

образования. Следовательно, при прочих равных условиях устойчивость впадин с одинаковыми размерами как центров парообразования будет различной. При этом вероятность выключения впадины из работы увеличивается в случае большего падения температуры впадины в пропессе роста парового пузыря.

Изложенные соображения дают основание выбрать в качестве масштабного размера устойчивых центров парообразования размер жизнеспособного зародыша при минимальной температуре стенки  $T_{w}^{\mathrm{мин}}$  под

пузырем в процессе его роста, т. е.

$$R \sim \frac{\sigma T_s}{r \rho'' \left(T_w^{\text{MHH}} - T_s\right)}.$$
 (2-6)

Таким образом, эффективность работы смоченной впадины зависит от геометрии впадины (в основном ее глубины), теплофизических свойств жидкости и материала стенки. Разумеется предложенный механизм процесса парообразования на смоченных впадинах достаточно схематичен, однако, как будет показано в дальнейшем, он позволяет создать упрощенную физическую модель процесса, которая поддается математическому анализу.

Чтобы в полной мере оценить эффективность работы смоченной впадины, необходимо решить чрезвычайно сложную задачу течения

вязкой жидкости по неравномерно нагретой поверхности.

### 2-2. ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛООТДАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Обнаруженные впервые Муром и Меслером [425], температурные флуктуации под растущими паровыми пузырями, существование которых было подтверждено впоследствии целой серией экспериментальных работ (см., например, [143, 166, 175, 270, 271, 298, 409, 426, 457]), сыграли важную роль в понимании механизма теплообмена при пу-

зырьковом кипении жидкостей.

Авторам [425] при помощи миниатюрной термопары удалось показать, что температура поверхности вблизи центра парообразования падает за время роста парового пузыря  $\tau_{\mathfrak{p}}(I)$  до некоторой минимальной величины (рис. 2-1) и затем в «период молчания» центра парообразования  $\tau_{\text{м}}$  восстанавливается до первоначального значения (II). В работе [190] экспериментально показано, что наличие центра парообразования на поверхности резко снижает температуру стенки в центре парообразования, повышение же частоты отрыва паровых пузырей приводит

к менее заметному уменьшению температуры стенки.

Температуруые флуктуации под паровыми пузырями при кипении, по мнению подавляющего большинства исследователей, связаны с отбором теплоты от поверхности нагрева, причем, как показано в [270, 271], плотность теплового потока, снимаемая единичным пузырем за время его роста, более чем на порядок выше средней, подводимой плотности теплового потока. Столь высокие значения локальных плотностей тепловых потоков могут быть объяснены лишь с позиций существования под растущим паровым пузырем тонкого, испаряющегося со временем микрослоя жидкости, наличие которого было подтверждено непосредственными измерениями [366, 473] и показано косвенным путем [270, 271, 425]

Авторы [166], экспериментально получив температурную кривую, аналогичную кривой, изображенной на рис. 2-1, отвергают гипотезу существования под растущим пузырем микрослоя жидкости, полагая, что повыщение температуры стенки происходит в период роста пузыря из-за ухудшения теплоотдачи к пару, а участок падения температуры соответствует периоду, когда «холодная» жидкость занимает место оторвавшегося пузыря. Заметим, что в работе [166] киносъемка не производилась синхронно с измерениями температуры поверхности.

Таким образом, в основу теории микрослоевого испарения положен экспериментально подтвержденный факт существования под паровыми

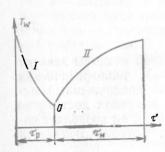


Рис. 2-1. Температурные флуктуации под растущим паровым пузырем.

пузырями при кипении жидкостей на поверхности нагрева тонкого, толщиной несколько единиц или десятков микрон, испаряющегося во время роста пузыря микрослоя жидкости, причем доля теплоты, идущей на испарение этого микрослоя в паровой пузырь, сравнима с конвективной долей теплоты и должна учитываться в механизме теплоотдачи при кипении.

По мнению многих исследователей, убедительным подтверждением такого подхода к механизму теплообмена при кипении является соображение о том, что вследствие малого запаса энтальпии перегретой жидкости, окружающей паровой пузырь тонким слоем при его росте на поверхности, уравнение роста пузыря в объеме

жидкости, по крайней мере при средних и повышенных давлениях, не применимо к случаю роста пузыря на поверхности нагрева.

Можно показать, что избыточкая энтальпия перегретого слоя жидкости соизмерима с количеством теплоты, идущей на образование пузыря, лишь при давлениях, меньших атмосферного.

Действительно, избыточная энтальпия перегретого слоя толщиной  $\delta_c$  может быть записана как

$$Q' = \frac{1}{4} \pi D^2 {}_{0} \delta_{c} c'_{p} \rho' \Delta \overline{T}, \qquad (2-7)$$

где  $\Delta T = 0.5 \Delta T$  — средняя величина перегрева пограничного слоя. Количество теплоты, идущей на образование пузыря диаметром  $D_0$ , равно:

$$Q'' = \frac{1}{6} \pi D^3{}_{0} r p''. \tag{2-8}$$

Тогда

$$\frac{Q'}{Q''} = \frac{3}{4} \frac{\delta_{\rm c}}{D_{\rm o}} \frac{c'_{\rho} \rho' \Delta T}{r \rho''} = \frac{3}{4} \frac{\delta_{\rm c}}{D_{\rm o}} \text{ Ja}. \tag{2-9}$$

Толщину пограничного слоя  $\delta_c$  можно в первом приближении получить из условий теплообмена при свободной конвекции:

$$\delta_{\rm c} = \frac{\lambda' \Delta T}{q}$$
 (2-10)

Вычисления по (2-9) с учетом формулы (2-10) показывают, что при атмосферном давлении отношение Q'/Q'' соизмеримо с единицей и уменьшается по мере снижения давления. Действительно, при атмосферном давлении для воды Q'/Q''=0,6, для азота это отношение  $\leq 0,2$ . Таким образом, можно полагать, что для давлений, близких к атмосферному (и более высоких), испарение микрослоя будет являться основным процессом, определяющим рост парового пузыря на поверхности нагрева.

Применение интерференционных методов исследования позволили X. Джауреку [366] «наблюдать» конфигурации испаряющегося микрослоя при кипении метанола на стеклянной поверхности нагрева.

Испаряющийся микрослой жидкости имел (в сечении) клиновидную форму, причем в ряде случаев происходило полное испарение этого слоя в районе центра парообразования. Исследования показали, что радиус образующегося при этом «сухого» пятна приблизительно пропорционален корню квадратному из времени роста парового пузыря, причем наиболее интенсивное утонение (за счет испарения) микрослоя происходит в сравнительно небольшой области, прилегающей к «сухому» пятну. Толщины микрослоя вне этой области остаются во времени практически постоянными, что может быть объяснено, очевидно, эффектом подтекания жидкости от периферии к центру основания пузыря.

Изучение испарения микрослоя под растущим пузырем с помощью

лазерной интерферометрии проведено в работе [27]. Опытные данные по толщине испаряющегося микрослоя получены авторами при кипении дихлорметана на поверхности стеклянной пластины, покрытой тонким слоем двуокиси олова. Результаты [27] также подтверждают точку зрения о преобладающем утонении микрослоя в зоне, прилегающей к «сухому» пятну, хотя авторы отрицают пропорциональность радиуса «сухого» пятна радиусу парового пузыря.

Существование в основании парового пузыря точек непосредственного контакта пара с греющей поверхностью подтверждается и косвенными измерениями М. Купера и А. Ллойда [270, 271]. М. Купер и А. Ллойд с помощью миниа-

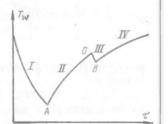


Рис. 2-2. Характер изменения температуры поверхности под паровым пузырем согласно [270, 271].

тюрных полупроводниковых термометров сопротивления измерили профиль температур в четырех точках под растущим паровым пузырем при кипении толуола на стеклянной поверхности нагрева. Измерение температур было синхронизировано с высокоскоростной киносъемкой. Характерная температурная кривая, полученная на расстоянии приблизительно 1,2 мм от центра пузыря, приведена на рис. 2-2. Авторы следующим образом объясняют различные участки кривой. Участок I — падение температуры поверхности за счет интенсивного испарения микрослоя. В точке А микрослой испарился полностью и на участке II происходит увеличение температуры ввиду низкого значения коэффициента теплоотдачи к пару. Точка О соответствует моменту отрыва пузыря. Более «холодная» жидкость устремляется в освободивщееся пространство, понижая температуру поверхности в данной точке (участок III). На участке IV имеет место восстановление температуры поверхности и образование перегретого пограничного слоя. В точках же, более удаленных от центра пузыря, где за время роста, как полагают авторы, микрослой не успевает испариться полностью, повышение температуры поверхности начиналось лишь после отрыва парового пузыря. Определяя начальные толщины микрослоя (путем численного решения), М. Купер и А. Ллойд показали, что начальная толщина микрослоя прямо пропорциональна расстоянию от центра основания пузыря. Линейная зависимость начальной толщины микрослоя от радиуса пузыря аналитически показана и в [141].

Наличие в основании парового пузыря «сухого» пятна подтверждает и проведенное нами кинематографическое изучение динамики роста паровых пузырей азота, воды и этанола [38, 199], когда в режиме развитого пузырькового кипения практически отсутствовал промежуток

времени между моментом отрыва предыдущего и моментом зарождения каждого последующего пузыря.

Действительно, интенсивный отбор теплоты от поверхности нагрева является причиной локального падения температуры поверхности под растущим пузырем. С другой стороны, для зарождения каждого после-

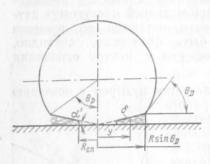


Рис. 2-3. Модель роста парового пузыря.

дующего пузыря необходимо повышение температуры до некоторого определенного уровня. А так как «время молчания» центров парообразования практически равно нулю, то следует предположить, что во время роста пузыря в некоторых точках его основания должно происходить локальное повышение температуры поверхности, т. е. должны существовать точки непосредственного контакта греющей поверхности с паром.

Проведем приближенный анализ развития «сухого» пятна. Для этой цели воспользуемся решением задачи об испарении плоского слоя жидкости с поверхности полубесконечного твердого тела [145].

Согласно [145] время полного испарения слоя толщиной  $\delta_0$  равно:

$$\tau_{0} = \frac{\delta^{2}_{0}}{N\Delta T^{2}} \left\{ \frac{P+1}{2} + 0.5 + 0.393 \frac{(2P)^{2}}{(2P-1)^{1.5}} - \frac{(2P)^{1.5}}{4(2P-1)} \times \left[ \sqrt{\frac{1}{2P}} + \sqrt{\frac{2P}{2P-1}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{2P-1}} \right] \right\} = \frac{\delta^{2}_{0}}{N\Delta T^{3}} f(P). \quad (2-11)$$

где Р — тепловой параметр, названный нами параметром перегрева,

$$P = \frac{4}{3} \frac{\lambda c\rho}{\lambda' r \rho'} \Delta T; \tag{2-12}$$

$$N = -\frac{4}{3} \left(\frac{c\rho}{r\rho'}\right)^2 a. \tag{2-13}$$

Если за время  $\tau_0$  слой толщиной  $\delta_0$  испарится полностью, то координата y (рис. 2-3) \* будет соответствовать радиусу «сухого» пятна  $R_{\rm cn}$ :

$$R_{cii} = \frac{2\sigma}{\text{tg }\alpha'} \tag{2-14}$$

или при малых а

$$R_{\rm cri} = \frac{\hat{\sigma}_0}{\alpha'}$$
 (2-15)

Подставляя значение  $\delta_0$  из (2-15) в формулу (2-11) и принимая во внимание (2-12) и (2-13), после несложных алгебраических преобразований можно получить:

$$R_{\rm cn} = \frac{1}{\alpha'} \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\lambda'}{\sqrt{\kappa c_0}} \sqrt[n]{\frac{P^2}{\hat{I}(P)}} \sqrt{\tau}. \tag{2-16}$$

Если принять закон роста парового пузыря в виде

$$R = AV\overline{\tau}, \tag{2-17}$$

(где 
$$A$$
 — модуль роста парового пузыря), то окончательно можно записать: 
$$R_{\rm cn} = \frac{\sqrt{3}}{2\alpha'} \frac{\lambda'}{V \lambda c \rho} \sqrt{\frac{P^2}{f(P)}} \frac{1}{A} R = KR. \tag{2-18}$$

<sup>\*</sup> На рис. 2-3  $\Theta_D$  — динамический краевой угол сопряжения межфазной поверхности и твердой стенки. В процессе роста пузыря величина  $\Theta_D$  может меняться от углов, превышающих 90°, до некоторого значения  $\Theta_{\text{отр}}$ , соответствующего моменту разрыва паровой ножим пузыря с поверхностью напрево паровой ножки пузыря с поверхностью нагрева.

Таким образом, получено, что радиус «сухого» пятна пропорционален радиусу парового пузыря. Этот результат согласуется с данными работы [366]. Коэффициент пропорциональности K является сложной функцией модуля роста парового пузыря, теплофизических свойств жидкости и материала поверхности нагрева.

Авторами настоящей работы на основе анализа микрослоевой модели роста парового пузыря на поверхности нагрева была сделана попытка учесть в расчетных соотношениях для скорости роста и интенсивности теплоотдачи при кипении существование «сухого» пятна в основании пузыря. При этом было сделано допущение, что клиновидный микрослой испаряется лишь в зоне образования «сухого» пятна, а толщина микрослоя за пределами «сухого» пятна остается постоянной во времени. Начальная толщина микрослоя принималась пропорциональной радиусу парового пузыря. Полученные зависимости для скорости роста парового пузыря и коэффициента теплоотдачи при кипении (указанные соотношения можно найти в учебнике [146] под редакцией профессора В. К. Кошкина) учитывают влияние теплофизических свойств жидкости и материала поверхности нагрева и удовлетворительно описывают опытные данные по кипению обычных и криогенных жидкостей при атмосферном давлении на достаточно < 0,25 поверхностях нагрева, обработанных по техническому массивных классу чистоты.

Результаты расчетов по формуле (2-18) для различных сочетаний жидкость — металл при известных из эксперимента [195] значениях модуля роста A сведены в табл. 2-1. Анализ представленных в таблице результатов показывает, что значения коэффициента К определяются в основном свойствами жидкости и весьма слабо зависят от теплофизических свойств материала поверхности нагрева и температурного напора.

Таблица 2-1 Значения ДТ и коэффициента К для различных сочетаний жидкость — металл [195]

Металл	Вода		<b>Етанол</b>		Азот	
	Δ <i>T</i> , K	K	Δ <i>T</i> , K	K	Δ <i>T</i> , K	K
Медь	8,9	0,583	4,9 8,1	1,502 1,440	4,0	2,383
Никель	9,7 14,2 16,0	0,602 0,555 0,579	13,2	1,604	2,15 6,1	2,831 2,523
Нержа- веющая	11,7 16,0	0,483 0,454	8,5	1,791	8,2	3,216
сталь	19,6	0,455	14,7	1,729	100000000000000000000000000000000000000	A TOUR DESIGNATION OF THE PARTY

Этот неожиданный на первый взгляд вывод может быть объяснен с помощью анализа величин, входящих в формулу (2-18). Действительно, увеличение комплекса V  $\lambda co$  для металла в формуле (2-18), равно как и увеличение температурного напора  $\Delta T$ , приводит, с одной стороны, к повышению интенсивности испарения, так как величина Р, характеризующая интенсивность испарения, и отношение  $P^2/\sqrt{\lambda c \rho} f(P)$  возрастают, с другой — к уменьшению времени испарения из-за увеличения модуля роста А. В результате преобладающее влияние на коэффициент К будут оказывать лишь теплофизические свойства жидкости. Для двух жидкостей численная величина коэффициента К оказалась больше единицы. Очевидно, при анализе механизма образования «сухого» пятна не был учтен эффект подтекания жидкости от периферии

к центру основания пузыря, который, безусловно, должен уменьшить

значение коэффициента К.

Одним из наиболее интересных вопросов при обсуждении механизма парообразования является вопрос о толщине испаряющегося микрослоя в основании пузыря при кипении. Мур и Меслер [425], измерив флуктуации температуры в основании паровых пузырей, растущих на поверхности металлической ленты, оценили начальную толщину испаряющегося микрослоя в несколько сотен микрон. Непосредственные измерения толщин микрослоя в основании пузырей на стеклянной поверхности нагрева, проведенные П. Шарпом [473] и Х. Джауреком [366] оптическими методами, дали практически совпадающие значения начальной толщины микрослоя δ<sub>0</sub>, приблизительно равные 0,1 мкм на расстоянии 1 мм от центра основания пузыря. Заметим, что результат, представленный в [366, 473], кажется весьма сомнительным, так как при таких толщинах (даже с учетом эффекта подтекания жидкости от периферии к центру основания пузыря) должно произойти практически мгновенное испарение образующегося микрослоя, и количество теплоты, идущее в паровой пузырь, будет определяться лишь запасом энтальпии перегретой жидкости, окружающей пузырь. На ошибочность опытных данных по толщине микрослоя, полученных в [366] и [473], указывают также результаты и выводы авторов [27], получивших начальную толщину микрослоя порядка 5 мкм.

Купер и Ллойд [272], решая гидродинамическую задачу образования микрослоя, предлагают использовать для вычисления его начальной

толщины соотношение

$$\delta_0 = 0.8 \ \text{V} \ \overline{\text{v}'\tau}. \tag{2-19}$$

Расчеты по формуле (2-19) дают в зависимости от рода жидкости значение величины  $\delta_0$  несколько десятков микрон. Непосредственные измерения локальных тепловых потоков в нескольких точках основания паровых пузырей, проведенные в [270], позволили авторам оценить величину начальной толщины микрослоя и получить, таким образом, косвенное (расчетным лутем) подтверждение правильности зависимости (2-19).

Расчеты скорости роста пузыря для случая, когда испарение клиновидного микрослоя происходит по всей его поверхности, проведенные нами на ЭЦВМ, позволили оценить толщину микрослоя в основании паровых пузырей воды, этанола и азота при кипении на различных поверхностях нагрева. При этом критерием оценки правильности расчетов послужило соответствие вычисленных и экспериментально полученных значений радиусов паровых пузырей для одного и того же времени роста. В основу алгоритма этой задачи были положены результаты решения об испарении плоского слоя жидкости, нанесенного на торец полубесконечного массива (см. § 2-3). Клиновидный микрослой жидкости в основании пузыря в строго фиксированные моменты времени, определяемые временным шагом расчета, разбивался на п элементов (рис. 2-4), для каждого из которых было применено решение задачи об испарении плоского слоя жидкости. Число разбиений для каждого момента времени подсчитывалось как

$$n = \frac{R\sin\Theta_D}{\epsilon},\tag{2-20}$$

Величина шага разбиений составляла  $10^{-6}$  м, т. е. каждый миллиметр основания пузыря разбивался на 1000 элементов. Значение среднего динамического краевого угла  $\Theta_D$  во всех расчетах принималось равным 65°. Дифференциальное уравнение энергетического баланса для роста парового пузыря имеет вид:

$$r \rho'' \frac{dV}{d\pi} = Q'_{\text{BCD}} \tag{2-21}$$

где  $Q'_{\rm исп}$  — количество теплоты, подводимое в паровой пузырь непосредственно от твердой поверхности через испаряющийся микрослой жидкости, определялось численно методом Рунге—Кутта.

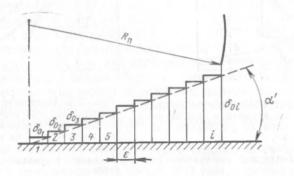
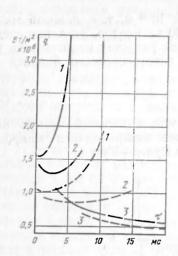


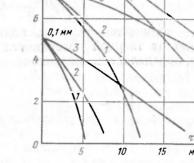
Рис. 2-4. Расчетная схема испарения клиновидного микрослоя.

Удовлетворительное согласование теоретических зависимостей по скорости роста с экспериментальными для всех 16 опытных режимов получено при начальных толщинах микрослоя, численные значения которых определялись родом исследуемой жидкости и не зависели от материала поверхности нагрева и величины температурного напора. Значение угла  $\alpha$  (00 $\sim$  $\alpha$  $\kappa$ ) для воды было равно приблизительно 0,01, этанола — 0,05, азота — около 0,025 рад. Другими словами, толщина микрослоя на расстоянии 1 мм от центра основания пузыря находилась в пределах 10—15 мкм, что согласуется с данными, полученными в [270, 271].

Значения локальных плотностей тепловых потоков в основании паровых пузырей существенно превышали значения средних, подводимых плотностей тепловых потоков. К примеру, локальные плотности тепловых потоков в основании паровых пузырей при кипении воды на медной поверхности нагрева достигали  $3\cdot10^6$  Вт/м² при среднем температурном напоре  $\Delta T$ =8,9 К и средней плотности теплового потока  $56\cdot10^3$  Вт/м², т. е. почти на два порядка превышали значение подводимой плотности теплового потока.

На рис. 2-5 приведены графики изменения локальных плотностей тепловых потоков во времени в основании пузыря на расстоянии 0,1 и 0,15 мм от центра основания, вычисленные для пузыря воды на поверхностях нагрева из меди, никеля и нержавеющей стали при среднем температурном напоре  $\Delta T$ =8,9 К. Можно видеть, что значения локальных плотностей тепловых потоков на медной поверхности нагрева существенно превышают величины, полученные на никеле и тем более на нержавеющей стали. Необычным на первый взгляд выглядит характер изменения локальных плотностей тепловых потоков, когда их значения





MM X 10 6 4=0,2 MM

0,15 MM

Рис. 2-5. Изменение локальной плотности теплового потока во времени в основании парового лузыря воды на расстоянии l от центра его основания.

l — медь; 2 — никель; 3 — нержавеющая сталь; сплошные линии — l = 0,15 мм.

Рис. 2-6. Изменение толщины испаряющегося микрослоя во времени в основании парового пузыря воды на расстоянии l от центра его основания.

1 — медь; 2 — никель; 3 — нержавеющая сталь.

во времени (в частности, для меди и никеля) сначала несколько уменьшаются, а затем начинают резко возрастать, несмотря на падение температуры под растущим пузырем. Указанное обстоятельство объясняется, очевидно, сложным суммарным воздействием на процесс изменяющихся во времени температуры поверхности нагрева и толщины микрослоя жидкости. По-видимому, в данном случае на процесс более существенное воздействие оказывает уменьшающаяся во времени толщина

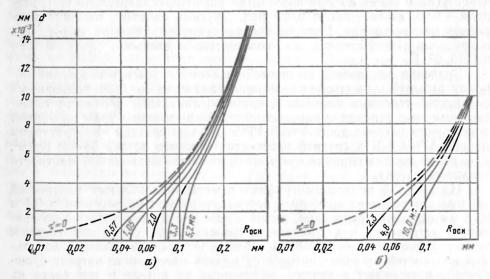


Рис. 2-7. Конфигурация испаряющегося микрослоя для различных моментов времени. a- вода — медь; b- вода — нержавеющая сталь. 74

микрослоя жидкости, нежели падающая температура поверхности нагрева. Заметим, что подобный характер изменения локальной плотности теплового потока под растушим паровым пузырем получен экспериментально авторами [271]. Изменение толщины испаряющегося микрослоя (в нескольких точках основания пузыря) во времени для парового пузыря воды на поверхности нагрева из меди, никеля и нержавеющей стали приведено на рис. 2-6. Конфигурация испаряющегося микрослоя для различных моментов времени на поверхности из меди и нержа-

веющей стали представлена на рис. 2-7.

Интенсивность испарения микрослоя, характеризуемая параметром перегрева P, на поверхности из меди существенно выше, чем на поверхности из нержавеющей стали и, следовательно, значительно быстрее во времени происходит и утонение микрослоя. При этом как на поверхности из меди, так и из нержавеющей стали наиболее интенсивное испарение происходит в сравнительно небольшой области, прилегающей к «сухому» пятну, в то время как вне этой области утонение микрослоя весьма незначительно, что согласуется с экспериментальными данными [27, 366]. Профили микрослоя и характер изменения локальных плотностей тепловых потоков в основании пузырей при кипении этанола н азота качественно согласуются с рассмотренными выше.

При анализе экспериментальных работ, посвященных исследованию температурных флуктуаций под растущими паровыми пузырями, следует упомянуть работу В. И. Субботина с сотрудниками [62]. Авторы этой работы провели экспериментальное изучение температурных флуктуаций, обусловленных работой единичного и взаимодействующих пузырей при кипении воды на поверхности константановой ленты размерами  $54 \times 12,5 \times 0,03$  мм при давлении  $0.27 \cdot 10^5$  Па. Измерение температуры было синхронизи-

ровано с высокоскоростной киносъемкой.

На основе анализа полученных данных авторы делают вывод, что резкое падение температуры, а следовательно, и наиболее интенсивный отбор теплоты происходит лишь в зоне контакта парового пузыря с поверхностью нагрева. Размеры этой зоны хотя и меняются в процессе роста, однако практически всегда меньше проекции парового пузыря на теплоотдающую поверхность. За пределами этой зоны падение температуры в. процессе роста незначительно — вывод, согласующийся с опытными данными [270, 271]. Приближенно оценивая толщину микрослоя по (2-19), авторы [62] считают, что в их опытах микрослой испарялся лишь частично. Анализируя экспериментальные результаты, В. И. Субботин приходит к однозначному выводу, что при больших тепловых потоках основное количество теплоты от теплоотдающей поверхности передается через микрослой жидкости в основании паровых пузырей.

К сожалению, тот значительный интерес, который проявляется к исследованию температурных флуктуаций под растущими паровыми пузырями при кипении, практически не коснулся криогенных жидкостей, что объясняется, по-видимому, большими экспериментальными трудностями. Единственной известной нам работой, посвященной этой проблеме, является доклад [487], представленный на 5-ю Международную конференцию по теплообмену в Токио (сентябрь 1974 г.). В работе [487] изучались температурные флуктуации при кипении жидкого азота на поверхности кристалла сапфира диаметром 12,7 мм в широком диапазоне, вплоть до критических тепловых нагрузок. Анализ многочисленных экспериментальных данных позволил авторам констатировать, чтомикрослоевая модель роста паровых пузырей отражает, очевидно, единственно возможный способ передачи теплоты от теплоотдающей поверхности при пузырьковом кипении азота во всем исследованном диапазоне тепловых нагрузок.

Таким образом, изучение температурных флуктуаций под растущими паровыми пузырями, равно как и исследование профиля температур в жидкости, окружающей его, позволяет оценить количество теплоты,

поступающее в паровой пузырь непосредственно от поверхности нагрева, открывает пути к правильному пониманию механизма отвода теплоты от поверхности нагрева при пузырьковом кипении и дает возможность внести обоснованные коррективы в построение существующих моделей теплообмена.

К сожалению, в настоящее время практически отсутствует информация, позволяющая однозначно ответить на вопрос о соотношении количества теплоты, подводимого на различных участках парового пузыря. Ответ на него может быть получен лишь на основе совместного измерения профиля температур в его основании и полей температур в пограничном слое жидкости, окружающей растущий пузырь.

## 2-3. ИСПАРЕНИЕ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ С ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

В качестве первого приближения, позволяющего выявить основные закономерности микрослоевого испарения жидкости в пузырь за счет собственных тепловых запасов твердого тела, рассмотрим задачу об испарении тонкой пленки жидкости с поверхности плоскопараллельной

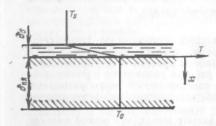


Рис. 2-8. Модель испарения пленки жидкости с поверхности бесконечной пластины.

бесконечной пластины. Заметим, что такое приближение неоднократно использовалось различными авторами [75, 95, 96, 272]. Не обсуждая здесь правомерность тех или иных принципов, положенных в основу построения исходной модели, подчеркнем, что в этих работах анализировался процесс испарения лишь с поверхности полуограниченного тела. Это обстоятельство не дает возможности проследить влияние геометрических размеров твердого тела, в частности толщины пластины  $\delta_{\pi\pi}$ , на характер процесса.

Задача формулируется следующим образом (рис. 2-8). 1) Изменение толщины пленки происходит так, что в момент времени т имеем:

$$\delta = \delta_{0} - \frac{\lambda'}{rp'} \int_{0}^{\tau} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} d\tau; \qquad (2-22)$$

при этом распределение температур по толщине пленки линейное, а температура верхней границы пленки ( $x = -\delta$ ) остается постоянной и равной температуре насыщения  $T_s$  в течение всего времени испарения.

2) Температурное поле пластины описывается одномерным уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \, \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}; \tag{2-23}$$

с начальным

$$0 \le x \le \delta_{n,\tau}, \ \tau = 0, \ T(x, \ 0) = T_0$$
 (2-24)

и граничными условиями

$$x = 0, \ \tau \geqslant 0, \ \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0} = \lambda' \frac{T(0, \ \tau) - T_s}{\delta};$$

$$x = \delta_{0,n}, \ \tau \geqslant 0, \ \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=\delta_{s,n}} = 0.$$
(2-25)

$$x = \delta_{n,n}, \ \tau \geqslant 0, \ \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=\delta_{n,n}} = 0.$$
 (2-26)

Для решения поставленной задачи нестационарной теплопроводности воспользуемся интегральным методом [44], который находит широкое применение в теории пограничного слоя (метод Кармана — Польгаузена). Сущность этого метода заключается в отыскании решения, удовлетворяющего не первоначальному уравнению теплопроводности (2-23), а уравнению, осредненному по области твердого тела, подверженной температурным возмущениям. Размеры этой области до момента времени  $\tau_{\rm K}$ , когда фронт температурного возмущения достигает поверхности пластины x— $\delta_{\rm LR}$ , характеризуются так называемой глубиной захолаживания  $h(\tau)$ , которая определяется из условия: при x—=hT— $T_0$ ;  $\binom{\partial T}{\partial x}$  =0 (аналог толщины пограничного слоя в гидро-

динамике). При  $\tau > \tau_{\rm K}$  температурные возмущения, вызванные отбором теплоты для испарения пленки жидкости, охватывают всю толщину пластины.

Таким образом, уравнение теплопроводности (2-23) должно быть осреднено по области 0 < x < h при  $\tau < \tau_{\rm R}$  и по области  $0 < x < \delta_{\rm п.n}$  при  $\tau > \tau_{\rm R}$ . Отметим, что возможен и такой случай, когда вплоть до момента полного испарения пленки  $\tau_{\rm p}$  выполняется соотношение  $h < \delta_{\rm п.n}$ . В этом случае достаточно найти решение, удовлетворяющее уравнению, осредненному в области 0 < x < h, и пластина конечной толщины применительно к данной задаче может рассматриваться как полуограниченное тело (строгие условия, при которых возможно такое рассмотрение, будут определены ниже).

a)  $\tau < \tau_{\kappa}$ .

Для осреднения уравнения теплопроводности (2-23) необходимо предварительно задаться законом изменения температуры по координате x. Воспользуемся параболическим законом:

$$T(x, \tau) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2,$$
 (2-27)

где коэффициенты  $a_i$  определяются из следующих условий:

$$T(x, \tau) = T(0, \tau);$$
 (2-28)

при x = h

$$T = T_o$$
,  $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=h} = 0$ . (2-29)

Подстановка в соотношение (2-27) значений  $a_i$ , отвечающих условиям (2-28) и (2-29), дает:

$$\frac{T_0 - T(x, \tau)}{T_0 - T(0, \tau)} = \left(1 - \frac{x}{h}\right)^2. \tag{2-30}$$

Заметим, что усложнение температурного профиля за счет наложения дополнительных условий существенно повышают трудность последующих математических выкладок, но в то же время приводит к результатам, незначительно отличающимся от полученных.

Осреднение дифференциального уравнения теплопроводности (2-23) по области 0 < x < h заключается в его интегрировании по x от 0 до h, т. е.

$$\int_{0}^{h} \frac{\partial T}{\partial \tau} dx = a \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=h} - \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} \right]. \tag{2-31}$$

Согласно теореме об интеграле, зависящем от параметра, когда и пределы интегрирования зависят от этого параметра, левая часть соотношения (2-31) может быть преобразована как

$$\int_{0}^{h} \frac{\partial T}{\partial \tau} dx = \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{0}^{h} T dx - T(h, \tau) \frac{dh}{d\tau}.$$

Вычисляя  $\int_{x}^{h} T dx$  с помощью распределения (2-30)

$$\int_{0}^{h} T \, dx = T_{0}h - \frac{h}{3} \left[ T_{0} - T(0, \tau) \right]$$

и принимая во внимание, что  $T(h, \tau) = T_{\cdot}$ . получаем:

$$\int_{0}^{h} \frac{\partial T}{\partial \tau} dx = -\frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ h \left( T_{o} - T \left( 0, \tau \right) \right) \right]. \tag{2-32}$$

В правой части соотношения (2-31) в соответствии с определением глубины захолаживания h производная  $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=h} = 0$ , а производная  $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=h}$  может быть найдена из распределения (2-30):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0} = \frac{2}{h} \left[T_0 - T(0, \tau)\right]. \tag{2-33}$$

Подставляя (2-32) и (2-33) в соотношение (2-31), будем иметь:

$$\frac{1}{3} \frac{d}{d\tau} [h(T_0 - T(0, \tau))] = 2 \frac{\alpha}{h} [T_0 - T(0, \tau)]. \tag{2-34}$$

Для получения замкнутой системы уравнений, описывающих процесс испарения, к осредненному уравнению теплопроводности (2-34) необходимо присоединить граничное условие (2-25), а также уравнение материального баланса жидкой пленки (2-22). При этом (2-25) с учетом выражения (2-33) может быть представлено в виде

$$2\frac{\lambda}{h}\left[T_{o}-T(0,\tau)\right]=\lambda'\frac{T(0,\tau)-T_{s}}{\delta},\qquad(2-35)$$

а уравнение материального баланса (2-22) с учетом соотношений (2-33) и (2-34) как

$$\delta = \delta_{0} - \frac{1}{3} \frac{c\rho}{r\rho'} \left[ h \left( T_{0} - T \left( 0, \tau \right) \right) \right]. \tag{2-36}$$

Далее, с целью сокращения количества переменных и придання большей общности решению целесообразно перейти к безразмерным величинам:

$$i = \frac{a\tau}{\delta^{2}_{0}} \left( \frac{\lambda'}{\lambda} \right)^{2}; \quad \theta = \frac{T_{0} - T(0, \tau)}{T_{0} - T_{s}};$$

$$\bar{h} = \frac{h}{\delta_{0}} \frac{\lambda'}{\lambda}; \quad \bar{z} = \frac{\delta}{\delta_{0}}; \quad P = \frac{4}{3} \frac{c\rho \left( T_{0} - T_{s} \right)}{r\rho'} \frac{\lambda}{\lambda'}.$$

$$(2-37)$$

В этих обозначениях система уравнений (2-34)—(2-36) принимает следующий вид:

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dt} (\overline{h}\theta) = 2 \frac{\alpha}{\frac{1}{t_t}}; \qquad (2-38)$$

$$2\frac{\hat{\sigma}}{h} = \frac{1-\hat{\sigma}}{\delta} = \tilde{q}, \tag{2-39}$$

где  $\widetilde{q}$  — безразмерная плотность теплового потока;

$$\overline{\delta} = 1 - \frac{1}{4} P \theta \overline{h}. \tag{2-40}$$

Выражая в (2-38) величины  $\theta$  и  $\overline{h}$  через безразмерную толщину жидкой пленки  $\overline{\delta}$  с помощью (2-39) и (2-40) как

$$\theta = -\frac{1}{P} \frac{1-t}{\overline{\delta}} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{2P\overline{\delta}}{1-\overline{\delta}}} \right]; \tag{2-41}$$

$$\overline{h} = \frac{2}{P} (1 - \overline{b}) \left[ 1 + \sqrt{1 + 2P \frac{\overline{b}}{1 - \overline{b}}} \right] \tag{2-42}$$

и подставляя эти соотношения в уравнение (2-38), получаем:

$$\left[P + (1-P)\overline{y} + \sqrt{2P\overline{y}}\sqrt{1 + \frac{1-2P}{2P}}\overline{y}\right] \frac{d\overline{y}}{dt} - \frac{3}{4}F^*,$$
 (2-43)

где  $1-\overline{\delta}=\overline{y}$ .

3

Таким образом, применение интегрального метода позволило свести решение дифференциального уравнения в частных производных (2-23) с нелинейным граничным условием (2-25) к решению обыкновенного дифференциального уравнения (2-43) с начальным условием:

при 
$$t = 0$$
  $\delta = 1$   $(y = 0)$ . (2-44)

Интегрирование уравнения (2-43) с последующим определением постоянной из условия (2-44) в зависимости от величины параметра P приводит к следующим соотношениям:

1. P = 0,  $\bar{y} = 0$ .

P = 0, y = 0. Изменение температуры  $\theta$  во времени для этого случая описывается уравнением:

$$\frac{1}{2(1-\theta)^2} - \frac{1}{2} + \ln(1-\theta) = -\frac{3}{2}t, \qquad (2-46)$$

которое легко может быть получено из решения системы уравнений (2-38), (2-39), (2-40) при условии  $\overline{\delta} = 1$ .

2. 
$$0 < P < \frac{1}{2}$$

$$P\overline{y} + \frac{1-P}{2}\overline{y}^{2} + \frac{(2P)^{3/2}}{4(1-2P)} \left[ \overline{y} \sqrt{\frac{1}{y} + \frac{1-2P}{2P}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1-2P}{2P}} \times \right] \times \ln \left( 1 + \frac{1-2P}{P} \overline{y} - 2\overline{y} \sqrt{\frac{1-2P}{2P}} \sqrt{\frac{1}{y} + \frac{1-2P}{2P}} \right) + \frac{\sqrt{2P}}{2} \overline{y}^{2} \sqrt{\frac{1}{y} + \frac{1-2P}{P}} = \frac{3}{4} P^{2}t.$$
 (2-47)

3. 
$$P = \frac{1}{2}$$

$$\frac{1}{2} \overline{y} + \frac{2}{3} \overline{y}^{3/2} + \frac{1}{4} \overline{y^2} = \frac{3}{16} t. \qquad (2-48)$$
4.  $P > \frac{1}{2}$ 

$$P \overline{y} + \frac{1 - P}{2} \overline{y}^1 + \frac{\sqrt{2P}}{2} \overline{y}^2 \sqrt{\frac{1}{\overline{y}} - \frac{2P - 1}{2P}} - \frac{(2P)^{3/2}}{4(2P - 1)} \left[ \overline{y} \sqrt{\frac{1}{\overline{y}} - \frac{2P - 1}{2P}} + \sqrt{\frac{2P}{2P - 1}} \times \right]$$

$$\times \arctan \left[ \frac{\sqrt{2P}}{\sqrt{\frac{1}{\overline{y}} - \frac{2P - 1}{2P}}} \right] = \frac{3}{4} P^2 t - \frac{\pi}{8} \frac{(2P)^2}{(2P - 1)^{5/2}}. \quad (2-49)$$

Зависимости  $\bar{\theta}(t)$  и  $\bar{h}(t)$  могут быть рассчитаны соответственно по соотношениям (2-41) и (2-42) на основе решения уравнений (2-46),

(2-47), (2-48) и (2-49) для толшины жидкой пленки  $\delta$ . Заметим, что в работе [75] приведена связь между величинами  $\theta$  и t в явном виде. Как уже подчеркивалось, полученные уравнения (2-41), (2-42), (2-45), (2-47), (2-48) и (2-49) полностью описывают процесс испарения пленки с поверхности пластины в том случае, когда фронт температурного возмущения за время полного испарения пленки  $t_p$  не успевает постигнують порерхности пластины  $t_p$  по остарения пленки  $t_p$  не успевает достигнуть поверхности пластины  $x=\delta_{\rm пл}$ . Очевидно, что такое условие выполняется всегда для полуограниченного тела  $(\delta_{\rm пл} \longrightarrow \infty)$ .

На рис. 2-9-2-12 представлены кривые изменения во времени величин  $\delta$ ,  $\theta$ , h, а также безразмерной плотности теплового потока q, сни-

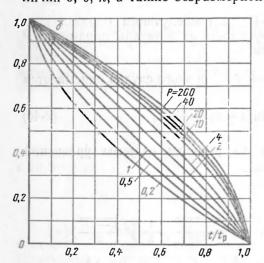


Рис. 2-9. Зависимость безразмерной толщины пленки от безразмерного времени при различных значениях параметра перегрева P.

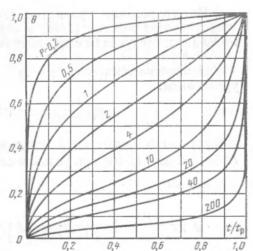


Рис. 2-10. Зависимость безразмерной температуры теплоотдающей поверхности от безразмерного времени при различных значениях параметра перегре-

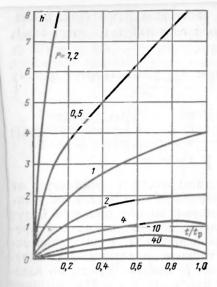


Рис. 2-11. Зависимость безразмерной глубины захолаживания от безразмерного времени при различных значениях параметра перегрева P.

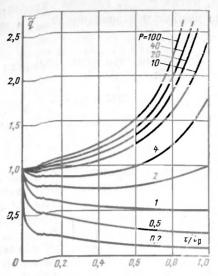


Рис.  $2 \cdot 12$ . Зависимость безразмерной плотности теплового потока от безразмерного времени при различных значениях параметра перегрева P.

маемой с поверхности полуограниченного тела в процессе испарения. По оси абсцисс на этих графиках отложено безразмерное время  $t/t_{\rm p}$ , где  $t_{\rm p}$ — время, необходимое для полного испарения пленки при данном значении параметра P. Зависимость  $t_{\rm p}=f(P)$  (рис. 2-13) также может быть рассчитана по уравнениям (2-46), (2-47), (2-48) и (2-49), если положить  $\bar{y}=1$  ( $\bar{\delta}=0$ ). Как и следовало ожидать, увеличение параметра P приводит к уменьшению времени полного испарения  $t_{\rm p}$ .

Анализ изменения глубины захолаживания  $\bar{h}$  в процессе испарения для полуограниченного тела позволяет, наконец, конкретизировать те условия, при которых пластина конечной толщины  $\delta_{\Pi \pi}$  может рассматриваться как полуограниченное тело. Для этой цели воспользуемся простым соотношением, связывающим величину  $\bar{h}$  с температурой поверхности  $\theta$ :

$$\overline{h} = \frac{2\theta}{1 - \theta + \frac{1}{2} P\theta^2} \tag{2-50}$$

Из представленного на рис. 2-10 графика нетрудно видеть, что величина  $\theta$  монотонно возрастает в течение всего времени испарения для любых значений P. Именно это обстоятельство и дает возможность вместо сложной зависимости h(t) анализировать более простую зависимость (2-50).

Легко обнаружить, что функция  $\overline{h}(\theta)$  имеет максимум при  $\theta = \sqrt{\frac{2}{F}}$ . Госкольку величина  $\theta$  по определению (2-37) ограничена  $0 \le \theta \le 1$ , то за время испарения точка максимума может быть достигнута только при условии  $P \ge 2$ , причем  $\overline{h}_{\text{макс}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{F}-\frac{1}{2}}}$ . В противном слу-

чае, когда P < 2, глубина захолаживания монотонно возрастает, принимая наибольшее значение  $h_{\text{наиб}}$  в момент полного испарения пленки  $\theta = 1$ , т. е.  $\overline{h}_{\text{наиб}} = \frac{4}{P}$ .

Очевидно, что если толщина пластины  $\delta_{\pi\pi}$  удовлетворяет одному из условий:

при 
$$P < 2$$
  $\left(\frac{1}{\delta_0} \frac{\lambda'}{\lambda}\right) \delta_{\text{пл}} > \frac{4}{P}$ ,
при  $P \geqslant 2$   $\left(\frac{1}{2} \frac{\lambda'}{\delta_0} \frac{\lambda'}{\lambda}\right) \delta_{\text{пл}} > \frac{1}{\sqrt{\frac{P}{2} - \frac{1}{2}}}$ , (2-51)

то процесс испарения с поверхности пластины ничем не отличается от такого же процесса на поверхности полуограниченного тела. Если усло-

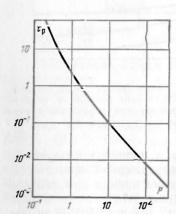


Рис. 2-13. Зависимость времени полного испарения пленки от параметра перегрева P.

вие (2-51) нарушено, то оба процесса будут протекать одинаково только до моментя времени  $t_{\rm R}$ , когда температурные возмущения охватывают всю толщину пластины. Для определения величины  $t_{\rm R}$  сначала нужно по известной толщине пластины  $\delta_{\rm пл}$  найти толщину жидкой пленки в этот момент времени  $\delta_{\rm R}$ , а затем рассчитать значение  $t_{\rm R}$  по одному из соотношений (2-46), (2-47), (2-48) или (2-49). Выбор того или иного соотношения зависит от величины параметра P. Определенные таким образом величины  $t_{\rm R}$  и  $\delta_{\rm R}$  позволяют сформулировать начальное условие для 2-го этапа задачи, когда температурные возмущения охватывают всю толщину пластины:

при 
$$t = t_{\kappa}$$
  $\overline{\delta} = \overline{\delta}_{\kappa}$ .  $\theta = \theta_{\kappa}$ . (2-52)

Заслуживает внимания характер изменения величины  $\hat{q}$  (см. рис. 2-12), которая заметно увеличивается, несмотря на монотонное

уменьшение температуры поверхности пластины в течение всего времени испарения. Это увеличение, по-видимому, происходит за счет более резкого уменьшения толщины пленки — другого фактора, определяющего величину  $\tilde{q}$ . Рассматривая, так же как и для глубины захолаживания h, температуру  $\theta$  в качестве некоторой «временной» характеристики процесса, можно установить наименьшее значение q при испарении. Нетрудно определить, что

$$\widetilde{q} = 1 - \theta + \frac{1}{2} P \theta^2.$$

Тогда  $\tilde{q} = \tilde{q}_{\text{мин}}$ , если  $\theta = 1/P$ . Руководствуясь теми же соображениями, что и при анализе изменения величины h, следует признать, что плотность теплового потока  $\tilde{q}$  может принимать минимальное значение, равное  $\frac{2P-1}{2P}$ , только при  $P \gg 1$ . В противном случае в процессе испарения тепловой поток монотонно убывает.

δ)  $τ > τ_{κ}$ .

Будем полагать, что и для этих моментов времени зависимость  $T(x,\tau)$  имеет вид квадратичной параболы:

$$T(x, \tau) = b_0 + b_1 x + b_2 x^2. \tag{2-53}$$

Значения коэффициентов о можно легко определить, если учесть, что распределение (2-53) должно удовлетворять граничным условиям (2-25) и (2-26), а также условию, что при x=0  $T(x, \tau)=T(0, \tau)$ . Определяя эти значения и подставляя их в соотношение (2-53), получаем:

$$\frac{T(x, \tau) - T(0, \tau)}{T(0, \tau) - T_s} = \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{\delta_{n\pi}}{\delta} \left[ \frac{x}{\delta_{n\pi}} - \frac{1}{2} \left( \frac{x}{\delta_{n\pi}} \right)^2 \right]. \tag{2-54}$$

Нетрудно показать, что распределение (2-54) для  $\tau = \tau_{\kappa}$  совпадает с распределением (2-30). Действительно, для любого момента времени, в том числе и для т=тк,

$$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = \lambda' \frac{T(0, \tau_K) - T_S}{\delta_K}.$$

Но для  $\tau = \tau_{...}$  из соотношения (2-33) имеем:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0} = 2 \frac{T_{0} - T(0, \tau_{K})}{\delta_{\Pi \Pi}}$$

$$T_{\rm o} - T(0, \tau_{\rm K}) = \frac{1}{2} \frac{\delta_{\rm n,n}}{\delta} \frac{\lambda'}{\lambda} [T(0, \tau_{\rm K}) - T_s].$$
 (2-55)

Распределение (2-30) может быть записано в следующем виде: при  $\tau = \tau_{\kappa}$ 

$$\frac{T\left(\mathbf{x},\ \mathbf{t_{K}}\right)-T\left(\mathbf{0},\ \mathbf{t_{K}}\right)}{T_{0}-T\left(\mathbf{0},\ \mathbf{t_{K}}\right)}=2\left[\frac{\mathbf{x}}{\delta_{\mathbf{n}\mathbf{n}}}-\frac{1}{2}\left(\frac{\mathbf{x}}{\delta_{\mathbf{n}\mathbf{n}}}\right)^{2}\right].$$

Если в это выражение подставить значение  $T_0$ — $T(0, \tau_{\kappa})$  из соотношения (2-55), то в результате получим распределение (2-54).

Осреднение исходного уравнения теплопроводности (2-23) по области  $0 < x < \delta_{\text{пл}}$  приводит к следующему соотношению:  $\frac{d}{d\tau} \left[ T\left(0, \ \tau\right) - T_s \right] + \frac{\delta_{\text{пл}}}{3} \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{d}{d\tau} \left[ \frac{T\left(0, \ \tau\right) - T_s}{\delta} \right] = -\frac{a}{\delta_{\text{пл}}} \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{T\left(0, \ \tau\right) - T_s}{\delta}. \tag{2-56}$ 

$$\frac{d}{d\tau} \left[ T\left(0, \tau\right) - T_s \right] + \frac{\delta_{\Pi\pi}}{3} \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{d}{d\tau} \left[ \frac{T\left(0, \tau\right) - T_s}{\delta} \right] = -\frac{a}{\delta_{\Pi\pi}} \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{T\left(0, \tau\right) - T_s}{\delta}. \quad (2-56)$$

Переходя к безразмерным величинам, согласно (2-37) будем иметь:

$$\frac{d}{dt}\left[1-\theta\right] + \frac{\overline{b}_{n\pi}}{3} \frac{d}{d\tau} \left[\frac{1-\theta}{\overline{b}}\right] = -\frac{1}{\overline{b}_{n\pi}} \frac{1-\theta}{\overline{b}}, \tag{2-57}$$

где  $\overline{\delta_{\mathbf{n},\mathbf{n}}} = \frac{\delta_{\mathbf{n},\mathbf{n}}}{\delta_{\mathbf{0}}} \frac{\lambda'}{\lambda} - \cdot$  безразмерная толщина пластины.

Заметим, что в отличие от величины h, которая изменяется во времени и является одной из определяемых величин, величина δηπ постоянна и представляет собой одно из условий однозначности рассматриваемой задачи.

Связь между  $\theta$  и  $\delta$ , необходимая для интегрирования уравнения (2-57), может быть найдена из уравнения материального баланса (2-22). Дифференцируя это уравнение по  $\tau$ , получаем:  $\frac{d\delta}{d\tau} = -\frac{\lambda'}{r\rho'} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0} = -\frac{\lambda'}{r\rho'} \frac{T(0, \tau) - T_s}{\delta}$ 

$$\frac{d\delta}{d\tau} = -\frac{\lambda'}{r\rho'} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right) = -\frac{\lambda'}{r\rho'} \frac{T(0, \tau) - T(0, \tau)}{\delta}$$

или в безразмерном виде

$$-\frac{4}{3}\frac{1}{P}\frac{d\overline{b}}{dt} = \frac{1-\theta}{\overline{b}}.$$
 (2-58)

Следует подчеркнуть, что для  $\tau > \tau_{\kappa}$  безразмерные величины формулы (2-37) оказываются не совсем удачными с точки зрения соблюдения минимального количества параметров, требующихся для описания задачи. Исходя из этих соображений, более логично использовать в качестве безразмерного времени  $t^*$  и безразмерной толщины жидкой пленки  $\delta^*$  комплексы  $a\tau/\delta^2_{\text{пл}}$  и  $\delta\lambda/\delta_{\text{пл}}\lambda'$  соответственно, при этом безразмерная температура  $\theta$  и параметр P остаются без изменений. Для таких безразмерных комплексов осредненное уравнение теплопроводности и уравнение материального баланса имеют вид:

$$\frac{d}{dt^*} \begin{bmatrix} 1 - \theta \end{bmatrix} + \frac{1}{3} \frac{d}{dt^*} \begin{bmatrix} \frac{1 - \theta}{\delta^*} \end{bmatrix} = -\frac{1 - \theta}{\delta^*};$$

$$-\frac{4}{3} \frac{1}{P} \frac{d\overline{\delta}^*}{dt^*} = \frac{1 - \theta}{\delta^*}.$$

Таким образом, искомые величины  $\theta$  и  $\delta^*$  оказываются зависящими только от времени  $i^*$  и параметра P. Тем не менее использование безразмерных комплексов, определяемых соотношениями (2-37), представляется вполне обоснованным, так как иначе была бы затруднена стыковка обеих частей задачи при  $\tau < \tau_{\kappa}$  и  $\tau > \tau_{\kappa}$ .

Подставляя значение  $\delta$  из (2-58) в (2-57) и интегрируя последнее с начальным условием (2-52), получаем для  $P\neq 0$ :

$$\overline{\delta}_{\Pi,\Pi}(\overline{\delta}_{K} - \overline{\delta}) - \overline{\delta}_{\Pi,\Pi} \left[ 1 + \frac{\overline{\delta}_{\Pi,\Pi}}{3} - \frac{3}{4} P \delta_{\Pi,\Pi} \right] \ln \left[ 1 - \frac{\overline{\delta}_{K} - \overline{\delta}}{\frac{3}{4} P \overline{\delta}_{\Pi,\Gamma} \left( 1 - \frac{1}{3} \hat{\sigma}_{K} \right)} \right] = t - t_{K}.$$
(2-59)

Если P = 0 ( $\overline{\delta} = 1$ ), то (2-58) заметно упрощается;

$$\left(1+\frac{\overline{\delta}_{n\pi}}{3}\right)\frac{d}{dt}\left(1-\theta\right) = -\frac{1-\theta}{\overline{\delta}_{n\pi}}.$$

Интегралом этого уравнения, удовлетворяющего начальному условию при  $i=i_{\kappa}$  и  $\bar{v}=\bar{v}_{\kappa}$ , является функция:

$$0 = 1 - \frac{2}{\overline{\delta}_{nn} + 2} \exp \left[ -\frac{3(t - t_{K})}{\overline{\delta}_{nn}(\overline{\delta}_{nn} + 3)} \right]. \tag{2-60}$$

Соотношение (2-59) описывает изменение толщины жидкой пленки для  $t>t_{\rm R}$ . Зависимости  $\theta(t)$  и q(t) для этих моментов времени могут быть рассчитаны с помощью уравнения (2-58):

$$1 - \theta = -\frac{4}{3} \frac{\overline{\delta}}{P} \cdot \frac{d\overline{\delta}}{dt}; \quad \widetilde{q}(t) = -\frac{4}{3} \frac{1}{P} \frac{d\overline{\delta}}{dt},$$

где

$$\frac{d\overline{\delta}}{dt} = \frac{\overline{\delta}_{K} - \overline{\delta} - \frac{3}{4} P \overline{\delta}_{\Pi \Pi} \left( 1 - \frac{1}{3} \theta_{K} \right)}{\overline{\delta}_{\Pi \Pi} \left( \overline{\delta} + \frac{\overline{\delta}_{\Pi \Pi}}{3} \right)},$$

а  $\delta$  определяется соотношением (2-59).

При расчете зависимости  $\delta(t)$  по (2-59) необходимо учитывать ограниченность тепловых запасов пластины, приходящихся на единичную площадь поверхности испарения. Полное испарение пленки возможно лишь в том случае, когда выполняется условие

$$r\rho'\delta_0 \leqslant c\rho \left(T_0 - T_s\right)\delta_{\Pi\Pi}$$
 (2-61)

или в безразмерном виде:

$$\overline{\delta}_{\text{пл}} \geqslant \frac{1}{\frac{3}{4}P}$$

При несоблюдении условия (2-61) на пластине после установления равномерного поля температур  $\theta$ =1 ([ $T(x, \tau)$ = $T_s$ ]) остается пленка жидкости толщиной б'. При этом время полного испарения пленки  $t_{\rm p} \longrightarrow \infty$ , а функция  $\delta = \delta(t)$  имеет горизонтальную асимптоту  $\delta = \delta'$ . Величина  $\bar{\delta}'$  может быть определена из условия

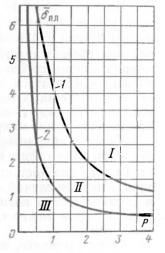
$$\overline{\delta_{\kappa}} - \overline{\delta'} = \frac{3}{4} P \overline{\delta_{n,n}} \left( 1 - \frac{1}{3} \theta_{\kappa} \right)$$

при котором выражение, находящееся под знаком логарифма в соотношении (2-59), обращается в 0. Отсюда  $\overline{\delta'} = \overline{\delta_\kappa} - \frac{3}{4} P \overline{\delta_{\kappa n}} \left( 1 - \frac{1}{3} \theta_\kappa \right)$ 

$$\overline{\delta'} = \overline{\delta_{\underline{\kappa}}} - \frac{3}{4} P \overline{\delta_{\Pi \Pi}} \left( 1 - \frac{1}{3} \theta_{\underline{\kappa}} \right).$$

Рис. 2-14. Области значений безразмерной толщины пластины  $\delta_{\pi\pi}$  и параметра перегрева P, соответствующие различному характеру испарения пленки.

$$I: \overline{\delta}_{\Pi \Pi} = \frac{4}{P}$$
, если  $P \leqslant 2$ ;  $\overline{\delta}_{\Pi \Pi} = \frac{1}{\sqrt{\frac{P}{2} - \frac{1}{2}}}$ , если  $P \geqslant 2$ ;  $\overline{\delta}_{\Pi \Pi} = \frac{1}{\frac{3}{4}P}$ .



Поскольку для  $t=t_{\rm m}$  из соотношения (2-40) следует, что

$$\overline{\delta}_{\kappa} = 1 - \frac{1}{4} P \overline{\delta}_{nn} \theta_{\kappa}$$

то окончательно выражение для горизонтальной асимптоты принимает вид:

$$\overline{\delta'} = 1 - \frac{3}{4} P \overline{\delta}_{nn}. \tag{2-62}$$

Заметим, что к такому же соотношению можно прийти, исходя из баланса теплоты, отданной пластиной и воспринятой пленкой в процессе испарения. Нетрудно видеть, что при  $\bar{\tilde{o}}_{\pi\pi} > \frac{1}{\frac{3}{4}P}$  величина  $\delta' < 0$ .

Так как функция  $\delta \Longrightarrow \delta(t)$  ограничена  $0 \leqslant \delta \leqslant 1$ , то подобный результат означает не что иное, как возможность полного испарения пленки.

С помощью условий (2-51) и (2-61) можно дать графическую чинтерпретацию различных вариантов протекания процесса испарения в зависимости от соотношения величин  $\delta_{n\pi}$  и P, что и представлено на рис. 2-14. В соответствии с условиями (2-51) и (2-61) можно выделить три области:

I — процесс испарения на пластине конечной толщины ничем не отличается от того же процесса на поверхности полуограниченного тела, в эту же область следует отнести и само полуограниченное тело, когда

II — до момента времени  $\tau_{\rm K}$ , когда глубина проникновения температурных возмущений достигает нижней границы пластины x =  $\delta_{\rm п.т.}$ , процесс протекает точно так же, как и на поверхности полуограниченного тела. При  $\tau$  >  $\tau_{\rm K}$  изменение толщины испаряющейся пленки описывается уравнением (2-59), причем процесс протекает до полного испарения пленки;

III — характер процесса такой же, как и в области II, с той лишь разницей, что теплота, запасенная в пластине, оказывается недостаточной для полного испарения пленки и после установления теплового равновесия на поверхности пластины остается пленка жидкости конечной толщины.

На рис. 2-15—2-17 изображены графики изменения во времени температуры поверхности пластины  $\theta$ , толщины пленки  $\delta$  и плотности теплового потока q для значений параметра P=1; 10 и различных значений  $\delta_{\text{пл}}$ . Можно видеть, что с уменьшением толщины пластины интенсивность процесса испарения падает. Очевидно, что подобное снижение должно наблюдаться и тогда, когда испарение пленки происходит как за счет собственных тепловых запасов пластины, так и за счет внешнего теплового потока, т. е. в тех условиях, в которых протекает реальный процесс испарения микрослоя.

Степень приближенности полученных решений может быть в определенной мере оценена с помощью точного решения [75], которое удается найти для частного случая, когда  $P \longrightarrow 0$  ( $\overline{\delta} = 1$ ). Следует подчеркнуть, что этот случай, помимо такой оценки, представляет интерес еще и с точки зрения возможного подтекания жидкости под растущий пузырь, которое может частично или полностью компенсировать утонение микрослод

Точное решение, описывающее изменение температуры поверхности пластины (x=0) во времени в процессе испарения, когда P—>0, имеет вид:

$$\theta = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2\overline{h}_{n,n}}{\mu^2 n + \overline{h}_{n,n} (\overline{h}_{n,n} + 1)} \exp\left(-\mu^2 n \frac{\epsilon}{\overline{h}_{n,n}^2}\right), \quad (2-63)$$

где связь между  $\mu_n$  и  $\delta_{nn}$  имеет вид

$$\operatorname{ctg}\mu_n = \frac{\mu_n}{\delta_{nn}}$$
.

Солоставление точного решения (2-63) с приближенными, а именно с соотношением (2-46) при  $i < i_{\kappa}$  и соотношением (2-60) при  $i > i_{\kappa}$ . подтверждает высокую точность интегрального метода. Расхождение между приближенным и точным решением при использовании первых шести членов ряда последнего не превышает 7%.

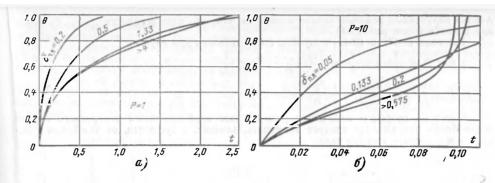


Рис. 2-15. Изменение безразмерной температуры поверхности во времени для  $P{=}1$  (a) и  $P{=}10$  (б) и различных значений  $\delta_{n\pi}$ .

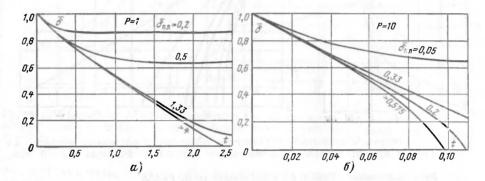


Рис. 2-16. Изменение безразмерной толщины пленки во времени для  $P{=}1$  (a) и  $P{=}10$  (б) и различных значениях  $\overline{\delta}_{\pi\pi}$ .

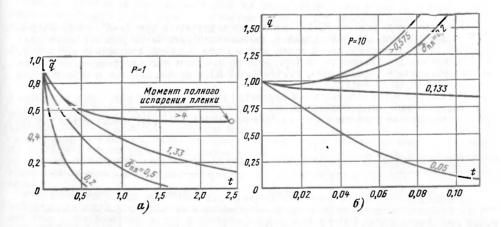


Рис. 2-17. Изменение безразмерной плотности теплового потока во времени для P=1 (a) и P=10 (б) и различных значений  $\overline{\delta}_{n.n.}$ 

Анализ полученных решений задачи испарения плоского слоя жидкости для области 
$$I$$
 (см. рис. 2-14)

Решения (2-47) и (2-49) получены соответственно для случаев:

а)  $0 < P < \frac{1}{2}$  или  $\frac{4}{3} \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{\frac{1}{r} c_{p} (T_{o} - T_{s})}{r_{p'}} < \frac{1}{2}$ ;

б)  $P > \frac{1}{2}$  или  $\frac{4}{3} \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{c_{p} (T_{o} - T_{s})}{r_{p'}} > \frac{1}{2}$ .

Ответ на вопрос о том, какое решение для того или иного конкретного случая теплообмена при кипении следует применять, зависит, в сущности, от комбинации кипящая жидкость — твердое тело.

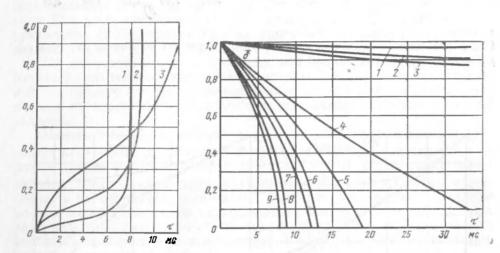


Рис. 2-18. Изменение безразмерной температуры поверхности различных металлов во времени при испарении пленки жидкого азота начальной толщины  $\delta_0 = 10$  мкм,

I — медь, P=192,5; 2 — никель, P=35,6; 3 — нержавеющая сталь, P=5,68.

Рис. 2-19. Изменение безразмерной толщины пленки различных жидкостей во времени

I— гелий — нержавеющая сталь, P=0,002766; 2— гелий — никель, P=0,04624; 3— гелий — медь, P=0,31896; 4— вода — нержавеющая сталь, P=0,9540; 5— вода — никель, P=3,7408; 6— вода — медь, P=19,532; 7— азот — нержавеющая сталь, P=5,68; 8— азот — никель, P=35,6; 9— азот — медь, P=192,5.

Так, например, условие  $P\!>\!1/2$  выполняется для азота при  $T_0\!-\!T_s\!=\!8$  K, воды—16 K в комбинации с медью, никелем, нержавеющей сталью и другими металлами. В то же время применительно к гелию справедливо решение, полученное для случая  $P\!<\!1/2$ , так как комбинации гелия (при реально имеющем место в процессе теплообмена температурном напоре, равном, например, 0,1 K) с медью, никелем и нержавеющей сталью дают значения P < 1/2.

В табл. 2-2 приведены значения параметра перегрева P для названных выше пар. Определенный интерес представляет графическое изображение полученных решений для конкретных случаев. На рис. 2-18 в координатах  $\theta = f(\tau)$  представлена зависи-

Таблица 2-2

Значения параметра Р для различных сочетаний жидкость — твердое тело

Жидкость	Медь	Никезь	Нержавеющая сталь	
Гелий ( $T_s - T_s = 0,1$ K)	0,319	0,04624	0,002766	
Азот ( $T_0 - T_s = 8$ K)	192,48	35,604	5,684	
Вода ( $T_0 - T_s = 16$ K)	19,532	3,7408	0,9540	

мость (2-49) при кипении азота на поверхностях из меди, никеля и нержавеющей стали. При построении кривых было принято, что начальная толщина  $\delta_0$  пленки жидкого

азота (применительно к растущему пузырю— начальная толщина микрослоя) равна 10 мкм. Выбор сделан во многом произвольно— лишь для качественной иллюстрации характера изменения температуры на поверхности нагрева.

Полученный результат показывает весьма сложный характер изменения температуры поверхности нагрева под паровым пузырем в процессе его роста. Характерным при этом является пересечение температурных кривых в области  $\tau = 5 \div 10$  мс. Такой хол кривых всечело определяется совокупной характеристикой тен порязущеских свойстве ход кривых всецело определяется совокупной характеристикой теплофизических свойств

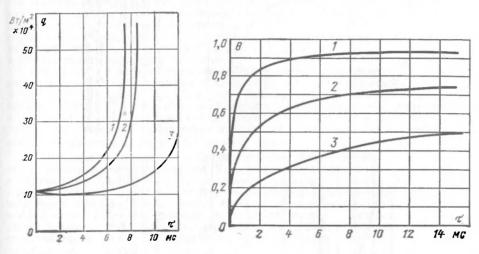


Рис. 2-20. Изменение плотности теплового потока во времени при испарении пленки жидкого азота начальной толщиной  $\delta_0 \! = \! 10$  мкм с поверхности различных металлов,

I — медь, P=192,48; 2 — никель, P=35,604; 3 — нержавеющая сталь, P=5,654.

Рис. 2-21. Изменение безразмерной температуры поверхности различных металлов во времени при испарении пленки жидкого гелия начальной толщиной  $\delta_0 \!\!=\! 10$  мкм. I — нержавеющая сталь, P = 0,00277,  $\Delta T$  = 0,1 K; 2 — никель, P = 0,04624,  $\Delta T$  = 0,1 K; 3 — медь; P = 0,31896,  $\Delta T$  = 0.06 K.

жидкостной пленки и материала поверхности нагрева и объясняется, вероятно, тем, что различные материалы при одной и той же температуре имеют неодинаковый запас теплоты и обладают различной способностью переносить теплоту из глубины к поверх-

ности раздела твердое тело — жидкость. Величина плотности теплового потока на границе твердое тело — жидкость определяется из соотношения (2-39):

$$q = \widetilde{q} \frac{\lambda' \left(T_n - T_s\right)}{\delta_{\sigma}}.$$

Это соотношение дает возможность с учетом зависимости, изображенной на рис. 2-18, рассчитать изменение толщины микрослоя во времени для различных кон-

кретных сочетаний жидкость — твердое тело.

Изменение толщины микрослоя азота и других жидкостей во времени, полученное на основании такого расчета, приведено на рис. 2-19. При построении, как и раньше, принято  $\delta_0 = 10$  мкм. Кривые, изображенные на рис. 2-19, свидетельствуют о заметном изменении во времени толщины микрослоя азота под паровым пузырем в отличие от гелия.

Сложный характер изменения температуры поверхности под испаряющейся пленкой жидкого азота и существенное уменьшение во времени толщины этой пленки находят свое суммарное отражение в графике зависимости  $q=f(\tau)$ , построенной для различных металлов и изображенной на рис. 2-20. С увеличением времени плотность теплового потока, снимаемая испаряющейся пленкой микрослоя азота, сначала несколько уменьшается, а затем начинает резко расти. Такое одновременное возрастание плотности теплового потока и уменьшение температуры поверхности нагрева  $T(0, \tau)$  может

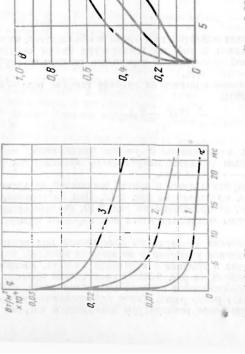
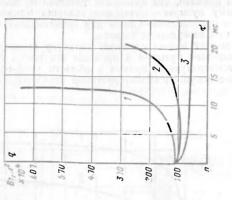


Рис. 2-22. Изменение плотности теплового потока во тремени при усларении пленку жидко, о ге иня начальной толициной  $\delta_0 = 0.000$  мкм с поверхно-ти различных метал. Л. В. 1—нержавлюцая сталь, P = 0.0277,  $\Delta T = 0.1$  К; 2 - 0.000 н икаль, P = 0.04624,  $\Delta T = 0.1$  К; 3 - 0.000 медь, P = 0.04624,  $\Delta T = 0.1$  К; 3 - 0.000 медь, D = 0.000 к.

Рис. 2-23. Изменение базразмерной температуры по крилоти различири металлов во врем ин дри испарани итенки волы начальної телцыной  $\delta_o$ =:10 мкм,  $\Delta T$ =:16 К. I—медь, P=19,532; I—нисль, P=3,7408; I—нерживею цая сталь, P=0,9540.



Ряс. 2-24. Изменевие плотности теплового потока во времени при испарении пленки воды начальной толщиной  $\delta_0$ =10 мкм с поверхности различных металлов,  $\Delta T$ ==16 K.

I — медь, P=19,532; 2 — никель, P=3,7408; 3 — нерравнощая сталь, P=0,9540.

3 3

25

13

быть объяснено лишь с позиций именно суммарного воздействия на процесс теплопередачи величины  $T(0,\, au)$  и величины  $\delta$ . Оказывается, что в данном случае на этот процесс в пределах времени существования пленки более существенное воздействие оказывает уменьщающаяся толщина пленки, нежели падающая температура поверхности

нагрева. Такой характер изменения величин, определяющих процесс, не является единстаенно возможным. В частности, оценка характера изменения толщины микрослоя жидкости под паровым пузырем в случае кипения гелия приводит для разных металлов к зависимостям, существенным образом отличающихся от кривых, характерных для азота и воды (см. рис. 2-19). Оказывается, что в процессе испарения микрослоя гелия его толщина вплоть до  $\tau$  = 25 мс остается практически неизменной и примерно равной начальной толщине микрослоя  $\delta_0$ . Объяснение этому обстоятельству, видимо, следует искать в том, что количество запасенной (аккумулированной) теплоты  $Q \sim c \rho \Delta T$ ), которое может отдать твердое тело в течение указанного времени, много меньше того количества теплоты, которое следует отдать микрослою для того, чтобы уменьшение его в результате испарения стало заметным.

Изменение во времени температуры поверхности нагрева твердого тела из меди, никеля и нержавеющей стали под испаряющимся микрослоем жидкого гелия показано на рис. 2-21 (при построении, как и ранее, было принято  $\delta_0 = 10$  мкм). Видно, что температура поверхности нагрева во всех случаях уменьшается, причем наиболее резкое падение имеет место для поверхности нагрева из нержавеющей стали. Здесь, как и ранее, различный ход температурных кривых для разных металлов определяется раз-

ницей в значениях комплекса V  $\lambda c_{
m P}$  этих металлов.

Практическое постоянство толщины микрослоя гелия под паровым пузырем и резкое падение во времени температуры поверхности нагрева в процессе испарения должно приводить и приводит к соответствующему снижению плотности теплового потока для всех рассматриваемых пар твердое тело — жидкость, причем более резкое падение величины q имеет место при кипении гелия на поверхности, изготовленной из нержавеющей стали. Указанное снижение значений плотности теплового потока иллюстрируется кривыми, приведенными на рис. 2-22. На рис. 2-23 и 2-24 для сравнения представлены графики, характеризующие изменение параметров процесса при испарении пленки воды.

Следует еще раз подчеркнуть, что приведенные выше графики полученных решений даны для  $\delta_0 = 10$  мкм и определенного для каждой пары твердое тело — жидкость значения температурного напора  $\Delta T$ . Очевидно, что при изменении этих условий характеристики процесса испарения изменятся. Вместе с тем использование выведенных обобщенных соотношений дает возможность построить аналогичные зависимости для любой

комбинации жидкость — твердое тело для любых значений  $\delta_0$  и  $\Delta T$ .

Полученные результаты по изменению температуры поверхности нагрева при испарении жидкостных пленок качественно согласуются с экспериментальными данными Купера и Ллойда [270], полученными при кипении толуола на стекле. Эти результаты интересны и важны не только потому, что они свидетельствуют о существенном влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении. Они необходимы для количественной оценки интенсивности теплопередачи через микрослой, т. е. в конечном счете для получения расчетных соотношений, необходимых для практики.

## 2-4. СКОРОСТЬ РОСТА ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ

Скорость роста парового пузыря является одной из важнейших характеристик процесса кипения жидкостей, значение которой важно не только в целях получения количественных зависимостей, описывающих теплоотдачу при кипении (параметр dR/d au прямо или косвенно входит в подавляющее большинство теоретических соотношений, описывающих интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении), но также с точки зрения более глубокого понимания механизма этого процесса.

Проблеме роста паровых пузырей в различных условиях посвящено значительное число теоретических и экспериментальных исследований, причем в большинстве работ рассматривается случай роста парового пузыря в объеме равномерно перегретой жидкости (см., например, [234, 301, 317, 429, 443, 471, 492]).

Результаты аналитического решения, полученные в указанных работах, могут быть представлены общей зависимостью:

$$R/V\overline{a'\tau} = C \, \mathsf{Ja}. \tag{2-64}$$

Различия в значениях постоянной у авторов названных работ определяются учетом различных факторов, влияющих на интенсивность подвода теплоты к поверхности парового пузыря, например, реальной сферичности пузыря, динамических эффектов, сопровождающих его рост,

Автор [471], проанализировав результаты указанных теоретических работ, показал аналитически, что  $R/\sqrt{a'\tau}$  является более сложной функцией числа Ја.

Результаты аналитического расчета роста сферического парового пузыря, выполненные Скрайвеном и опубликованные в [471] в виде таблиц, были достаточно точно (с погрешностью не более 2%) аппроксимированы в [112] зависимостью

$$\frac{R}{\sqrt{a'\tau}} = 2 \sqrt[3]{\frac{3}{\pi}} \operatorname{Ja} \left[ 1 + 0.5 \left( \frac{\pi}{6} \operatorname{Ja} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6} \operatorname{Ja} \right]^{1/2}. \tag{2-65}$$

Можно видеть, что формулы типа (2-64) являются лишь предельным случаем решения для числа Ја: при Ја ≥ 1 уравнение (2-65) переходит в уравнение (2-64).

Другой крайний случай, когда число Ја≪1, приводит к уравнению

$$\frac{R}{V a' \tau} = \sqrt{2 J a}. \tag{2-66}$$

Уравнение (2-64) при значении постоянной  $C \approx 2$  достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными [286, 287], полученными при объемном кипении обычных жидкостей при атмосферном давлении. Вместе с тем в литературе неоднократно высказывалась точка зрения (однако без соответствующей экспериментальной проверки), что зависимости вида (2-64) справедливы для условий роста парового пузыря и на поверхности нагрева. В связи с этим предлагалась модель, согласно которой растущий на поверхности пузырь окружен слоем перегретой жидкости, находившейся вначале у поверхности нагрева. При этом пренебрегалось подводом теплоты непосредственно от поверхности через основание пузыря.

Однако наличие тонкого слоя перегретой жидкости вокруг растущего на поверхности нагрева парового пузыря вследствие сравнительно малого запаса энтальпии перегрева жидкости в этом слое, как показано в [105], не объясняет наблюдаемый в опытах рост пузырей на поверхности нагрева, особенно при повышенных давлениях.

Д. А. Лабунцовым в [105] была предложена принципиально новая модель, согласно которой основное испарение, определяющее рост парового пузыря на поверхности нагрева, происходит лишь вблизи его основания, причем теплота к зоне испарения подводится от поверхности нагрева путем теплопроводности через прилегающие слои жидкости.

На основании этой модели было получено аналитическое выраже-

ние, по структуре совпадающее с уравнением (2-66):

$$R/V \overline{a'\tau} = V 2 \overline{p} J a . \tag{2-67}$$

Для β=6 формула (2-67) подтверждена экспериментальными данными [31, 65, 112, 507], полученными при кипении на поверхностях нагрева в широком интервале давлений и тепловых нагрузок.

При выводе соотношения (2-67) автором [105] предполагалось постоянство температуры поверхности под паровым пузырем при его росте, что справедливо лишь для высокотеплопроводных материалов. Вместе с тем, как было подробно показано выше (см. § 2-2), по данным многих исследователей температура поверхности под паровым пузырем во время его роста уменьшается, а в период «молчания» центра парообразования восстанавливается до первоначальной величины. Такие флуктуации температуры поверхности связаны с отбором теплоты, аккумулированной материалом поверхности нагрева. Вполне допустимым при этом кажется предположение, что теплофизические свойства материала поверхности нагрева, от которых зависит скорость и величина температурных флуктуаций, должны оказывать определенное влияние на скорость роста парового пузыря.

на скорость роста парового пузыря. Исходя из этого обстоятельства, Купер и Вик [272], приняв в качестве модели полусферический паровой пузырь, отделенный от поверхности нагрева микрослоем жидкости, получили для случая, когда размер парового пузыря превышает толщину пограничного слоя, соотношение, учитывающее теплофизические свойства материала поверхности на-

грева:

$$R = \frac{\int a \sqrt{a'\tau}}{\frac{1}{M'} + \frac{\sqrt{\pi}}{2\varkappa}},$$
 (2-68)

где

$$Ja = \frac{c'_{P}(T_{-} - T_{c}) \, o'}{r \rho''}; \tag{2-69}$$

$$M' = \frac{2}{0.8 \, V \, \overline{\text{Pr}}};$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{\lambda c \rho}{\lambda' c' \rho \rho'}}.$$
(2-70)

При выводе этого уравнения авторами принималась аналитически полученная зависимость изменения толщины микрослоя во времени в виде

$$\delta = 0.8 \, V \overline{v'\tau}. \tag{2-71}$$

Выражение для теплового потока под растущим пузырем было получено ими из решения задачи об испарении плоского слоя жидкости неизменной толщины, нанесенного на поверхность нагрева [75].

Анализ выражения (2-68) и его сопоставление с имеющимися

экспериментальными данными будут проведены ниже.

В [108] рассмотрена модель роста парового пузыря, учитывающая теплоподвод через испаряющийся клиновидный микрослой в основании парового пузыря и тепловой поток от перегретого слоя жидкости при условии, что последняя покрывает лишь часть поверхности пузыря. Проведя приближенный анализ составляющих теплопритока в паровой пузырь, авторы [108] получили выражение для скорости роста пузыря вида:

$$R = (\gamma Ja + \sqrt{\gamma Ja^2 + 2\beta Ja}) \sqrt{a'\tau}, \qquad (2-72)$$

где ү и β — числовые константы.

В области малых чисел Якоба (высокие давления, малые  $\Delta T$ ) преобладающим, очевидно, является подвод теплоты от поверхности нагрева и выражение (2-72) (при Ja<1) переходит в выражение (2-67).

При высоких значениях числа Якоба, когда основным источником теплоты является перегретая жидкость, выражение (2-72) совпадает с точ-

ностью до постоянной с выражением (2-64).

Соотношение (2-72) рекомендовано авторами для обобщения опытных данных по скорости роста паровых пузырей различных жидкостей при изменении числа Якоба от 0,1 до 800, что соответствует давлениям от  $100 \cdot 10^5$  до  $0.5 \cdot 10^5$  Па. Значительный разброс опытных данных от осредняющей кривой, построенной в координатах  $R / \sqrt{a'\tau} = f(Ja)$ , отражает, по мнению авторов, статистическую природу самого процесса кипения, а также связан с тем влиянием, которое оказывают различия в теплофизических свойствах материала поверхности нагрева на ско-

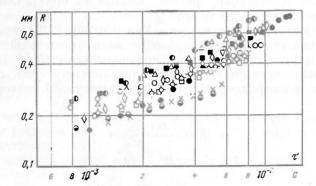


Рис. 2-25. Кривые роста десяти пузырей при кипении азота (никель,  $\Delta T$ =6,1 K, p=1·10<sup>5</sup> Па).

рость роста. Следует отметить, что ни в одно из известных уравнений для скорости роста паровых пузырей не входит ускорение системы. Независимость скорости роста от сил гравитации для пузырей криогенных жидкостей экспериментально подтверждено автором работы [188], исследовавшим динамику паровых пузырей кислорода при изменении ускорения системы в диапазоне  $0.01 < \eta \le 1$ .

Подробный анализ существующих подходов к аналитическому описанию скорости роста паровых пузырей на основе современных представлений о механизме передачи теплоты при кипении можно найти в обзорной работе Д. А. Лабунцова [106]. Там же содержится доста-

точно обширная библиография по данному вопросу.

Число работ, посвященных экспериментальному изучению скорости роста паровых пузырей криогенных жидкостей, ограничено, причем большая часть из них выполнена на азоте и кислороде. Справедливость выражения для скорости роста паровых пузырей вида (2-64) для криогенных жидкостей была экспериментально проверена авторами [186], исследовавшими рост пузырей азота в объеме перегретой жидкости. Опытные данные, полученные при различных перегревах с максимальным отклонением 22%, аппроксимируются уравнением Плезета — Цвика [444], причем 89% опытных точек имеют отклонение от предсказанных теорией менее 10%.

Несмотря на значительный интерес к проблеме изучения скорости роста паровых пузырей водорода и гелия, нам неизвестны экспериментальные исследования этого вопроса. Предпринятая авторами работы [22] попытка кинематографического изучения скорости роста паровых

пузырей гелия не увенчалась успехом из-за наличия большого числа крошечных (в виде «тумана») пузырьков гелия, поднимающихся от теплоотдающей поверхности. Невелико и число работ, выполненных с учетом статистического характера процесса, в то время как количественный разброс значений скорости роста паровых пузырей, например, азота, по нашим наблюдениям [38, 40], достигает 100% и более (рис. 2-25), причем пузыри, генерируемые даже одним центром парообразования, обладали различной скоростью роста и частотой отрыва при неизменных режимных параметрах.

Столь вначительные расхождения в значениях скорости роста пузырей, полученные на одной и той же поверхности нагрева при одном и том же значении среднего температурного напора, объясняются, по-видимому, различными локальными условиями, в которых происходит рост пузырей: локальными флуктуациями температуры под пузырями, особенности микрорельефа поверхности нагрева, локальным измене-

нием толщины теплового пограничного слоя и т. п.

Статистический характер внутренних характеристик пузырей не позволяет получить достоверную информацию о динамике пузырей, исходя из анализа роста одного или нескольких пузырей. Для получения достаточно надежных качественных или количественных закономерностей необходима обработка возможно большого числа индивидуальных пузырей.

Авторами [38, 40] с использованием высокоскоростной (1500—4000 кадров в секунду) киносъемки выполнено комплексное изучение скорости роста паровых пузырей при кипении азота, воды и эталона на поверхностях нагрева из меди, никеля и нержавеющей стали, т. е. металлов с существенно различными теплофизическими свойствами.

Значения плотности тепловых потоков q и температурных напоров  $\Delta T$ , при которых производились исследования, сведены в табл. 2-3.

Таблица 2-3 Значения q и  $\Delta T$  при кипении азота, этанола и воды на различных поверхностях нагрева

TABLE SENTON	Азот		Этанол		Вода	
Материал сбразца	Δ <i>T</i> , K	<b>q</b> , Вт/м²	Δ <i>T</i> , Κ	q, Вт/м²	Δ <i>T</i> , K	q, Вт/м²
Медь	4,0	14 700	8,1 4,9	178 000 61 000	8,9	5600
Никель	2,15 6,1	2480 7440	13,2	48 300	16 14,2 9,7	195 000 106 000 80 600
Нержавеющая сталь X18H9T	8,2	8220	14,7 8,5	87 000 41 850	19,6 16,0 11,7	83 600 93 000 45 900

Опыты показали, что паровые пузыри исследованных жидкостей имели форму эллипсоида, вытянутого в направлении вертикальной оси. Поэтому при обработке результатов эквивалентный диаметр каждого парового пузыря определялся по соотношению  $D=\sqrt{A^2B}$ , полученному из условия равенства объемов эллипсоида и сферы. В этом соотношении A и B — линейные размеры пузыря соответственно по горизонтальной и вертикальной осям.

За начало отсчета времени роста парового пузыря принимался момент, предшествующий появлению кадра с видимым зародышем пузыря, за время отрыва — момент разрыва паровой «ножки» пузыря с по-

верхностью нагрева.

Последовательные стадии роста трех пузырей азота представлены на рис. 2-26. Причиной столь необычной (в виде «столбиков») формы паровых пузырей могут быть, по мнению авторов, конвективные токи жидкости, существенным образом деформирующие паровые пузыри в процессе их роста вследствие малой величины коэффициента поверхностного натяжения азота  $\sigma$  (при атмосферном давлении для воды  $\sigma$  =  $58 \cdot 10^{-3}$  H/M, для азота  $\sigma$  =8,72 · 10<sup>-3</sup> H/M).

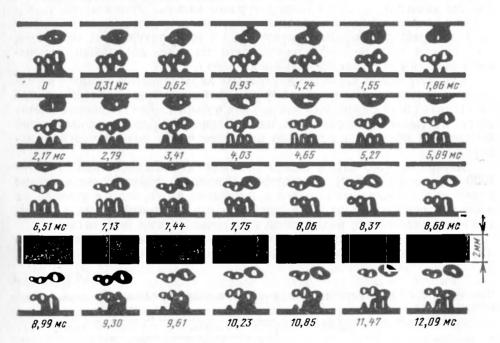


Рис. 2-26. Последовательные стадии роста трех паровых пузырей при кипении азота (никель,  $p=1\cdot10^5$  Па,  $\Delta T=6.1$  K,  $q=0.744\cdot10^4$  Вт/м²).

Аналогичная форма пузырей во всех исследованных режимах получена при кипении этилового спирта ( $\sigma$ =17,3·10<sup>-3</sup> H/м), что подтверждает высказанное предположение.

Для каждого из исследованных режимов, указанных в табл. 2-3, было произведено усреднение значений радиусов достаточно большого (100 и более) числа пузырей. При осреднении отрезок времени разбивался на 10—15 интервалов, в каждом из которых рассчитывался средний радиус пузыря. Таким образом, для каждого из режимов была получена единая зависимость  $R = f(\tau)$ , учитывающая статистический характер скорости роста пузырей.

Для выяснения вопроса о влиянии среднего температурного напора на скорость роста пузырей на ряде металлов были проведены опыты

при нескольких значениях  $\Delta T$ .

Полученные результаты аппроксимировались степенными зависимостями вида  $R \sim \Delta T^n$ . Значения показателя степени n для различных сочетаний жидкость — металл сведены в табл. 2-4.

Таким образом, полученные аппроксимации, выявляющие экспериментальную зависимость скорости роста пузырей от среднего температурного напора, не подтверждают значений показателей степени при  $\Delta T$ , входящих в известные соотношения. Заметно отличается от теоретической и зависимость радиуса пузырей от времени, в особенности для этилового спирта и азота. Тангенс угла наклона жривых  $R = f(\tau)$  для отдельных пузырей не одинаков и изменяется от 0,25 до 0,55. Тангенс угла наклона усредненных кривых роста при кипении азота близок к 0,4 \*, а для этилового спирта практически на всех режимах равен 0,3.

Наглядное представление о влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева на скорость роста паровых пузырей дают

Таблица 2-4 Значения показателя степени п в зависимости от вида  $R \sim \Delta T^n$  для различных сочетаний жидкость — металл

Материал образца	Вода	Этиловый спирт	Азот
Медь Никель Нержавеющая сталь	0,7	0,55	0,7

кривые  $R = f(\tau)$ , приведенные на рис. 2-27—2-31. На рис. 2-27 приведен график изменения радиусов пузырей во времени при кипении азота на поверхностях нагрева из меди и нержавеющей стали.

Как уже отмечалось (см. § 1-3), кривые  $\overline{\kappa} = \overline{r}(\tau)$  практически совпадают, несмотря на то что разности температур  $\Delta T$ , при которых происходил процесс кипения, отличались более чем в 2 раза.

Зависимости  $\kappa = i(\tau)$ . полученные при исследовании кипения этанола на теплоотдающих поверхностях из меди и нержавеющей стали при практически совпадающих значениях температурного напора  $\Delta T$ , представлены на рис. 2-28. >

Кривые, представленные на рис. 2-29—2-31, получены путем пересчета зависимостей для разных металлов при различных значениях температурного напора к единому температурному напору для каждой из исследованных жидкостей. Для такого пересчета использовались температурные зависимости вида  $R \sim \Delta T^n$ , установленные экспериментально для большинства исследованных сочетаний жидкость — поверхность нагрева. Для азота подобный пересчет сделан в предположении, что зависимость  $R \sim \Delta T^{0,7}$ , обнаруженная при кипении азота на никеле, правомерна и для сочетания азот — нержавеющая сталь.

∠ Представленные данные свидетельствуют о заметном влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева на скорость роста паровых пузырей, причем уменьшение коэффициента теплопроводности (а точнее, комплекса V  $\lambda$ co) материала приводит к снижению скорости роста пузырей при кипении. Так, при кипении этилового спирга расслоение кривых  $R = f(\tau)$  между крайними по теплофизическим свойствам металлами составляет около 40%, при кипении азота указанная разница достигает 60%.

97

<sup>\*</sup> Такой же наклон кривых  $\kappa = r(\tau)$  получен и автором работы [188] при изучении динамики паровых пузырей кислорода.

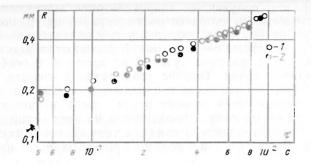


Рис. 2-27. Влияние свойств материала поверхности нагрева на рост паровых пузырей при кипении азота ( $p=1\cdot 10^5$  Па). 1— медь,  $\Delta T=4$  K; 2— нержавеющая сталь,  $\Delta T=8.2$  K.

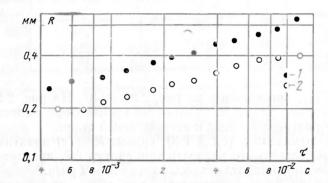


Рис. 2-28. Влияние свойств материала поверхности нагрева на рост паровых пузырей при кипении этанола ( $p=1\cdot 10^5$  Па). 1—медь,  $\Delta T=8,1$  К; 2— нержавеющая сталь,  $\Delta T=8,5$  К.

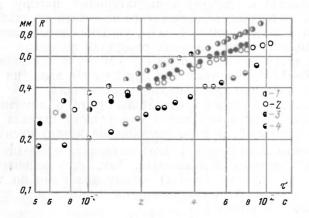


Рис. 2-29. Влияние свойств материала поверхности нагрева на рост паровых пузырей при кипении азота ( $\Delta T$ =8,2 K, p=1·10<sup>5</sup> Па). I — медь; 2, 3 — никель; 4 — нержавеющая сталь.

Сопоставление полученных эксперимнтальных данных по скорости роста паровых пузырей азота с известными расчетными соотношениями (2-64), (2-67) и (2-68) представлено на рис. 2-32.

Отсутствие приемлемой корреляции экспериментальных и теоретических зависи-

мостей  $R = f(\tau)$  (рис. 2-32) требует некоторого пояснения.

Следует отметить, что в основном все указанные расчетные соотношения дают несколько заниженные значения по сравнению с экспериментом. С нашей точки зрения,

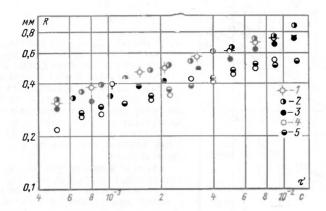


Рис. 2-30. Влияние свойств материала поверхности нагрева на рост паровых пузырей при кипении этанола ( $\Delta T$ =13,2 K,  $\rho$ =1·10<sup>5</sup> Па). 1, 2—медь: 3—никель; 4, 5—нержавеющая сталь.

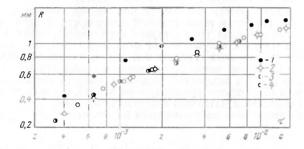


Рис. 2-31. Влияние свойств материала поверхности нагрева на рост паровых пузырей при кипении воды ( $\Delta T$ =8,9 K, p=1·10<sup>5</sup> Па). 1 — медь; 2-4 — нержавеющая сталь.

это не является случайным. В общем случае паровой пузырь отбирает при своем росте на поверхности нагрева как подводимую, так и запасенную (аккумулированную) поверхностью нагрева теплоту. Количество последней зависит от размеров, главным образом толщины, и теплофизических свойств материала поверхности нагрева.

Если толщина нагревателя пренебрежимо мала, скорость роста парового пузыря при фиксированном температурном напоре будет минимальной по сравнению с любым другим случаем, когда пузырь имеет возможность отбирать от поверхности еще и аккумулированную ею теплоту. Таким образом, на практике тонкостенные образцы должны дать минимальное значение скорости роста, которая не должна зависеть от материала поверхности нагрева. В случае толстостенных нагревателей, толщина которых превосходит или соизмерима с глубиной проникновения в материал поверхности нагрева температурных флуктуаций, скорость роста должна зависеть от теплофизических свойств материала поверхности. При этом очевидно, что скорость роста пузырей, растущих на низкотеплопроводных материалах (например, нержавеющей стали), будет асимптотически приближаться к скорости роста, полученной на тонкостенных образцах. Действительно, экспериментальные данные, полученные на нержавеющей стали (см. рис. 2-32), наиболее близки (по сравнению с никелем и тем более медью) к результатам расчета

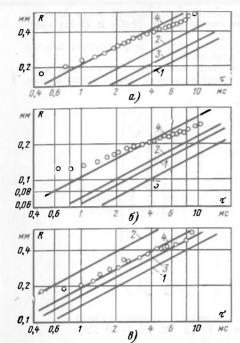


Рис. 2-32. Сопоставление экспериментальных данных по скорости роста паровых пузырей азота при кипении на различных поверхностях нагрева с расчетными соотношениями.

a — медь,  $\Delta T$  = 4.0 K;  $\delta$  — никель,  $\Delta T$  = 2,15 K;  $\delta$  — нержавеющая сталь,  $\Delta T$  = 8,2 K. I — Д. А. Лабунцова (2-67); 2 — (2-64) с постоянной C=2; 3 — Купера (2-68); 4 — авторов (2-87).

по уравнению Д. А. Лабунцова. Как известно, оно дает вполне удовлетворительное согласование с опытными данными, полученными на образцах, имеющих весьма малую толщину. Аналогичный характер «сближения» теоретических и экспериментальных данных по мере уменьшения коэффициента теплопроводности материала образца получен нами при сопоставлении результатов расчета по формуле (2-67) с опытными данными по скорости роста пузырей воды и этанола.

С этой точки зрения был проведен анализ подавляющего большинства известных экспериментальных данных по скорости роста паровых пузырей при кипении как криогенных, так и обычных жидкостей, для которых известны условия проведения опытов, в частности материал, размеры и форма теплоотдающих поверхностей. Авторы настоящей работы пришверхностей.

ли к однозначному выводу, что модули роста, а следовательно, и скорости роста паровых пузырей в значительной степени зависят от толщины поверхности нагрева, причем модули роста, полученные при прочих равных условиях на толстостенных образцах (толщина теплоотдающей поверхности которых превышает возможную глубину проникновения температурных флуктуаций), могут в 2 раза и более превышать значения модулей, полученных на поверхностях нагрева, выполненных в виде проволочек, лент тонкостенных трубочек и т. п. (см., например, табл. 2-8). С другой стороны, статистическая обработка большого числа опытных данных по скорости роста паровых пузырей различных жидкостей позволила выявить весьма сложную зависимость скорости роста от величины температурного напора, которая также определяется теплофизическими свойствами материала поверхности нагрева.

Последнее обстоятельство не учитывается ни одним из существующих расчетных соотношений.

Показатель степени n в соотношении  $R \sim \Delta T^n$  может изменяться от 0,5 до 1 в зависимости от соотношения теплофизических свойств жидкости и материала поверхности, а также (предположительно) от температурного уровня. В этом случае формула Д. А. Лабунцова (2-67) (n=0,5), при выводе которой предполагалось постоянство температуры стенки или иначе говоря, бесконечно большое значение коэффициента теплопроводности материала поверхности нагрева, а также формула (2-64) (n=1,0) для скорости роста парового пузыря в объеме перегретой жидкости дают для указанной связи экстремальные значения (в подавляющем большинстве случаев  $\lambda' \ll \lambda$ ). Формула Купера (2-68) хотя и получена с учетом флуктуаций температуры поверхности, не можег быть рекомендована для расчетов, так как не дает удовлетворительной зависимости скорости роста пузыря от теплофизических свойств материала теплоотдающей поверхности и температурного напора.

Таким образом, проведенное сопоставление опытных данных по скорости роста паровых пузырей при кипении азота на различных металлах с известными расчетными соотношениями показывает, что ни одно из них не дает приемлемой аппроксимации опытных данных. Другими словами, существующие теоретические зависимости для ско-

рости роста (в том числе и соотношение Купера) нуждаются в ряде случаев в существенном уточнении.

Изложим некоторые соображения, которые могут быть положены в основу модели роста парового пузыря на поверхности нагрева, об-

ладающей конечной теплопроводностью.

В то время как само существование, микрослоя жидкости не вызывает сомнения, отводимая ему роль в процессе роста пузыря требует обсуждения. Испарение жидкости в пузырь, растущий на поверхности нагрева, возможно как с поверхности микрослоя  $Q'_{\text{исп}}$ , так и с тех частей криволинейной поверхности пузыря, которые находятся в контакте с перегретой жидкостью  $Q''_{\rm ncn}$  (если таковые имеются). Тогда

$$Q_{\text{исп}} = Q'_{\text{исп}} + Q''_{\text{исп}}$$

Рассмотрим случай, когда предположение об основной роли микрослоя в процессе роста пузыря может оказаться наиболее уязвимым: рост пузыря до момента отрыва происходит в массе перегретой жидкости. Если пренебречь тепловой емкостью микрослоя, что вполне опраздано из-за его весьма малой толщины, то интенсивность процессов испарения с криволинейной поверхности и поверхности микрослоя определяется комплексом V  $\lambda c_0$  соответственно для жидкости и материала поверхности нагрева.

Можно показать, что для многих сочетаний жидкость — материал поверхности нагрева при давлениях, близких к атмосферному, выполняется неравенство  $\sqrt{\lambda c \rho} \gg \sqrt{\lambda' c'}_{p} \rho'$ , и поэтому с достаточной степенью точности можно пренебречь испарением жидкости с криволинейной поверхности пузыря, т. е. слагаемым Отнеш как величиной малой по сравнению с О'поп. Это, в частности, справедливо для паровых пузырей азота и кислорода. Однако при оценке скорости роста паровых пузырей водорода и гелия вторая составляющая должна быть учтена по следующим причинам. Во-первых, отрывные диаметры паровых пузырей при кипении указанных жидкостей соизмеримы с толщиной теплового пограничного слоя [22]. Паровые пузыри в течение всего времени роста находятся в перегретой жидкости, причем величина избыточной энтальпии перегретого слоя соизмерима с количеством теплоты, идущей на образование пузыря. Во-вторых, при водородных и тем более гелиевых температурах становятся соизмеримыми значения комплекса / λερ указанных жидкостей и материалов поверхности нагрева, так что паровые пузыри водорода и гелия в одинаковой мере могут отбирать теплоту как от металла, так и от жидкости Последнее положение наглядно иллюстрирует табл. 2-5, в которой приведено сравнение коэффициентов аккумуляции гелия (при T=4.2 K), водорода (при T=20 K), азота (при  $T = 77 \,\mathrm{K}$ ) и кислорода (при 90 K) с коэффициентами аккумуляции некоторых металлов при соответствующих температурах. Как видно из табл. 2-5, значения этих коэффициентов при температуре 4,2 К для жидкого гелия и латуни практически одинаковы, а для нержавеющей стали в 3 раза меньще. Следовательно, если жидкость, окружающая пузырь, перепрета на ту же величину, что и поверхность нагрева, то плотности теплового потока от жидкости и от поверхности нагрева могут быть соизмеримыми.

Эту особенность при кипении водорода и гелия можно учесть введением соответствующей поправки в предлагаемое решение, что и будег сделано ниже.

Значения коэффициентов аккумуляции  $V \overline{\lambda c} \rho \cdot 10^{-4} \ (Bm \cdot c^{1/2})/(m^2 \cdot K)$  некоторых криогенных жидкостей и металлов

<i>т</i> , к	Жидкость	Медь	Бронза	Никель	Латунь	Нержавеюща сталь
4,2 20 77 90	0,0128* 0,0284** 0,0476*** 0,052****	0,0685 0,484 1,97 2,70	0,0182 0,0761 0,67 0,70	0,0182 0,0972 0,85 0,86	0,0123 1,06 1,10	0,0042 0,0441 0,29 0,27

\* Гелий. \*\* Водород. \*\*\* Азот. \*\*\*\* Кислород.

В связи с тем, что действительный процесс зарождения, роста и отрыва паровой фазы от поверхности нагрева имеет статистическую природу, однозначная постановка задачи о динамике роста парового пузыря связана с определенной схематизацией, введением ряда допущений.

В основу предлагаемой в настоящей работе модели положено допущение Д. А. Лабунцова [105], считающего, что основное количество

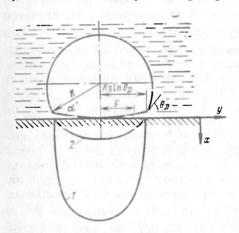


Рис. 2-33. Модель роста парового пузыря и фронт распространения температурного возмущения в твердом теле в момент времени т.

1 к 2 — границы распространения температурных воли соответственно для материалов с высокими и низкими теплопроводящими

теплоты, определяющее рост парового пузыря на поверхности нагрева при не очень низких давлениях, подводится к его основанию от поверхности нагрева путем теплопроводности через тонкий микрослой жидкости.

Модель, принятая нами к рассмотрению, представлена на рис. 2-33. Пузырь состоит из двух частей: криволинейной верхней, представляющей собой усеченную сферу радиуса R, и нижней, ограниченной конической поверхностью микрослоя. Рост пузыря осуществляется за счет испарения жидкости с поверхности микрослоя, толщина которого не меняется во времени. Такое предположение в известной степени оправдывается наличием сил адгезии, вызывающих «подтекание» жидкости под паровой пузырь и тем самым компенсирующих утонение микро-

слоя. Величина этих сил особенно значительна у криогенных жидкостей, что обусловлено их высокой смачиваемостью.

Угол сопряжения межфазной поверхности и твердой стенки (динамический краевой угол) в процессе роста пузыря может меняться приблизительно от  $90^{\circ}$  до некоторого значения  $\Theta_{\text{отр}}$ , соответствующего моменту разрыва паровой ножки пузыря с поверхностью нагрева. В дальнейшем под  $\Theta_D$  будем понимать некоторое среднее значение динамического краевого угла за период роста пузыря.

Рассматривается стадия роста, когда размер лузырьков существенно больше зародышевого размера, определяемого уравнением:

$$R_{wp} = \frac{\sigma T_s}{r \rho'' (T_w - T_s)} .$$

На этой стадии существования пузыря, т. е. спустя несколько миллисекунд после начала роста, можно пренебречь силами инерции окружающей жидкости, вязкостными силами и силами поверхностного натяжения. Можно также считать, что давление в пузыре и жидкости одинаково, поэтому температура паровой фазы и конической поверхности принимается равной температуре насыщения  $T_{\rm s}$ . Скорость роста парового пузыря на данной стадии всецело определяется интенсивностью подвода теплоты к его поверхности.

Изменение объема пузыря определяется количеством подводимой

$$r\rho''\frac{dV}{d\tau} = Q'_{\text{Hen}} \tag{2-73}$$

или

$$r\rho = \int_{F} q \, dF, \qquad (2-74)$$

где F — площадь основания пузыря; dF =  $2\pi y dy$ .

При определении плотности теплового потока и вычислении инте-

грала были сделаны следующие допущения:

1. Угол между образующей конической поверхности микрослоя и поверхностью нагрева  $\alpha'$  мал. Это дает возможность, во-первых, пренебречь объемом нижней части пузыря, тогда

$$\frac{dV}{d\tau} = \pi \left(1 + \cos \theta_D\right)^2 (2 - \cos \theta_D) R^2 \frac{dR}{d\tau}, \qquad (2-75)$$

и, во-вторых, считать закон изменения температуры по толщине микрослоя линейным

$$q = \frac{\lambda'}{2} (T_w - T_s), \tag{2-76}$$

где  $T^{\tau}_{w}$  — температура поверхности нагрева в момент времени  $\tau$  на

расстоянии y от центра основания. Поскольку  $\delta \approx \alpha' y$ , то с учетом (2-75) и (2-76) уравнение (2-74)

принимает вид:

$$(1 + \cos \theta_D)^2 (2 - \cos \theta_D) r \rho'' R^2 \frac{dR}{d\tau} = 2 \int_0^{R \sin \theta_D} \frac{\Lambda'}{\alpha'} (T^{\tau}_w - T_s) dy. \quad (2-77)$$

2. Теплота для испарения каждого элемента микрослоя отбирается только по координате h, радиальные перетечки теплоты отсутствуют, а при  $y \geqslant R \sin \Theta_D$  температура поверхности остается постоянной и равной  $T_w$ . Испарение жидкости с поверхности элемента микрослоя толщиной  $\delta = \alpha' y$  происходит лишь в течение времени  $\tau - \tau'$ , где  $\tau' -$  время роста пузыря до радиуса  $\overline{\kappa'}$ : эти допущения используются при вычислении интеграла в правой части уравнения (2-77).

Подобные допущения дают возможность использовать для каждого элемента микрослоя в качестве распределения температур, необ-

ходимого для вычисления интеграла в правой части уравнения (2-77), решение Карслоу и Егера [75], описывающее изменение температуры поверхности полуограниченного твердого тела с равномерной первоначальной температурой  $T_w$ , на поверхность которого нанесена тонжая иленка постоянной толщины  $\delta_0$ :

$$T_w^{\tau} - T_s = (T_w - T_s) \exp\left[\left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2 \frac{a\tau}{\delta_a^2}\right] \Phi^* \left[\frac{\lambda'}{\lambda} \frac{\sqrt{a\tau}}{\delta_a}\right].$$
 (2-78)

Зависимость (2-78) с максимальной погрешностью, не превышающей 6%, описывается более простой, удобной для интегрирования функцией:

$$T_{w}^{\tau} - T_{s} = \frac{T_{w} - T_{s}}{1 + \sqrt{\frac{2}{3} \pi \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^{2} \frac{G^{\tau}}{\delta^{2}_{0}}}}.$$
 (2-79)

Подставляя значение температурного напора из (2-79) в уравнение. (2-77) и вводя обозначение  $T_{\infty} - T_{c} = \Delta T$ . получаем:

$$(1 + \cos \theta_D)^2 (2 - \cos \theta_D) r \rho'' R^2 \frac{dR}{d\tau} = 2\Delta T \int_0^{R \sin \theta_D} \frac{y \, dy}{\frac{\alpha' y}{\lambda'} + \sqrt{\frac{2}{3} \pi^{\frac{\tau - \tau'}{\lambda c \rho}}}}$$

Будем искать решение уравнения (2-80) в виде степенной функции

$$R = A\tau^n, \tag{2-81}$$

где А и п — некоторые константы, подлежащие определению.

Преобразуем уравнение (2-80) с учетом только что сделанного предположения (2-81):

$$(1 + \cos \theta_D)^2 (2 - \cos \theta_D) r \rho'' R^2 \frac{dR}{d\tau} = 2 \frac{\lambda'}{\alpha'} \Delta T R \sin \theta_D \times$$

$$\times \int_{0}^{1} \frac{\frac{y}{R \sin \Theta_{D}} d\left(\frac{y}{R \sin \Theta_{D}}\right)}{\frac{y}{R \sin \Theta_{D}} + \frac{\lambda'}{\lambda}} \sqrt{\frac{2}{3} \pi \frac{a\left[\left(R \sin \Theta_{D}\right)^{\frac{1}{n}} - \frac{1}{n}\right]}{\left(\alpha'\right)^{2} \left(A \sin \Theta_{D}\right)^{\frac{1}{n}} R^{2} \sin^{2} \Theta_{D}}}.$$
 (2-82)

Можно показать, что функция (2-81) будет решением уравнения (2-82) только в том случае, когда n =0,5. При любом другом значении n будут нарушены условия теории размерностей.

Перепишем (2-82):

$$(1 + \cos \theta_D)^2 (2 - \cos \theta_D) r \rho'' \frac{A^2}{4} = \frac{\lambda'}{\alpha'} \sin \theta_D \Delta T f(B), \qquad (2-83)$$

где

$$f(B) = \int_{0}^{1} \frac{z \, dz}{z + B \sqrt{1 - z^2}}; \quad B = \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{\sqrt{\frac{2}{3} \pi a}}{A \alpha' \sin \Theta_D}; \quad z = \frac{y}{R \sin \Theta_D}.$$

Опуская промежуточные выкладки, связанные с вычислением интеграла, можно получить выражение для функции f(B) в явном виде:

$$f(B) = \frac{B+1}{B^2+1} + \frac{B}{(B^2+1) \sqrt{B^2+1}} \ln \frac{B+1}{B+1+1 \sqrt{B^2+1}}.$$
 (2-84)

Кусочная аппроксимация функции (В) позволяет решить трансцендентное уравнение (2-83) относительно интересующей нас величины A. Для интервала  $0 \le B \le 1,5$ , в котором находятся значения B для любых сочетаний таких криогенных жидкостей, как азот и кислород, с различными металлами, функция f(B) с точностью до 8% может быть представлена выражением

$$f(B) = \frac{0.5}{B + 0.5}. (2-85)$$

Подставляя значение f(B) из уравнения (2-85) в уравнение (2-83) и решая последнее относительно величины А, получаем:

$$A = -m + V \overline{m^2 + \gamma M} \tag{2-86}$$

и, следовательно, согласно допущению о пропорциональности  $\hat{\kappa}$  и  $\sqrt{\tau}$ 

$$R = (-m + \sqrt{m^2 + \gamma M}) \sqrt{\tau}. \tag{2-87}$$

В уравнениях (2-86) и (2-87) приняты следующие обозначения:

$$m = \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{\sqrt{\frac{2}{3} \pi a}}{\alpha' \sin \Theta_D}; \quad M = 2 \frac{\lambda' \Delta T}{\alpha' r \rho''}; \quad \gamma = \frac{2 \sin \Theta_D}{(1 + \cos \Theta_D)^2 (2 - \cos \Theta_D)}.$$

Для получения зависимости для скорости роста паровых пузырей при кипении водорода, неона и гелия необходимо (по причинам, указанным выше) учесть теплоту, поступающую в пузырь от перегретой жидкости, т. е. ввести в правую часть исходного уравнения (2-73) член  $Q''_{\text{исп}}$ .

Для вычисления количества теплоты, подводимого от жидкости в ларовой пузырь, можно воспользоваться известной формулой [443], учитывающей теплоту, поступающую в сферический пузырь при его росте в объеме равномерно перегретой жидкости:

$$Q''_{\text{HCII}} = 8\pi R \frac{\lambda' \alpha' \mu^{\alpha'}}{\Gamma_{\text{F}}^{\alpha'}} \Delta T^2. \tag{2-88}$$

Принимая значение перегрева жидкости равным  $0.5~\Delta T$  и вводя поправку, обусловленную различием в площадях поверхности сферы и принятой модели пузыря, будем иметь:  $Q''_{\text{исп}} = \pi \left(1 + \cos \Theta_D\right) \frac{\lambda' c'_{\rho} c'}{r_{\rho}''} R \Delta T^2.$ 

$$Q''_{\text{HCH}} = \pi \left( 1 + \cos \Theta_D \right) \frac{\lambda' \, \gamma' \, \rho^2}{T'} \, R \Delta T^2. \tag{2-89}$$

Тогда изменение объема пузыря, определяемое количеством подведенной теплоты от теплоотдающей поверхности  $Q'_{\rm исп}$  и количеством теплоты от жидкости  $Q''_{\rm исп}$ , выражается соотношением

$$(1 + \cos \theta_D)^2 (2 - \cos \theta_D) r \rho'' R^2 \frac{dR}{d\tau} = 2\Delta T \int_0^R \frac{y dy}{\frac{\alpha' y}{\lambda'} + \sqrt{\frac{2}{3} \pi^{\frac{\tau - \tau'}{\lambda c \rho}}}} + (1 + \cos \theta_D) \frac{\lambda' c' \rho \rho'}{r \rho''} R (\Delta T)^2.$$

$$(2-90)$$

$$105$$

Проводя рассуждения и математические выкладки, аналогичные приведенным выше, можно получить уравнение для скорости роста наровых пузырей при кипении водорода (неона) и гелия. При этом следует отметить, что аппроксимация функции f(B) для области значений параметра B, соответствующих сочетаниям жидких водорода и неона с различными металлами (0.5 < B < 50), отличается от принятой ранее по формуле (2-85) и может быть с погрешностью, не превышающей 6%, представлена простым выражением:

$$f(B) = \frac{1}{B+2}. (2-91)$$

Для гелия (B>50) с погрешностью менее 4% аппроксимация будет иметь вид:

$$f(B) = \frac{1}{B}. (2-92)$$

Тогда в результате решения уравнения (2-90) с учетом выражений (2-91) и (2-92) получим уравнения для скорости роста паровых пузырей водорода (неона):

$$R = [-0.25(m - 2\varphi D) + V[0.25(m - 2\varphi D)]^{2} + 0.5\gamma'M + 0.5m\varphi D]V_{\overline{\tau}},$$
(2-93)

где

$$D = \frac{\lambda \Delta T}{r \rho^{\prime\prime} V \overline{a}}$$

и гелия

$$R = \left[ \frac{2}{V\pi} \gamma' \frac{\lambda \Delta T}{r \rho'' V \overline{a}} \right] \sqrt{\tau}. \tag{2-94}$$

В уравнениях (2-93) и (2-94)

$$\gamma' = \frac{V\overline{6}\sin^2\theta_D}{(1+\cos\theta_D)^2(2-\cos\theta_D)}; \quad \gamma = \frac{1}{(1+\cos\theta_D)(2-\cos\theta_D)}.$$

Экспериментальные данные по скорости роста паровых пузырей

гелия, как уже отмечалось, нам не известны.

Сопоставление экспериментальных данных по скорости роста паровых пузырей, полученных при кипении азота на различных поверхностях нагрева [38, 40], с результатами расчетов по формуле (2-87) приведены на рис. 2-32. При расчетах нами приняты значения  $\alpha'$  =0,01 и  $\gamma$  = 0,45, что соответствует среднему значению динамического угла смачивания  $\Theta_D$ , равному приблизительно 54°.

Выражение для скорости роста (2-87) не только дает возможность получить качественное расслоение кривых  $R = f(\tau)$  на различных поверхностях нагрева, но и, в отличие от соотношения Купера (2-68), правильно отражает температурную зависимость (согласующуюся с экспериментальной) и дает удовлетворительные количественные результаты при указанных значениях  $\alpha'$  и  $\Theta_D$ . Объяснение подобного факта следует искать в несколько различных принципах построения исходной модели, касающихся прежде всего принятой формы и размеров микрослоя как важнейших из условий, определяющих интенсивность испарения жидкости в пузырь.

Отметим, что формула Д. А. Лабунцова (2-67) является предельным случаем (с точностью до постоянной) зависимости (2-87), когда коэффициент теплопроводности материала, из которого изготовлена

поверхность нагрева, гораздо больше коэффициента теплопроводности

В настоящее время ощущается серьезный недостаток в опытных данных по скоростям роста пузырей при кипении криогенных жидкостей. Кроме упомянутой работы [38], нам известно еще лишь несколько экспериментальных исследований по скоростям роста на поверхностях напрева [22, 188, 417], причем все опытные данные получены в условиях атмосферного давления. К сожалению, эти данные не могут быть привлечены для сопоставления с результатами расчета по предлагаемым уравнениям, так как, во-первых, отсутствует информация о теплофизических характеристиках материала греющей поверхности, во-вторых, приведенные результаты получены для индивидуальных пузырей, скорости роста которых, как уже отмечалось, могут отличаться более чем в 2 раза [38].

Сопоставление результатов расчета по уравнению (2-87) с опытными данными [38], полученными при кипении воды и этанола, показало, что, правильно отражая зависимость скорости роста от теплофизических свойств материала поверхности нагрева и среднего температурного напора, выражение (2-87) дает несколько завышенные значения для скорости роста паровых пузырей этилового спирта и заниженные для воды, т. е. неверно отражает влияние свойств жидкости. Возможно некоторые из допущений, принятые при анализе модели роста паровых пузырей криогенных жидкостей (отсутствие члена, характеризующего величину теплового потока на поверхности раздела фаз жидкость — пар, а также игнорирование факта существования «сухого» пятна в основании парового пузыря), оказываются неприем-

лемыми для роста пузырей обычных жидкостей.

Расчетное соотношение для скорости роста паровых пузырей обычных жидкостей, предложенное авторами настоящей работы, как уже отмечалось в § 2-2, можно найти в [146]. При выводе этого расчетного соотношения сделана попытка учесть тепловой поток, поступающий от жидкости в паровой пузырь, и наличие «сухого» пятна в его основании.

## 2-5. ПЛОТНОСТЬ ДЕЙСТВУЮЩИХ ЦЕНТРОВ ПАРООБРАЗОВАНИЯ.

(Плотность центров парообразования является величиной, существенно определяющей интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей. К первым экспериментальным попыткам изучения этой характеристики кипения следует отнести работы Курихары и Маерса [389], Якоба и Фритца [365], Якоба [364]. Однако эти исследования, проведенные при малых тепловых потоках, не позволили выявить даже общих количественных закономерностей для плотности центров парообразования. Так например, зависимость между n и q, полученная авторами [363, 365], линейная. По данным [389, 436] коэффициент теплоотдачи пропорционален приблизительно  $n^{1/3}$ , причем на эту зависимость не оказывают влияние ни природа поверхности нагрева, ни ее шероховатость и загрязнения, ни свойства кипящей жидкости.

Гертнер [318] на основе анализа ряда экспериментальных данных полагает, что величина п определяется соотношением:

в котором константы  $n_0$  и K характеризуют свойства жидкости и поверхности. Однако в настоящее время все еще не известны способы предварительного определения значений  $n_0$  и K для каждой конкретной системы твердая поверхность — жидкость. Следовательно, соотношение (2-95) является чисто качественным, хотя и дает возможность видеть ярко выраженную зависимость количества центров парообразования от

температуры поверхности нагрева.

Зависимость плотности центров парообразования от теплового потока обнаружена в большинстве экспериментальных работ, например [7, 277, 434, 507], посвященных изучению плотности центров парообразования при кипении в большом объеме. Используя метод электролитического осаждения тонкого слоя никеля на поверхность нагрева и последующего подсчета мелких отверстий, образовавшихся в центрах парообразования, авторы [319] измерили плотность центров парообразования при кипении 20%-ного водного раствора никелевых солей на медной поверхности нагрева. Ими найдено, что  $n \sim q^{2,1}$ . При этом зависимость n от  $\Delta T$  была приближенно представлена как

$$n = C\Delta T^{2,3}. (2-96)$$

С ростом давления плотность активных центров парообразования увеличивается [58, 340]; по данным [340]

$$n = Cp^{2,5}. (2-97)$$

Зависимость n от материала поверхности нагрева и ее обработки установлена в [58]. Увеличение плотности центров парообразования с ростом краевого угла  $\Theta$  (ухудшение смачивания) отмечается в [7].

Авторы [328] предложили характеризовать совокупность зародышеобразующих свойств данной поверхности для различных жидкостей при любых условиях комплексом:

$$n = f\left(\frac{1}{R^*}\right),\tag{2-98}$$

где

$$R^* = \frac{2\sigma T_s}{r \rho^{rr} \left(T_w - T_s\right)} \,. \tag{2-99}$$

К. А. Жохов в [54] для расчета плотности центров парообразования рекомендует пользоваться зависимостью  $n = 625 \cdot 10^{-16} \left(\frac{rp'' \left(T_w - T_s\right)}{\sigma T_s}\right)^3. \tag{2-100}$ 

$$n = 625 \cdot 10^{-16} \left( \frac{rp'' (T_w - T_s)}{\sigma T_s} \right)^3. \tag{2-100}$$

Д. А. Лабунцов [105] полагает, что плотность действующих центров парообразования п должна быть пропорциональна количеству углублений и впадин, приходящихся на единицу поверхности и имеющих размеры, соизмеримые с масштабным зародышевым размером  $l = \frac{{}^{\sigma T_s}}{r p^{\prime \prime} \left( T_w - T_s \right)} \,. \tag{2-101}$ 

$$l = \frac{\sigma T_s}{r \rho'' \left( T_w - T_s \right)} \,. \tag{2-10}$$

Проведя приближенный анализ шероховатости и принимая для функции распределения неровностей по размерам наиболее простой закон  $n \sim l^2$ , Д. А. Лабунцов предлагает для определения плотности центров парообразования для технических поверхностей нагрева в первом приближении использовать соотношение

$$n = C \left( \frac{r \rho'' \Delta T}{\sigma T_s} \right)^2, \tag{2-102}$$

где  $\Delta T = T_w - T_s$ .

Полученное соотношение удовлетворительно согласуется с рядом экспериментальных данных по плотности центров парообразования на различных поверхностях нагрева при разных давлениях [58, 319]. Значение константы в выражении (2-102) после сопоставления с экспериментальными данными было принято равным 7,5·10-8. В последующем В. С. Головиным [30] было показано, что плотность центров парообразования зависит не только от обработки материала поверхности нагрева, но и от его теплофизических свойств. Опыты по кипению бензола и этилового спирта на трубках, изготовленных из разных металлов, позволили установить, что при прочих равных условиях плотность центров парообразования при кипении на поверхности нагрева из меди выше, чем при кипении на поверхности нагрева из нержавеющей стали. Автор [30] предлагает использовать для расчета плотности центров парообразования при кипении на различных металлах модифицированное соотношение (2-102):

$$n = C \left( \frac{r \rho'' \Delta T}{\sigma T_s} \right)^2 \left[ 1 - \left( \frac{\Delta T_{3K}}{\Delta T} \right)^2 \right], \qquad (2-103)$$

где  $\Delta T_{\rm 3K}$  — разность температур, при которой начинают работать центры парообразования (очевидно, поправка на  $\Delta T_{\rm 3K}$  при повышенных давлениях становится несущественной).

В табл. 2-6 приведены значения постоянной в формуле (2-103), которая учитывает влияние материала поверхности нагрева на плотность центров парообразования.

Tаблица 2-6 Значения константы  $C\cdot 10^9$  в формуле (2-103)

Металл	Этанол	Бензол
Нержавеющая сталь X18H9T	3,6	2,4
Серебро	8.3	6,4
Серебро Никелированная медь	8,3 8,3	2,4

Соотношение (2-103) удовлетворительно подтверждается данными [65], полученными при кипении этанола и бензола в широком интервале давлений.

Вопрос о влиянии материала поверхности нагрева на плотность центров парообразования при жипении, как и на другие характеристики процесса кипения, представляет интерес не только с точки зрения необходимости более глубокого осмысливания физической сущности процесса кипения, но и из-за непосредственного прикладного значения. Изложенные в § 2-1 соображения позволили нам выбрать в качестве масштабного размера устойчивых центров парообразования криогенных жидкостей размер жизнеспособного зародыша при минимальной температуре впадины:

$$l \sim \frac{\sigma T_s}{r \rho'' \left(T_w^{\text{MHH}} - T_s\right)}.$$
 (2-104)

Если принять далее, что плотность действующих центров парообразования пропорциональна среднему количеству впадин, приходящих-

ся на единицу площади поверхности нагрева и имеющих размеры, соизмеримые с масштабным зародыщевым размером, и задаться для технических поверхностей нагрева квадратичным законом распределенчя неровностей по размерам [105], то плотность центров парообразования будет определяться соотношением

$$n \sim \left[\frac{r\rho''\left(T_w^{\text{MHH}} - T_s\right)}{\sigma T_s}\right]^2. \tag{2-105}$$

Для определения  $T^{\text{мин}}$  воспользуемся выражением (2-78), найденным из решения задачи об испарении плоского слоя жидкости, нанесенного на торец полуограниченного твердого тела [75]. Формулу (2-78), как уже отмечалось, с максимальной погрешностью, не превышающей 6%, можно представить более простой формулой (2-79). Полагая, что температура стенки достигает минимального значения в момент отрыва пузыря, соотношение для расчета плотности центров парообразования (2-105) с учетом зависимости (2-79) преобразуется к виду

$$n \sim \left[\frac{r\rho''}{\sigma T_s} \frac{\Delta T}{1 + \sqrt{\frac{2}{3}\pi \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2 \frac{a\tau_0}{\delta^2_{\mathbf{a}}}}}\right]^2, \tag{2-106}$$

где то — время роста пузыря до момента отрыва.

Таким образом, плотность центров парообразования различна для разных материалов теплоотдающих поверхностей при прочих равных условиях. Прямые измерения плотности центров парообразования при кипении криогенных жидкостей на различных металлах нам неизвестны. Однако качественным подтверждением полученных результатов могут служить, например, опытные данные [30] по кипению обычных жидкостей на поверхностях нагрева, изготовленных из металлов с различными теплофизическими свойствами.

Соотношение (2-106) использовано и рекомендовано авторами для расчета плотности центров парообразования при пузырьковом кипеница любых криогенных жидкостей, за исключением водорода (неона) и ге-

лия на технических поверхностях нагрева [40].

При кипении гелия и водорода размеры впадин на поверхности нагрева, обработанной по техническому классу чистоты (средняя глубина микронеровностей 5—10 мкм), значительно превосходят зародышевый размер. Это может привести к тому, что уже при малых перегревах (практически при закипании) возникнет большое количество устойчиво работающих центров парообразования. Дальнейшее увеличение температурного напора не приведет к заметному увеличению плотности центров парообразования. Таким образом, в области развитого пузырькового кипения плотность центров парообразования может практически не зависеть от температурного напора. Из соотношения (2-105) следует, что плотность центров парообразования равна нулю при  $T_w = T_s$ . Однако хорошо известно, что первые устойчиво работающие центры парообразования появляются лишь при вполне определенной температуре жидкости  $T_{3\kappa}$ , зависящей от большого числа факторов, в том числе, как показали результаты наших опытов, от теплофизических свойств материала теплоотдающей поверхности. При падении температуры стенки под растущим пузырем ниже температуры закипания работа смоченной впадины в качестве устойчивого центра 110

парообразования, очевидно, невозможна. И, следовательно, соотношение для плотности центров парообразования (2-105) примет вид:

$$n = \left[ \frac{r \rho'' \left( T_{\varpi}^{\text{MHH}} - T_{3K} \right)}{r^T s} \right]^2. \tag{2-107}$$

Соотношение (2-107) справедливо для всех криогенных жидкостей, кипящих на технических воверхностях нагрева. Однако для водорода и гелия эта зависимость выполняется лишь в узком диапазоне разности температур  $T^{\text{мин}}_{\text{----}} - T_{\text{-----}} - T_{\text{-----}}$  Как показали наши экспериментальные исследования, это связано с тем, что в отличие от других жидкостей уже в момент закипания водорода и гелия на поверхности нагрева появляется большое количество устойчиво работающих центров парообразования, генерирующих мельчайшие пузыри.

С повышением температурного напора  $T_w-T_s$ , а следовательно, и разности температур  $T_w^{\text{мин}}-T_{\text{зr}}$  увеличения плотности центров парообразования практически не наблюдается. Таким образом, можно считать, что при пузырьковом кипении водорода и гелия плотность центров парообразования не зависит от разности температур  $T_w^{\text{мин}}-T_{\text{зк}}$  и приблизительно одинакова для всех исследованных металлов. Другими словами, разность температур  $T_w^{\text{мин}}-T_{\text{зк}}$  в выражении (2-107) принимает характер константы  $\Delta T_o$ .

Соотношения (2-106) и (2-107) будут использованы при выводе уравнений для расчета коэффициентов теплоотдачи при пузырьковом кипении криогенных жидкостей на технических поверхностях нагрева (см. § 3-2).

## 2-6. ОТРЫВНЫЕ ДИАМЕТРЫ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ

Диаметры паровых пузырей, отрывающихся от поверхности нагрева при кипении, являются одной из наиболее важных характеристик, дающих информацию для понимания механизма процесса пузырькового кипения жидкостей.

Теоретически в подавляющем большинстве случаев отрывные диаметры паровых пузырей при кипении определяются из баланса сил, действующих на пузырь. При составлении такого баланса следует принимать в расчет силы поверхностного натяжения, подъемную силу, силу вязкости, силы, обусловленные конвекцией жидкости около пузыря, и, наконец, инерционные силы, возникающие в жидкости при росте парового пузыря. Обоснованный анализ всего комплекса этих сил весьма затруднен. Поэтому при выводе соотношений для отрывных диаметров  $D_0$  разные авторы по тем или иным соображениям пренебрегают какимилибо из названных сил и оперируют оставшимися.

С помощью такого анализа из баланса подъемных сил и сил поверхностного натяжения была получена формула [316, 498], известная в литературе под названием формулы Фритца:

$$D_0 = 0.02080 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \tag{2-108}$$

Формула (2-108), полученная на основе уравнений гидростатики и безусловно верная для вычисления максимального диаметра сфериче-

ского неподвижного пузыря, находящегося на поверхности, была рекомендована рядом авторов для расчета отрывных диаметров пузырей

при кипении жидкостей на поверхности нагрева.

В условиях атмосферного давления формула (2-108) еще согласуется с некоторыми экспериментальными данными. Но в области низких [46, 100, 121, 274, 276, 448] и высоких давлений [30, 120, 492] формула Фритца дает результат, в ряде случаев на порядок и более отличающийся от экспериментальных значений. Другими словами, формула Фритца практически не учитывает влияния давления на отрывной диаметр пузыря, в то время как экспериментально определяемые величины  $D_0 \sim p^{-n}$ , где показатель степени n, например, по данным [275] находится в пределах 0.5-1.5.

Недостаточно верно отражено формулой (2-108) и влияние сил гравитации, которое по экспериментальным данным [78, 83, 178, 188, 382,

476] описывается зависимостью

$$D_0 \sim g^h, \tag{2-109}$$

где  $k \approx -1/3$ .

Обработка большого числа опытных данных по отрывным диаметрам, полученным при кипении кислорода в условиях слабых полей массовых сил (в диапазоне верегрузок  $0.01 < \eta \le 1$ ), позволило автору [188] предложить зависимость отрывного диаметра от величины перегрузки

$$D_0 = D\eta^k$$
,

где  $D=0.515\pm0.090$  см,  $\hbar=-0.283\pm0.033$ .

Подстановка в выражение (2-108) значений краевого угла  $\Theta$ , близких к нулю, что характерно для криогенных жидкостей, дает существенно заниженные результаты, а при  $\Theta = 0$  — вообще теряет смысл. Если же в качестве  $\Theta$  использовать средний динамический краевой угол, то и в этом случае формула Фритца дает заниженные в несколько раз результаты по сравнению с экспериментальными данными, полученными при кипении криогенных жидкостей.

Формулой (2-108) не отражена также зависимость отрывного диа-

метра от величины среднего температурного напора.

В работах [273, 493] диаметр парового пузыря в момент отрыва определялся из условий баланса подъемных сил и сил лобового сопротивления.

В [47] для расчета отрывных диаметров авторы предлагают соотношение, учитывающее наряду с подъемной силой  $F_{\sigma}$  и силой лобового сопротивления  $F_{\pi,c}$  силу поверхностного натяжения  $F_{\sigma}$ :

$$\frac{\pi D^{3}_{0}}{6} g(\rho' - \rho'') = \pi D_{0} \circ f(\theta) + \xi \frac{\pi D^{2}_{0} \rho' w^{2}}{4 2}, \qquad (2-110)$$

в котором второй член в правой части равенства пропорционален полному динамическому напору;  $\xi=1$  — коэффициент лобового сопротивления;  $f(\Theta)$  — функция краевого угла смачивания. Однако, как справедливо отмечено в [106, 202], введение в уравнение баланса сил силы лобового сопротивления явно противоречит основным физическим представлениям. Понятие лобового сопротивления всегда связано с наличием кормовой части у тела, движущегося в жидкости, и, следовательно, непригодно для пузыря, растущего на твердой поверхности нагрева. Таким образом, соответствие указанных зависимостей имеющимся экспериментальным данным следует считать формальным.

Не лишены подобного недостатка, несмотря на удовлетворительное согласование полученных расчетных соотношений с экспериментом,

итоговые выражения авторов работ [46, 219, 341]. При выводе соотношения для  $D_0$  авторы работ [341, 461] сделали попытку учесть динамические (инерционные) силы  $F_i$ . При этом отрывной диаметр определялся из баланса сил, который в общем виде можно записать:

$$F_g + F_i = F_{\pi,c} + F_{\sigma},$$
 (2-111)

В равенстве (2-111) вызывает сомнение знак (направление действия) силы инерции. Действительно, если признать некорректность введения силы лобового сопротивления и принять во внимание, что особенно в области пониженных давлений  $F_{\sigma} > F_{\sigma}$ , то, очевидно, что сила  $F_{\iota}$  не должна быть отрывающей. Аналогичная с этой точки зрения ошибка имеет место и в работе [219].

В работе [30] было высказано предположение, что при невысоких давлениях сила инерции является основной силой, препятствующей отрыву парового пузыря от поверхности нагрева. Согласно [30] для невязкой и несжимаемой жидкости сила инерции может быть определена как

$$F_i = \frac{1}{2} \rho' \frac{d}{dz} (Vw), \qquad (2-112)$$

где V — текущий объем пузыря; w — скорость центра инерции пузыря относительно окружающей его жидкости (для сферического пузыря  $w=dR/d\tau$ ).

Как показано авторами [202], для сферического парового пузыря, растущего в спокойной жидкости со скоростью, отвечающей соотношению  $D \sim V \tau$ , инерционная сила со стороны жидкости остается постоянной в течение всего времени роста. Исходя из баланса сил поверхностного натяжения, подъемных сил и сил инерции В. С. Головин [30] получил выражение для  $D_0$ :

$$D_{0} = \left(\frac{1,6d_{*}\sigma}{g(p'-p'')}\right)^{1/3} + \left(\frac{16p'}{g(p'-p'')}\right)^{1/3} \left(\hat{p}\frac{\lambda'\Delta T}{rp''}\right)^{2/3}, \qquad (2-113)$$

которое хорошо подтверждается опытными данными при давлениях от  $0.6 \cdot 10^5$  до  $30 \cdot 10^5$  Па. В формуле (2-113)  $d_*$ =6 мкм— эквивалентный размер между соответствующими элементами шероховатости;  $\beta$ =6.

Несмотря на сравнительно хорошее в ряде случаев согласование с экспериментальными данными, к соотношениям для расчета, полученным из анализа баланса сил, действующих на паровой пузырь, следует относиться с большой осторожностью. И в этом случае нельзя не согласиться с автором [106], что баланс сил не может дать условия отрыва, так как согласно классическому принципу Даламбера указанное равенство сил будет справедливо для любого момента времени и нет полной уверенности в том, что найденное значение отрывного диаметра относится именно к моменту отрыва. Следовательно, при составлении баланса сил необходимо иметь еще одно дополнительное условие (ограничение), позволяющее каким-то образом фиксировать момент отрыва парового пузыря. С этой точки зрения формула Фритца (2-108) является, пожалуй, одним из немногих корректных соотношений, полученных из анализа баланса сил.

Формула (2-108) получена из условия, что объем пузыря перед отрывом равен максимальному объему, при котором форма пузыря еще сохраняется равновесной и при превышении которого механическое равновесие становится невозможным. Таким образом, при выводе формулы (2-108) было заложено необходимое условие, определяющее момент отрыва.

Ван-Штрален [483] из условия, что скорость роста паровых пузырей в момент отрыва равна нулю (полагая в предложенной им формуле для текущего радиуса пузыря  $\tau = \tau_0$ ), дает соотношение для радиуса отрыва

 $R_{\rm o} \approx \left(\frac{12}{\pi}\right)^{1/2} \operatorname{Ja} V a' \tau_{\rm o}, \tag{2-114}$ 

где то — время отрыва пузыря.

Как видно из формулы,  $R_0$  не зависит ни от сил поверхностного натяжения, ни от сил гравитации g, что противоречит имеющимся экспериментальным данным.

Нами не рассматривались чисто эмпирические соотношения для  $D_0$ , как, например, полученные в [276], так как они не представляют в данном случае интереса для понимания механизма парообразования.

В [78, 106, 109, 201, 202, 382, 465] рассмотрены инерционные схемы отрыва парового пузыря, когда отрывные диаметры находятся из анализа уравнения движения парового пузыря, расширяющегося и поднимающегося от горизонтальной стенки. При этом за условие отрыва (само уравнение движения не содержит условий отрыва) авторы этих работ принимают соотношение вида  $D_0$ =KS, где S— расстояние от центра тяжести пузыря до поверхности нагрева, K—числовая константа, равная или больше единицы.

Авторы [106, 109, 201] в качестве момента отрыва принимают равенство радиуса пузыря расстоянию S, полагая, что последний перемещается таким же образом, как в безграничном объеме идеальной жидкости.

Подобный подход позволяет получить формулу для отрывного диаметра парового пузыря вида

$$D_0 = C_D A^{4/3} g^{-1/3}, (2-115)$$

где числовая константа  $C_D$  согласно расчетам [78] лежит в пределах 2-4. Для малых чисел Якоба (Ja<10-20) и модуля роста A, найденного по формуле (2-67), легко получить следующее выражение для величины отрывного диаметра:

$$D_0 = 15.6 \left( \frac{\lambda' \Delta T}{r \rho''} \right)^{2/3} g^{-1/3}$$
 (2-116)

и соответственно для времени отрыва парового пузыря:

$$\tau_0 = 6.7 \left( \frac{\lambda' \Delta T}{r \rho''} \right)^{1/3} g^{-2/3} . \tag{2-117}$$

В общем случае, не расшифровывая модуль роста А, получаем:

$$\tau_0 = C_f A^{2/3} g^{-2/3}, \tag{2-118}$$

где

$$C_{f} = \left(\frac{C_{D}}{2}\right)^{2}$$
.

Для области давлений ниже атмосферного, когда силы поверхностного натяжения малы и их можно исключить из рассмотрения, такой подход позволил авторам [106, 202] получить сравнительно универсальное (для различных жидкостей) выражение отрывного радиуса парового

пузыря, правильно отражающее физическую сущность явления в условиях вакуума

$$R_{o} = \frac{1}{3n+1} g \tau_{o}. \tag{2-119}$$

Здесь величина n характеризует закон роста (показатель степени в соотношении  $R=A\tau^n$ ),  $\tau_0$  — время роста пузыря до отрывного диаметра. Если n=1/2, то имеем:

$$R_0 = 0.4 g \tau_0.$$
 (2-120)

Соотношение (2-120) удовлетворительно обобщает все известные опытные данные при кипении различных жидкостей в области давлений ниже атмосферного.

Для случая высоких давлений, когда динамические эффекты (ввиду небольших размеров и малой скорости роста паровых пузырей) незначительны, авторы [106] рекомендуют формулу [388]

$$D_{\mathbf{0}} = K \sqrt{\frac{\sigma d_{\mathbf{0}}}{g \left( \rho' - \rho'' \right)}}. \tag{2-121}$$

Формула (2-121) получена для условий отрыва газового пузыря, медленно вдуваемого в жидкость через отверстие диаметром  $d_0$ . Она дает хорошее согласование с имеющимися опытными данными по отрывным диаметрам паровых пузырей при кипении обычных жидкостей в области повышенных давлений, если принять значение коэффициента  $K \approx 1$  и  $d_0$  — порядка нескольких микрон, что соответствует реальному расстоянию между неровностями на поверхностях нагрева.

Опытные данные по отрывным диаметрам, как и вообще по динамике роста паровых пузырей криогенных жидкостей, весьма малочисленны вследствие значительных экспериментальных трудностей кинематографического изучения процесса кипения. Экспериментальные данные по диаметрам отрыва паровых пузырей гелия можно найти в единственно известной на сегодня работе [22], азота — в [22, 199, 227, 229, 417], неона — [227, 229], водорода — [225, 227, 229], кислорода — [78, 83, 88, 382]. Последние получены в условиях слабых полей массовых сил.

К сожалению, подавляющее большинство экспериментальных результатов получено без учета в полной мере статистического характера данного параметра, в то время как разброс значений отрывных диаметров паровых пузырей, полученных даже из одного центра парообразования, достигает 100%.

В работе [22] была предпринята попытка исследования динамики роста паровых пузырей при кипении азота и гелия в условиях атмосферного давления с использованием высокоскоростной киносъемки. Опытным образцом служил стеклянный цилиндр диаметром 1,8 мм с нанесенным на его поверхность тонким никеле-железистым слоем. Экспериментаторам удалось замерить лишь отрывные диаметры и частоту отрыва наиболее крупных пузырей гелия, которые генерировались отдельными пентрами парообразования. Как показали наши исследования кипения гелия [39, 331], доля пузырьков большого размера, покидающих поверхность нагрева, увеличивается по мере роста теплового потока, в то время как общее количество пузырьков остается практически (при визуальном наблюдении) неизменным, начиная буквально с момента закипания. Последнее заключение естественно требует дополнительного экспериментального и теоретического подтверждения. В табл. 2-7 приведены значения средних отрывных диаметров  $D_0$  и частоты отрыва f

полученные в работе [22] для различных цен-

тров парообразования греющей поверхности.

Как видно из табл. 2-7, отрывные диаметры наиболее крупных пузырей гелия составляют приблизительно 150 мкм. Отрывные диаметры основной массы пузырей имеют существенно меньшие размеры.

Таблица 2-7

Значения D<sub>0</sub> и f [22]

Жидкость	Обозначение центра парообразования	$D_0$ , mm	Частста отрыва f, 1/с
Азот	A	0,51	72
	B	0,61	52
	C	0,37	123
Гелий	A	0,169	135
	B	0,138	185
	C	0,141	163
	D	0,132	204

Авторами настоящей монографии проведена статистическая обработка отрывных диаметров паровых пузырей при кипении азота, воды и этанола на поверхностях нагрева из меди, никеля и нержавеющей стали при различных значениях температурного напора  $\Delta T$ . Результаты статистической обработки экспериментальных данных по отрывным диаметрам приведены в табл. 2-8, где N — число паровых пузырей, принятых к обработке для каждого из режимов.

Отрывной диаметр рассчитывался по формуле  $\bar{D}_c = \sqrt[4]{r}^2 B$ , где A и B — линейные размеры пузыря по горизонтальной и вертикальной осям соответственно. Анализ результатов статистической обработки позволяет сделать заключение, что закон распределения отрывных диаметров практически не отличается от нормального закона. На рис. 2-34 приведены теоретические кривые распределения отрывных диаметров, полученные при кипении азота, воды и этанола. Прежде всего следует отметить заметную зависимость среднестатистической величины отрывного диаметра от величины среднего температурного напора. Эта зависимость для отрывных диаметров пузырей этанола при кипении на поверхности из меди и пузырей азота — на поверхности из никеля может быть аппроксимирована соотношением

$$\overline{D}_{o} \sim \Delta T^{n}$$
, (2-122)

где n=0.65 практически совпадает со значением, которое дает теоретический значи (2.113) и (2.116)

тический анализ [см., например, формулы (2-113) и (2-116)].

 $\Delta M$ сследования отрывных диаметров пузырей на поверхностях нагрева из различных металлов позволили (см. § 1-3) обнаружить заметную зависимость отрывного диаметра от теплофизических свойств материала поверхности нагрева. Так, для температурного напора  $\Delta T \approx 8.3$  К при кипении этанола на поверхности из меди значение отрывного диаметра приблизительно на 25% выше значения  $D_0$ , полученного на поверхности из нержавеющей стали. Отрывной диаметр при кипении воды на поверхности из меди также заметно превышает величину  $D_0$ 

глядную картину влияния теплофизических свойств материала поверхности нагрева на среднестатистическое значение отрывного диаметра. Результаты такого пересчета сведены в табл. 1-6.

Таблица 2-8 Данные статистической обработки по отрывным диаметрам паровых пузырей при кипении ряда жидкостей на различных поверхностях нагрева

Жидкость	D <sub>0 ЭКСН</sub> ,	<sup>4</sup> эксп' мм/с <sup>1</sup> /2	Д теор' мм (2-116)	D теор' мм (2-115)	N	Источник
Азот						
Медь, Δ <i>T</i> =4K Никель:	0,793	5,8	0,53	0,860	397	
$\Delta T = 2,15$ К $\Delta T = 6,1$ К Нержавеющая сталь, $\Delta T = 8,2$ К	0,435 0,885 0,868	3,4 6,3 5,5	0,35 0,70 0,86	0,430 0,956 0,820	225 403 516	Данные •
Этанол						авторов
Медь: $\Delta T = 4.9 \text{ K}$ $\Delta T = 8.1 \text{ K}$ Никель, $\Delta T = 13.2 \text{ K}$ Нержавеющая сталь, $\Delta T = 8.5 \text{ K}$	0,774 1,175 1,297 0,860	4,8 6,0 7,5 4,4	0,53 0,75 1,03 0,77	0,690 0,915 1,235 0,61	685 599 605 527	[19.]
Вода Медь, $\Delta T = 8.9 \ {\rm K}$ Нержавеющая сталь, $\Delta T = 11.7 \ {\rm K}$	2,78 2,17	14,5 14,0	2,0	2,97 2,8	576 565	Данные авторов
Азот	0,6 0,21 0,3 0,38	2,12 1,35 1,29 1,40	=	0,434 0,248 0,236 0,26	=	[22] [417] [417] [417]
Кислород	0,48	2,35	_	0,52	<u></u>	[83, 382]
Фреон-12 Фреон-113 Фреон-142	0,70 0,512* 0,656* 0,592* 0,636	3,3 1,17 2,36 2,08 3,15		0,82 0,42 0,52 0,446 0,68	= = =	[45] [45] [45] [45] [45]
Этанол	1,10 28,5* 0,11	5,7 4,0 6,2	=	1,70 22,2 1,88		[492] [121] [121]
Эфир диэтиловый	1,2	4,2	_	1,14	_	[83]
Вода	6,0 2,66 2,0 2,5 0,56** 0,32**	3,5 8,0 6,0 9,3 5,1 3,2		5,4 2,68 1,8 3,26 0,72 0,39		[178] [476] [120] [492] [492] [492]

Опытные данные получены при давлении  $p < 1 \cdot 10^5$  Па. Опытные данные получены при давлении  $p > 1 \cdot 10^5$  Па.

Анализируя значения отрывных диаметров, приведенных в табл. 1-6 и 2-8, можно утверждать, что при кипении жидкостей на поверхностях нагрева, выполненных из различных металлов, отрывной диаметр заметно зависит от теплофизических свойств материала поверхности нагрева, уменьшаясь по мере ухудшения теплофизических свойств материала поверхности. Теоретически к подобному выводу, если признать, что скорость роста паровых пузырей при кипении зависит от теплофизических свойств материала поверхности нагрева, приводит любая инерционная схема отрыва пузыря (так как с гла

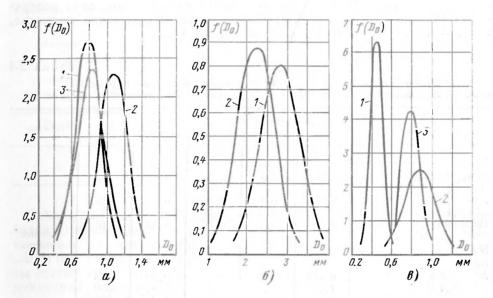


Рис. 2-34. Кривые распределения отрывных диаметров паровых пузырей. a- этанол: I- медь,  $\Delta T=4.9$  К; 2- медь,  $\Delta T=8.1$  К; 3- пержавеющая сталь,  $\Delta T=8.5$  К; 6- вода: I- медь,  $\Delta T=8.9$  К; 2- нержавеющая сталь,  $\Delta T=11.7$  К; s- азот: I- никель,  $\Delta T=2.15$  К; 2- никель,  $\Delta T=6.1$  К; 3- медь,  $\Delta T=4.0$  К.

инерции определяется величиной  $dR/d\tau$ ). Расчеты по формуле (2-116) (см. табл. 2-8), проведенные для исследованных нами температурных напоров и сочетаний жидкость — поверхность нагрева, показали, что наилучшее согласование опытных и расчетных значений отрывных диаметров получено при кипении на поверхности из нержавеющей стали, наихудшее — из меди. Это связано с тем, что формула (2-67), как уже отмечалось, удовлетворительно описывает значения модулей роста паровых пузырей лишь при кипении на тонкостенных и плохотеплопроводных массивных образцах.

В табл. 2-8 приведены заимствованные из [78] опытные данные по отрывным диаметрам, полученные различными авторами, и результаты их сравнения с расчетными значениями  $D_0$ , вычисленными по формуле (2-115). Расчеты проводились при зна-

чении  $C_D = 3,6$ .

Опытные данные [199] по отрывным диаметрам вполне удовлетворительно согласуются с расчетными, если значения модуля роста A брать из эксперимента, а константу в формуле (2-115) принять вдвое меньшей, чем это рекомендуют авторы [78]. Последнее обстоятельство, очевидно, объясняется тем, что в работе [199] опыты проводились на толстостенных экспериментальных образцах, что позволило получить более высокие значения модуля роста. Экспериментальные данные всех других рассматриваемых работ были получены на поверхностях тонкостенных трубок, лент, проволочек и т. п.

Таким образом, следует отметить, что формула (2-115) качественно правильно отражает характер зависимости отрывного диаметра паровых пузырей от теплофизических свойств жидкости и материала теплоотдающей поверхности, причем значение константы  $C_D$ , очевидно, зависит от толщины поверхности нагрева и находится в общем случае в пределах 1,8—4. При правильном выборе расчетного соотношения для модуля роста выражение (2-115) может быть рекомендовано для расчета значений отрывных диаметров паровых пузырей при кипении.

#### 2-7. ЧАСТОТА ОТРЫВА ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ

Под частотой отрыва обычно понимается величина, обратная полному периоду роста, т. е.

$$f = \frac{1}{\tau_{\rm p} + \tau_{\rm yr}},\tag{2-123}$$

где  $\tau_p$  — время роста парового пузыря на поверхности нагрева;  $\tau_m$  — время молчания данного центра (временной интервал между отрывом предыдущего и появлением последующего пузыря).

Следует отметить, что частота отрыва является менее стабильной характеристикой, чем отрывные диаметры, и в значительной степени зависит от характера режима кипения, а точнее, от соотношения  $\tau_p$ 

Экспериментальные данные по частоте отрыва паровых пузырей обычных жидкостей весьма противоречивы, так как в подавляющем большинстве случаев получены без учета статистического характера величины *1*. С этой точки зрения наиболее достоверными следует признать опытные данные по частоте отрыва, полученные В. И. Толубинским [176, 492], а также авторами [30, 31].

Экспериментальные данные по частоте отрыва паровых пузырей при кипении криогенных жидкостей в целом немногочисленны [22, 118, 180, 188, 199, 225, 227, 229], и лишь в [22] содержится информация по частоте отрыва паровых пузырей кипящего гелия. Согласно [22] частота отрыва пузырей гелия значительно превышает частоту отрыва пузырей азота, также исследовавшуюся в этой работе (см. табл. 2-7).

Статистическая обработка большого числа экспериментальных данных, полученных авторами настоящей работы (табл. 2-9), показала, что при кипении азота и этанола кривые распределения частот отрыва, строго говоря, не совсем симметричны, однако их отклонение от нормального закона незначительно и среднестатистические значения этого параметра могут быть признаны наиболее вероятными.

Для большинства исследуемых режимов соотношение времени роста  $\tau_p$  и времени молчания  $\tau_m$  изменялось слабо как для фиксированного центра парообразования, так и при переходе от одного режима к другому или от одного центра к другому; причем, как правило,  $\tau_p \gg \tau_m$ . Более того, на всех исследованных режимах имелись центры парообразования, на которых практически сразу же после отрыва одного пузыря начинал развиваться следующий, причем доля подоб-

Таблица 2-9

Частота отрыва паровых пузырей при кипении этанола и азота на различных поверхностях нагрева

Жидкость	Матернал образца	ΔΤ, Κ	N.	f <sub>skeii</sub> , 1/c	f <sub>Tec1</sub> , 1/c (2-118)
Этанол	Медь	4,9 8,1	555 577	91,7 119	129 112
1 2 72	Никель Нержавеющая сталь	13,2 8,5	596 547	133 99,5	97 136
Азот	Медь Никель	4,0 2,15	136 263	108 126	114 162
	Нержавеющая сталь	6,18,2	251 263	121	109 118

ных центров (с  $\tau_{\rm M}$ =0) \* в общем числе действующих центров росла по

мере увеличения интенсивности кипения.

В режимах слабо развитого кипения для любых сочетаний жидкость - металл наблюдались и такие центры, для которых время молчания было соизмеримо с временем роста парового пузыря, а также центры, у которых генерация нескольких пузырей чередовалась с последующим длительным выключением их из работы. К таким режимам следует отнести кипение этанола на поверхности из меди при  $\Delta T$ =4,9 K, из нержавеющей стали при  $\Delta T$ =8,5 K, а также при кипении

азота на поверхности из никеля при  $\Delta T$ =2,15 K.

Время молчания центра парообразования уменьшается с увеличением давления [120, 121, 359, 492] и уменьшением ускорения системы [78, 83, 382], при этом частота отрыва паровых пузырей становится более стабильной характеристикой и весьма слабо зависит от режимных параметров  $(q, \Delta T)$ . И наоборот, по мере понижения давления ниже атмосферного, по данным [196, 201], наблюдается тенденция к увеличению времени молчания отдельных центров парообразования. Для давлений, меньших приблизительно  $0.1\cdot 10^5$  Па, величина  $\tau_{\rm M}\!\gg\!\tau_{\rm p}$ . Так, при кипении воды при  $q = (30 \div 50) \, 10^3 \, \mathrm{Br/m^2}$  частота отрыва составляла приблизительно 30 пузырей в минуту и могла быть зафиксирована простым наблюдением, и лишь при потоках, больших (80--100) 10<sup>3</sup> Вт/м<sup>2</sup>, частота превышала 60 пузырей в минуту.

/ Экспериментальное изучение кипения кислорода в условиях различных д [83, 188, 382] позволило выявить зависимость частоты отрыва f от перегрузок. Эта зависимость подчиняется соотношению  $\hat{t} = \hat{t}_n \eta^n$ , где по результатам большого числа наблюдений  $f_n=48,4+24$  1/c, k=

=0,65+0,08.

Для расчета времени роста парового пузыря можно воспользоваться соотношением (2-118), для весьма приближенной оценки величины  $au_{\text{м}}$  — соотношением Хена и Гриффитса [335]:

$$\tau_{\rm M} \approx \frac{144}{\pi a'} \left( \frac{\sigma T_s}{r \rho'' \Delta T} \right)^2. \tag{2-124}$$

Расчеты частоты отрыва паровых пузырей при условии тм=0 изначениях  $\tau_p$ , вычисленных по формуле (2-118), показали (см. табл. 2-9), что выражение для  $\tau_p$  (2-118) можно рекомендовать для определения частоты отрыва паровых пузырей в условиях развитого пузырькового кипения, когда время молчания центров парообразования много меньше времени роста. При этом значения модулей роста паровых пузырей следует брать из эксперимента, а значение  $C_f$  равным 1,8. Как и следовало ожидать, для режимов когда  $\tau_{\text{м}} {\longrightarrow} \tau_{\text{p}}$ , расчетные значения оказались больше экспериментальных.

## 2-8. ПРОИЗВЕДЕНИЯ ТИПА $fD^{n}_{o}$

Выражения типа  $i\bar{D}^{n}_{0}$  используются некоторыми исследователями для анализа теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей. В ряде случаев это произведение входит в выражение для теплоотдачи [174] и критической плотности теплового потока [358], причем значение п, принятое различными авторами, обычно находится в пределах 0,5—3. Величина  $fD_0$ , пропорциональная скорости движения паровой фазы или

<sup>\*</sup> Режимы с тм = 0 при кипении азота отмечались также авторами [22, 118], ге-

средней скорости роста парового пузыря (иногда это произведение так и называют), по данным [172, 173, 176, 492] является величиной, не зависящей от тепловой нагрузки, вязкости жидкости, свойств материала поверхности нагрева, но уменьшающейся с ростом давления. Значительное уменьшение величины  $\bar{t}D^2_0$  с ростом давления зафиксировано в работе [225] при исследовании кипения водорода и азота. Так, по данным [225]:

для водорода

$$\frac{(fD^2_{0})_{1\cdot 10^5 \,\Pi a}}{(fD^2_{0})_{11\cdot 10^5 \,\Pi a}} \approx 60;$$

для азота

$$rac{(fD^2_{
m o})_{1\cdot 10^5\,\Pi a}}{(fD^2_{
m o})_{20\cdot 10^5\,\Pi a}}pprox 400.$$

В этой же работе отмечается некоторое уменьшение величины  $fD_0$  с увеличением шероховатости (в диапазоне средней глубины микронеровностей от 0,2 до 1,2 мкм) при пузырьковом кипении водорода.

В ряде работ произведение типа  $D^n$  выражалось через теплофизические свойства кипящей жидкости [273, 508], как, например, в [508]:

$$fD_{a} = 0.59 \left[ \frac{\bar{\kappa}^{\bar{\nu}} (\bar{\nu}' - \bar{\nu}'')}{\bar{\nu}' \ell^{\bar{\nu}}} \right]^{0.25}$$
 (2-125)

или константы жидкости и величину перегрева поверхности нагрева [225, 229]:

$$fD^2_0 = \frac{4\pi \rho' c'_p \lambda'}{\rho''} \Delta T^2. \tag{2-126}$$

В [359] на основе анализа опытных данных делается вывод, что единой зависимости f от  $D_0$ , справедливой для всей области пузырькового кипения, не существует. Автор [359] предлагает рассматривать три области кипения, когда показатель степени n при  $D_0$  изменяется от 1/2 до 2.

1) Гидродинамическая область, в которой диаметр и частота отрыва определяются соотношением лишь подъемных сил и сил гидродинамического сопротивления

$$fD_0^{1/2} = 0.90g^{1/2}$$
 (2-127)

2) Переходная область, в которой диаметр и частота отрыва зависят от подъемной силы, силы поверхностного натяжения и силы сопротивления.

Для этой области

$$fD_0^{3/4} = 0.44g^{1/2}$$
 (2-128)

3) Термодинамическая область, когда рост парового пузыря определяется лишь запасом теплоты перегретого слоя жидкости. В этом случае

$$fD_0^2 = \text{const.} \tag{2-129}$$

Как показано в предыдущем параграфе, частота отрыва паровых пузырей в значительной степени определяется характером режима кипения, т. е. соотношением времени роста парового пузыря  $\tau_{\rm p}$  и временем молчания центра парообразования  $\tau_{\rm m}$ . Для случая  $\tau_{\rm m}{=}0$ , когда  $f{=}1/\tau_{\rm p}$ , произведение  $fD_0$  [см., например, соотношения (2-115) и (2-117)] дает

более слабую зависимость от теплофизических свойств жидкости (материала поверхности нагрева), чем произведения вида  $iD^2$  или  $iD^2$  которые, по утверждению авторов работ [45, 78, 359], являются более устойчивыми параметрами.

В [78] проводится анамиз произведений вида до на основе зако-

нов роста парового пузыря  $(R = A\tau^n)$ .

В общем случае из закона роста парового пузыря следует, что

$$D_0^{1/n} \frac{1}{\tau_p} = D_0^{1/n} f_p = 2^{1/n} A^{1/n}$$
. (2-130)

Tогда для n=0,5

$$fD_0^2 = 4A^2. (2-131)$$

Нетрудно видеть, что соотношение (2-131) не зависит от ускорения свободного падения и условий отрыва парового пузыря, а определяется

лишь условиями роста пузыря  $(p, \Delta T)$ .

Полагая в уравнении (2-118)  $C_f$ =1,8, автором [78] для n=0,5 на основе уравнения (2-131) получено соотношение, практически совпадающее с полуэмпирическим, соотношением Мак-Фаддена и Грассма-на [118] <sup>2</sup>

$$fD_0^{1/2} = 0.58g^{1/2}$$
, (2-132)

которое, по заключению авторов [22], достаточно удовлетворительно согласуется с опытными данными, полученными при кипении азота [22, 417] и гелия [22]. В [180] на основе анализа полученных опытных данных соотношение (2-132) рекомендуется для расчета взаимосвязи частоты и диаметра отрыва паровых пузырей при пленочном кипении азота на сферической поверхности натрева.

Однако сопоставление расчетных данных по формуле (2-132) с экспериментальными по кипению кислорода, полученными при различных д, и азота на поверхности из различных металлов [199], этот вывод не подтверждает. Несколько лучше согласование с указанными экспери-

ментальными результатами дает величина  $fD^2_0$ .

Следует отметить, что отсутствие достаточной статистической обработки по f п  $D_{0}$ , а следовательно, и по величине типа  $fD_{0}$  существенно снижает достоверность экспериментально полученной информации, приводя в ряде случаев к неправильным выводам. Так, например, В. И. Толубинский с сотрудниками [172, 173, 176, 492] на основании статистической обработки большого числа наблюдений получил значение средней скорости роста  $fD_0$  паровых пузырей воды (около 155 мм/с), практически вдвое превышающую значения этого параметра, приводимого рядом исследователей в более ранних работах [59, 171, 441, 501]. Исходя из того, что столь большая статистика была собрана впервые В. И. Толубинский делает вывод о том, что все ранее опубликованные опытные данные о средних скоростях роста паровых пузырей следует считать ошибочными. Заметим, что подобная точка зрения уже высказывалась в некоторых монографиях (см., например, послесловие И. Т. Аладьева к монографии Л. Тонга [177]).

Авторы настоящей работы, обработав большое число экспериментальных данных, полученных при кипении азота и этанола (табл. 2-10), придерживаются иной точки зрения. Действительно, опытные данные наших исследований близки по порядку величин к экспериментальным данным, полученным В. И. Толубинским, и вдвое и более

 $q \sim f D^3 o r \rho'' n$ ,

где п — плотность действующих центров парообразования.

2 Значение коэффициента в соотношении Мак-Фаддена и Грассмана равно 0,56. 122

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Величина  $fD^3$ 0 может служить характеристикой, определяющей объемную скорость пара, генерируемого центром парообразования. Тогда плотность теплового потока может быть записана как [153]:

тревышают значения  $fD_0$ , полученные при кипении азота [22, 417] ( $fD_0\approx38$  мм/с) и кислорода [188] (при  $\eta=1$   $fD_0\approx40$  мм/с). С понижением величины  $\eta=\varrho/\varrho_{\rm H}$  значение произведения  $fD_0$  [188], как и следовало ожидать, уменьшается и разница еще более возрастает. Следует отметить, что опытные данные работ [172, 173, 176, 492] получены на толстостенных образцах, в то время как в [22, 59, 171, 188, 417, 441, 501] кипение осуществлялось на поверхности тонкостенных трубок, лент и на тонких проволочках. При этом толщина экспериментальных образцов могла явиться одним из решающих факторов, которые и определили в конечном итоге столь значительную разничу численных значений произведения  $fD_0$ . Наши опытные данные подтверждают подобную точку зрения.

Таблица 2-10 Значение произведения fD, для различных сочетаний жидкость—металл

Жидкость	Материа т образца	Δ <i>T</i> , Κ	N	$(fD_0)_{\text{Teop}}$ , MM/c	(fD <sub>0</sub> ) <sub>9KCII</sub> , MM/
Этанол	Медь	4,9 8,1	597 588	88,5 103	73 128
	Никель Нержавеющая сталь	13,2 8,5	599 517	120 83	169 76,0
Азот	Медь Никель	4,0 2,15 6,1	135 287 261	98 69,5 104	81,5 62,7 109
	Нержавеющая сталь	8,2	269	97	120

Расчеты значений произведения  $fD_0$ , полученных простым перемножением величин f и  $D_0$ , вычисленных по формулам (2-117) и (2-115) соответственно  $^1$  (см. табл. 2-10), при  $\tau_{\rm M}$ =0,  $C_{\rm D}$ =1,8 и экспериментальных значениях модуля роста A, еще раз подтверждают принципиальную пригодность указанных соотношений для расчета отрывных диаметров и частот.

Глава третья

## РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

# 3-1. АНАЛИЗ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООТДАЧИ И СОПОСТАВЛЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Начало экспериментальному изучению процесса кипения было положено в 1926 г., когда Мосцицкий и Бродер исследовали максимальные тепловые потоки при кипении недогретой и насыщенной воды на погруженной проволоке, по которой пропускался электрический ток. В 1934 г. Нукияма провел простой эксперимент по кипению воды на погруженной платиновой проволоке и получил характерную зависимость  $q=\bar{t}(\Delta T)$ , указав на существование различных режимов кипения.

Начиная с этого времени исследование теплообмена при кипении велось по двум направлениям. Представители первого направления

 $<sup>^1</sup>$  При таком перемножении, естественно, допущена определенная некорректность, связанная с отсутствием учета существующей корреляционной зависимости между f и  $D_0$ .

(Мак-Адамс, Крайдер и др.) занимались в основном изучением кипения в промышленных и полупромышленных теплообменных установках и шли по пути эмпирического решения вопросов теплообмена. Второе направление, основоположниками которого были Якоб, Фритц, Энде и др., развивалось по пути теоретического и экспериментального изучения механизма кипения с исследованием физики зарождения и роста паровых пузырей.

С конца 30-х годов активное участие в изучении процесса кипения принимает советская школа исследователей — Г. Н. Кружилин, С. С. Кутателадзе, В. И. Толубинский, Д. А. Лабунцов, Л. М. Зысина, И. Т. Аладьев, М. А. Стырикович, А. А. Гухман, Л. С. Стерман, В. И. Субботин, И. И. Новиков, В. М. Боришанский и многие другие. До недавнего времени традиционным объектом исследования в основном являлось кипение воды и органических теплоносителей в различных

условиях.

Примерно до конца 50-х годов по существу все исследователи считали, что высокая интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении является лишь результатом значительной турбулизации жидкости, вызываемой движением паровых пузырей в непосредственной близости от поверхности нагрева. Поэтому большинство предложенных расчетных зависимостей, если не говорить о совершенно эмпирических соотношениях, было построено по аналогии с зависимостью для турбулентного конвективного теплообмена в виде

$$Nu = CRe^{m}Pr^{n}, \tag{3-1}$$

в котором показатели степени m и n. а также постоянная C определялись экспериментально. Отличие одной зависимости от другой часто заключалось лишь в различном выборе определяющих величин.

К настоящему времени у нас в стране и за рубежом опубликовано значительное число работ, в которых приводятся соотношения для расчета интенсивности теплоотдачи и критических плотностей тепловых потоков при пузырьковом кипении. В этих условиях поиск ответа на вопрос о возможности использования этих соотношений для расчета интегральных характеристик теплоотдачи при кипении криогенных жидкостей требует прежде всего систематизации опытных данных основных работ и сопоставления их с наиболее распространенными расчетными соотношениями.

В рабоге [169] дается общая классификация обобщенных формул для расчета теплоотдачи и критических плотностей тепловых потоков при кипении, систематизирующая их по методике получения:

1) формулы, полученные с использованием методов теории подобия

или размерностей;

2) формулы, полученные на основе теории термодинамического подобия веществ;

3) полуэмпирические и теоретические формулы.

К первой группе авторы относят формулы Г. И. Кружилина [93, 94], С. С. Кутателадзе [98], Ф. П. Минченко [129], И. Т. Аладьева [2]. Ко второй группе — формулу В. М. Боришанского [11], к третьей — формулы Д. А. Лабунцова [104, 105, 107], Ю. А. Кириченко [81], Зубера [508], Росеноу [458, 459] и др.

Изучение этих и большого количества других соотношений, по-разному трактующих механизм теплообмена между поверхностью нагрева и кипящей жидкостью, показывает, что до настоящего времени не

создано полной теории кипения, учитывающей все факторы, влияющие на интенсивность теплообмена. Поэтому при математическом описании физической модели процесса кипения из-за неопределенности или неучета всех граничных условий применение теории подобия или других методов для обобщения экспериментальных данных во многом является формальным. Для решения этой проблемы необходима физическая модель процесса кипения, правильно отображающая основные факторы, влияющие на интенсивность теплообмена, и каждый щаг, приближающий к созданию такой модели, по-видимому, является оправданным.

Приведенная выше классификация обобщенных формул теплообмена при кипении является в известной мере односторонней и не характеризует всех особенностей подхода различных исследователей к изучению процесса. Для более полной характеристики трактовки различными исследователями физической сущности явления эта классификация должна быть дополнена указанием о взгляде различных авторов на механизм процесса кипения. С этой точки зрения все исследо-

вания могут быть разделены на две большие группы.

К первой группе должны быть отнесены работы, в основу которых положено уже упоминавшееся утверждение о том, что высокая интенсивность теплоотдачи при кипении является лишь результатом значительной турбулизации жидкости вблизи поверхности теплообмена, которая вызывается движением пузырей. К числу этих работ относятся, например, исследования Якоба [362], С. С. Кутателадзе [97], Росеноу [458], Форстера и Зубера [300] и др. Некоторые работы, например исследования Сю [352] и Хэна и Гриффитса [336] основаны на предположении, что после отрыва парового пузыря от поверхности нагрева холодная жидкость устремляется к оголенному участку этой поверхности и, омывая последнюю, интенсивно отбирает от нее теплоту.

Ко второй труппе работ относятся исследования, в основе которых лежит гипотеза о том, что под паровым пузырем в процессе его зарождения и роста образуется интенсивно испаряющийся микрослой жидкости и доля теплоты, идущая на испарение этого микрослоя в растущий пузырь, в некоторых условиях сравнима с конвективной долей теплоты и должна учитываться в механизме теплоотдачи при кипении. Сторонниками этой гипотезы являются Бэнков [215], Д. А. Лабунцов [104, 105], Мур и Меслер [425], Хендрикс и Шарп [342], Купер [269] и др. Убедительным обоснованием такого подхода к механизму теплообмена, по мнению многих исследователей, является утверждение о том, что вследствие малого запаса избыточной энтальпии перегретой жидкости, окружающей паровой пузырь тонким слоем, уравнение роста пузыря в объеме жидкости, по крайней мере, при средних и повышенных давлениях неприменимо к случаю роста пузыря на поверхности нагрева. В этом случае правильнее было бы полагать, что теплота, необходимая для испарения жидкости в пузырь, находящегося на поверхности нагрева, подводится к основанию растущего пузыря от этой поверхности. Аналитическое рассмотрение микроситуации, возникающей у основания паровых пузырей, и является, по мнению исследователей, придерживающихся этой концепции, одним из перспективных путей построения теории теплообмена при кипении.

Одним из доказательств правомочности этого подхода являются эксперименты, в которых обнаружено наличие резких колебаний температуры поверхности нагрева (см. § 2-2). Эти колебания нельзя объяснить ни гипотезой турбулизирующего действия пузырей, ни гипотезой

омывания холодной жидкостью поверхности нагрева после отрыва пузыря. Замеченные колебания, при которых подъему температуры соответствует период прогрева жидкости после отрыва пузыря от поверхности нагрева, а снижению температуры — период роста пузыря, могут быть объяснены только с позиций микрослоевого испарения жидкости в растущий пузырь.

В последние годы большое развитие получили исследования процессов кипения криогенных жидкостей в различных условиях. Это объясняется не только широким многоцелевым использованием их в новейших отраслях науки и техники, но и тем, что они дают весьма ценную информацию для дальнейшего изучения физических основ этого сложного

процесса.

Одним из первых вопросов, возникающих при расчете интенсивности теплоотдачи в системах с кипящей криогенной жидкостью, является вопрос о возможности использования имеющихся в литературе расчет-

ных соотношений.

Другим важным обстоятельством, обусловливающим целесообразность подробного систематического анализа опубликованных подходов к оценке интенсивности теплообмена при кипении, является стремление сбосновать некоторые новые гипотезы о механизме пузырькового кипения.

Некоторые соотношения, полученные на основе гипотезы о чисто конвективном переносе теплоты кипящей жидкостью от поверхности нагрева:

В литературе, относящейся к 30-м и началу 40-х годов, опубликовано большое число эмпирических или основанных на простом безразмерном анализе уравнений теплоотдачи при пузырьковом кипении. Эти уравнения представляют сейчас, естественно, лишь исторический интерес, подчеркивая чрезвычайную сложность процесса кипения и многообразие определяющих его величин.

Одним из первых, физически обоснованных обобщений экспериментальных данных по кипению жидкости в условиях свободного движения на основе методов теории подобия являются работы Г. Н. Кружилина [93, 94], которые несомненно сыграли значительную роль в развитии

теории теплообмена при кипении.

Главное допущение теории Г. Н. Кружилина заключается в том, что при кипении теплота от поверхности нагрева воспринимается только жидкой фазой и реализуется при испарении жидкости в объем поднимающихся пузырей пара и со свободной поверхности. Отдачей теплоты от поверхности нагрева непосредственно в паровой пузырь пренебрегается. Автор указывает также, что интенсивность теплоотдачи кипящей жидкости определяется движением и перемешиванием масс жидкости у поверхности нагрева и в объеме, возникающих при росте пузырей на поверхности и движении их после отрыва. Теплоотдача интенсифицируется с увеличением частоты отрыва пузырей и плотности центров парообразования. Вывод зависимостей для коэффициента теплоотдачи и критической плотности теплового потока Г. Н. Кружилин делит на два этапа, последовательно определяя интенсивность теплоотдачи от поверхности к жидкости при действии на поверхности одного центра парообразования и влияние количества центров парообразования n на общий тепловой поток Q.

При действии на поверхности нагрева одного центра парообразования температурное поле в жидкой фазе описывается, как известно, системой дифференциальных уравнений, которая включает уравнения энер-

гии, движения и сплошности.

Эта система уравнений дополнена Г. Н. Кружилиным уравнением движения парового пузыря, характеризующим равновесие между подъемной силой и силой гидравлического сопротивления, и уравнением роста объема парового пузыря вследствие испарения жидкости в пузырь, вызываемого теплообменом на границе раздела жидкость — пар. Анализ указанной системы уравнений методами теории подобия с учетом наличия на поверхности большого числа влияющих друг на друга центров парообразования, роль которых выполняют бугорки теплоотдающей поверхности, позволил получить следующее уравнение подобия:

$$Nu = 0.082K_q^{0.7}K_u^{0.00}Pr^{-0.47},$$
 (3-2)

где

$$K_q = \frac{ql}{rp''a'} \frac{l}{l^*}$$

- комплекс, определяющий плотность центров парообразования;

$$\mathbf{K}_{u} = \frac{l_{\mathrm{KP}}}{2l} \frac{c'_{p} (T_{w} - T_{s})}{r} \frac{\rho'}{\rho''}$$

- комилекс, определяющий частогу отрыва паровых пузырей;

$$l^* = \frac{l_{\text{Kp}}}{2} \frac{c'_{\rho} (T_w - T_s)}{r} \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{c'_{\rho} \sigma \rho' T_s}{(r \rho')^2};$$

$$l = \sqrt{\sigma/g (\rho' - \rho'')}; \quad l'_{\text{Kp}} = \frac{2\sigma T_s}{r \rho'' (T_w - T_s)}$$

Физические параметры отнесены к температуре насыщения.

Иной путь построения теории теплообмена при кипении обосновывает в своих работах С. С. Кутателадзе [97—99]. Особенность его подхода заключается в независимом рассмотрении процессов, происходящих в жидкой и паровой фазах. С. С. Кутателадзе считает, что при пузырьковом кипении в непосредственном контакте с поверхностью нагрева могут находиться как жидкая, так и паровая фаза. Однако вследствие высокой интенсивности теплоотдачи к жидкости и сравнительно низкой теплопроводности пара вся теплота отдается сначала жидкости, а затем происходит ее испарение в паровые пузыри. Гидродинамике жидкости и распространению теплоты в жидкой фазе придается, таким образом, как, впрочем, и в теории Г. Н. Кружилина, решающее значение.

С. С. Кутателадзе рассматривает ту же систему уравнений, что и Г. Н. Кружилин, но отдельно для жидкой и паровой фаз, а также усло-

вия на границе раздела фаз.

Для замыкания указанной системы уравнений были сформулированыя дополнительные условия, определяющие степень диспергирования паровой фазы при пузырьковом кипении и распределение центров парообразования по поверхности нагрева. При этом в качестве масштабного размера использовалась величина, пропорциональная капиллярной константе.

Используя теорию размерностей, С. С. Кутателадзе получил зависимость, содержащую большое число безразмерных величин. Обработка

экспериментальных данных позволила ему предложить следующее расчетное соотношение:

$$Nu_* = C (Pe_*K_p)^{0,7} Pr^{-0,05},$$
 (3-3)

где

$$Nu_{x} = \frac{\alpha}{\lambda'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} : Pe_{x} = \frac{\sigma}{r\rho''a'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}};$$

$$K_{p} = \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho' - \rho'')}} : Pr = \frac{\nu'}{a'}.$$

В. И. Толубинский [171] в 1959 г., считая, что теплообмен при кипении в большом объеме является одним из видов конвективного теплообмена, представил обобщенное соотношение в следующем виде:

$$Nu = CK^{m_1} Pr^{m_2}$$

и овел задачу к нахождению специфического для кипения определяющего комплекса К. Он характеризовал интенсивность парообразования величиной приведенной скорости парообразования  $w''=q/r\rho''$  (чем больше величина  $q/r\rho''$ , тем при прочих равных условиях выше интенсивность теплообмена при кипении), а среднюю скорость роста паровых пузырей (или паропроизводительность одного центра) — величиной  $w''=D_0f$ . Считая, что увеличение произведения  $D_0f$  при заданной приведенной скорости парообразования  $q/r\rho''$  приводит к уменьшению плотности центров парообразования n, автор получил определяющий комплекс  $K=\frac{q}{r\rho''D_0}$ . Тогда обобщенное приближенное решение за-

дачи о теплообмене при килении можно представить в виде

$$\frac{\alpha}{\lambda_1} \sqrt[p]{\frac{\sigma}{g \ (\mathbf{p'} - \mathbf{p''})_{\cdot}}} = C \left(\frac{q}{r\mathbf{p''}D_0 f}\right)^{m_1} \left(\frac{\mathbf{y'}}{a'}\right)^{m_2}.$$

С учетом экспериментальных данных В. И. Толубинским было предложено следующее уравнение подобия:

$$Nu = 54 \text{ K}^{0,6} \text{Pr}^{-0,3}. \tag{3-4}$$

Росеноу [458, 459] при выводе своего соотношения также полагал, что основным способом переноса теплоты является конвекция. При этом он исходил из предположения, что первостепенную роль в механизме конвективного теплообмена при кипении играет движение пузырей в момент отрыва их от поверхности нагрева. Поэтому, используя уравнение (3-1) и определяя числа Nu и Re через характерные размер и скорость в момент отрыва парового пузыря как

$$Nu = C_1 \frac{\alpha \Theta}{\lambda'} \left[ \frac{\sigma}{g (\rho' - \rho'')} \right]^{0.5};$$

$$Re = C_2 \Theta \frac{q}{\eta' r} \left[ \frac{\sigma}{g (\rho' - \rho'')} \right]^{0.5},$$

Росеноу получил расчетное уравнение в виде

$$\alpha = C \frac{\Delta T^2 \lambda'^{5,1} g^{0,5} (\rho' - \rho'')^{0,5}}{\Theta \sigma^{0,5} c_p'^{2,1} r^2 \eta'^{4,1}},$$
(3-5)

в котором постоянная C для различных сочетаний жидкость — поверхность нагрева имеет разные значения и определяется из опыта [177]. 128

Форстер и Зубер [300, 301], в отличие от Росеноу, утверждают, что движение парового пузыря в период его роста более важно, чем движение пузыря в момент его отрыва, так как скорость роста пузыря на ранней стадии достигает 3 м/с, что примерно в 30 раз выше скорости роста пузыря при его отрыве.

Исходя из уравнения Релея [451], Форстер и Зубер получили

выражение для радиальной скорости роста пузыря

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{c'_p \rho' \Delta T}{2r \rho''} \left(\frac{\pi a'}{\tau}\right)^{0.5} \tag{3-6}$$

и установили, что произведение радиуса пузыря на его радиальную скорость не зависит от времени.

Определив, что

$$Re = \frac{R\left(\frac{dR}{d\tau}\right)\rho'}{\eta'} = \frac{\rho'}{\eta'} \left(\frac{c'\rho\rho'\Delta T \ V \overline{\pi}a'}{r\rho''}\right)^2$$

 $Nu = \frac{Rq}{\lambda' \Delta T}$ 

где

И

$$R = \left(\frac{c'_{\rho} \mathbf{p}' \Delta T \ \mathbf{V} \ \overline{\pi a'}}{\mathbf{r} \mathbf{p}''}\right) \left(\frac{2\sigma}{\Delta p}\right)^{0.5} \left(\frac{\mathbf{p}'}{\Delta p}\right)^{0.25}$$

--- не зависящий от времени характеристический радиус пузыря, авторы получили соотношение:

$$Nu=0,0015 Re^{0,62} Pr^{0,33}. (3-7)$$

Форстер и Грейф [299], анализируя экспериментальные данные по кипению жидкостей с недогревом [333], пришли к выводу, что физические модели, основанные на теплопередаче через ламинарный пристенный слой жидкости, толщина которого зависит от турбулизирующего действия паровых пузырей, не объясняют экспериментально установленную независимость интенсивности теплообмена от величины недогрева жидкости.

Основываясь на экспериментальных данных Гюнтера и Крейта [333] по кипению жидкостей с недогревом, они показали, что количество теплоты, передаваемое при испарении непосредственно в паровые пузыри, составляет лишь 2% общего теплового потока. Исходя из этого, они выдвинули гипотезу, что в процессе кипения рост и отрыв парового пузыря от поверхности нагрева сопровождается выталкиванием в основной поток порции перегретой жидкости, объем которой равен объему пузыря, и замещением этой порции холодной жидкостью, перемещающейся к поверхности нагрева.

Форстер и Грейф представили свое соотношение в виде уравнения

(3-1), в котором

$$Nu = \frac{q}{r\rho''} \left(\frac{R_0}{a'}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho'}{\Delta p}\right)^{0.25}, \tag{3-8}$$

где

$$R_{0} = -\frac{2\sigma}{\Delta p};$$

$$Re = \frac{\rho'}{n'}A^{2}, \qquad (3-9)$$

129

а  $\Delta p$  соответствует разности температур  $T_w$ — $T_s$ .

Следующим этапом развития теории теплообмена при кипении можно считать работу Зубера [508], которая занимает промежуточное положение между теориями чисто конвективного переноса теплоты и теориями, учитывающими микрослоевое испарение жидкости в растущие на поверхности нагрева паровые пузыри.

Зубер в своей работе [508] на базе имеющихся экспериментальных данных делает вывод, что при изучении пузырькового кипения следует

рассматривать два различных режима:

а) режим изолированных пузырей и б) кипение в условиях взаимо-

действующих паровых пузырей.

В условиях изолированных, не влияющих друг на друга пузырей пар в любой точке поверхности нагрева вырабатывается отдельными порциями. В этом режиме теплообмен определяется естественной циркуляцией восходящего потока, вызванного паровыми пузырями, и по мнению Зубера, может описываться уравнениями теплообмена для свободной конвекции, если в выражении для средней плотности жидкости учитывается коэффициент паросодержания.

При кипении во втором режиме паровые пузыри сливаются, образуя сплошные потоки пара (паровые столбы), непрерывно тенерируемого испарением пульсирующего микрослоя жидкости. Зубер считает, что в этом режиме преобладающим в механизме теплообмена является

перенос теплоты фазового перехода.

При выводе соотнощения для теплообмена при пузырьковом кипе-

нии автор каждый режим анализирует отдельно.

Так, рассматривая кипение в условиях невзаимодействующих пузырей, Зубер связывает интенсивность теплоотдачи с режимом течения жидкости (ламинарный или турбулентный), который в свою очередь определяется количеством пузырей, образующихся в единицу времени, скоростью их роста и условиями отвода пара из жидкости, или в конечном итоге объемным паросодержанием. Последнее зависит от плотности центров парообразования, диаметра пузырей и частоты их образования.

Полагая, что в основу решения задачи теплообмена при кипении можно положить закономерности свободной конвекции и, в частности, известное соотношение

$$Nu = C (GrPr)^{1/3},$$
 (3-10)

Зубер получил следующее расчетное соотношение:

$$\frac{\alpha d}{\lambda'} = C \left[ \frac{g d^3}{\nu' a'} \left( \beta_1 \Delta T + n \frac{\pi}{6} D^2 \frac{\rho'_{\text{CT}} - \rho''}{\rho'_{\infty}} \right) \right]^{1/3}, \qquad (3-11)$$

где  $\bar{\mathfrak{g}}_1$  — коэффициент объемного расширения жидкости;  $\rho'_{\mathtt{c}\mathtt{T}}$  — плотность жидкости вблизи поверхности нагрева;  $\rho'_{\infty}$  — плотность жидкости на значительном удалении от теплоотдающей поверхности.

Использование этого соотношения для расчета коэффициента теплоотдачи, однако, затруднительно вследствие того, что Зубер не рекомендует выражения для определения плотности центров парообразования n.

Большая сложность процесса кипения приводит к тому, что попыт ки обобщений опытных данных в безразмерном виде, базирующихся на анализе уравнений движения, энергии и т. д., часто бывают недостаточ но убедительными, так как составить полную, обоснованную систем дифференциальных уравнений, описывающих процесс, не удается. Раз личные подходы исследователей к составлению системы уравнений приводят, кроме того, к произвольному выбору безразмерных комплексов, входящих в эти обобщения, что вызывает известные трудности при сопоставлении и практическом их использовании.

Учитывая трудности, ряд исследователей при обобщении опытны данных по теплоотдаче при кипении использовали теорию термодина мического подобия. Этот подход обосновывается в работах С. М. Луком ского, Чикелли и Бониллы, И. И. Новикова, А. И. Рычкова, В. М. Бори шанского.

Рассмотрим один из подходов для получения расчетного соотноше ния, который использовал В. М. Боришанский [11]. Произвольная фи зическая характеристика ф рабочей среды на линии насыщения може быть определена зависимостью вида

$$\varphi = f_1(\eta'/g, T_{RP}, p_{RP}, R) f_2(p/p_{RP}).$$
 (3-12)

Коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипени в условиях свободной конвекции

$$\alpha \sim q^{n_0} \eta^{\prime n_1} \sigma^{n_2} \lambda^{\prime n_3} r^{n_4}. \tag{3-13}$$

С учетом формулы (3-12) формула (3-13) преобразуется к виду:

$$\alpha \sim q^{n_0} \left(\frac{\eta'}{g}\right)^{m_1} T_{\mathrm{KP}}^{m_0} P_{\mathrm{KP}}^{m_0} R^{m_4} F \left(\frac{p}{p_{\mathrm{KP}}}\right).$$

Полагая  $n_0$ =2/3 и имея в виду, что в последнем соотношени комплекс, стоящий перед функцией  $F_1$ , должен иметь размерность коэф фициента теплоотдачи. В. М. Боришанский из анализа размерносте определил:

$$m_1 = -\frac{1}{6}$$
;  $m_2 = -\frac{5}{6}$ ;  $m_4 = \frac{1}{3}$ ;  $m_4 = \frac{1}{6}$ .

Функция  $F_1(p/p_{\rm kp})$  является универсальной для термодинамическ подобных веществ и характеризует интенсивность влияния давления н теплообмен. Аналитический вид этой функции определяется из обра ботки опытных данных.

Окончательно расчетная формула В. М. Боришанского имеет вид

$$\alpha = C \left( \frac{p_{\text{kp}}^{1/3}}{T_{\text{kp}}^{5/6} \eta'^{1/6}} \right) \left( \frac{p}{p_{\text{kp}}} \right)^{0.1} \left[ 1 + 4.64 \left( \frac{p}{p_{\text{kp}}} \right)^{1.16} \right] q^{2/3} . \tag{3-14}$$

О теориях, учитывающих микрослоевое испарение жидкости в паровой пузырь, растущий на поверхности нагрева

Как уже отмечалось, большая группа исследователей, изучающи кипение жидкостей, придерживается гипотезы о том, что под паровы: пузырем в процессе его зарождения и роста образуется интенсивно испа ряющийся микрослой жидкости, характер испарения которого оказывае существенное влияние на некоторые из параметров, определяющих теп лоотдачу. Гипотеза микрослоевого испарения в растущий пузырь появи лась сравнительно недавно. Ее возникновение обязано большому коли

честву экспериментов по физике кипения, проведенных в последнее время, результаты которых не укладывались в рамки существовавших пред-

ставлений о механизме кипения.

Одной из первых теорий теплообмена при кипении, построенных на модели микрослоевого испарения, можно считать теорию, предложенную и развитую Д. А. Лабунцовым [105]. Согласно представлениям автора [105] вследствие малого запаса избыточной энтальпии перегретой жидкости, окружающей паровой пузырь, уравнение роста пузыря в объеме перегретой жидкости неприменимо для случая роста пузыря на поверхности нагрева при средних и повышенных давлениях. Основной причиной, определяющей с этой точки зрения испарение жидкости в растущий на теплоотдающей поверхности паровой пузырь, является теплота, подводимая путем теплопроводности от поверхности нагрева через микрослой жидкости в его основании, причем доля теплоты, идущая на испарение этого микрослоя, в некоторых случаях соизмерима с конвективной долей теплоты и должна учитываться в механизме теплоотдачи.

Подобный подход позволил Д. А. Лабунцову получить теоретическую зависимость для суммарной плотности теплового потока q, состоящей из плотности теплового потока  $q_{\text{конв}}$ , передаваемой теплопроводностью через заторможенный слой к основной массе жидкости, и плотности теплового потока  $q_{\text{исп}}$ , расходуемой на испарение жидкости у по-

верхности нагрева непосредственно в паровой пузырь:

$$q = C_1 \frac{\lambda'^2 \Delta T^3}{\sigma T_s \nu'} + C_2 \frac{\lambda'' r \rho'' \Delta T^2}{\sigma T_s}, \tag{3-15}$$

где  $C_1 = 10^{-3}$ ;  $C_2 = 5 \cdot 10^{-3}$ .

Из уравнения (3-15) следует, что с увеличением плотности теплового потока его конвективная составляющая увеличивается сильнее, так как она пропорциональна  $\Delta T^3$ , чем составляющая, учитывающая испарение жидкости в пузыри, так как она пропорциональна  $\Delta T^2$ . Экспериментальные данные, однако свидетельствуют о том, что относительная доля теплоты, расходуемая на парообразование у поверхности нагрева, возрастает с увеличением плотности теплового потока [164, 449, 483].

С повышением давления удельный вес конвективной составляющей плотности теплового потока уменьшается и преобладающим становится расход теплоты на испарение в паровые пузыри. Так, в режиме развитого пузырькового кипения азота при атмосферном давлении приблизительно  $^2/_3$  плотности теплового потока идет на парообразование у поверхности нагрева. При  $p{=}10\cdot10^5$  Па вкладом конвективной составляющей можно пренебречь, так как величина отношения  $q_{\text{конв}}/q$  не превышает 2%. Разумеется, приведенный анализ справедлив при тех значениях постоянных, которые даны в уравнении Д. А. Лабунцова (3-15).

В связи с тем, что при выводе зависимостей для определения плотности центров парообразования (2-102) и скорости роста паровых пузырей (2-67) автор не учитывал существование температурных флуктуаций поверхности нагрева под растущими пузырями, и естественно, что теплофизические свойства материала поверхности нагрева в уравнение

(3-15) не вошли.

Уравнение (3-15) является первым соотношением для расчета теплоотдачи при пузырьковом кипении, полученным прямым путем, и хорошо согласуется с опытными данными по кипению воды, гептана [93], бензола [82], четыреххлористого углерода [105], аммиака [27] и других жидкостей в широком диапазоне изменения давлений. Из этого 132

уравнения также следует, что внешние силовые поля не должны существенно влиять на закономерности теплоотдачи при пузырьковом кипении, что находится в соответствии с экспериментальными данными, полученными в условиях инерционных перегрузок [149] и пониженных гравитационных сил [182].

В одной из последующих своих работ [101] Д. А. Лабунцов предложил расчетное соотношение, которое с максимальным отклонением ±35% коррелируется с опытными данными многочисленных исследователей по кипению различных (за исключением криогенных) жидкостей в самых разнообразных условиях: при кипении в большом объеме, кипении с недогревом, кипении при вынужденном движении в каналах и т. д.

Основная гипотеза, используемая при выводе этого соотношения, состояла в том, что высокая интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении определяется малым термическим сопротивлением тонкой жидкостной прослойки, остающейся на поверхности нагрева под областью объединенных, слившихся пузырей (что справедливо для области развитого пузырькового кипения). Эта гипотеза подтверждена рядом экспериментальных исследований (см., например, [25, 29, 134, 233, 238, 381, 450]).

Перенос теплоты через прослойку жидкости вследствие ее малой эффективной толщины осуществляется теплопроводностью. В связи с этим

$$\alpha = \frac{\lambda'}{\dot{\mathfrak{o}}_{9 \oplus \phi}}. \tag{3-16}$$

Эффективная толщина δ<sub>эфф</sub> в уравнении (3-16) уменьшается при уменьшении кинематического коэффициента вязкости жидкости у, а также при увеличении плотности центров парообразования и интенсивности генерации пара. Мерой последних двух эффектов является приведенная скорость парообразования  $w''=q/r\rho''$ 

Если беспорядочное перемешивание парожидкостной смеси рассматривать как квазипериодическое движение, то для периода времени  $\tau_0$ на основе анализа размерностей можно показать, что  $\delta_{\Theta\Phi\Phi}\sim V$  V  $\tau_0$ :  $\tau_0\sim$  $\sim$  $l_{
m kp}/w^{\prime\prime}$ . Тогда

$$\hat{\mathbf{o}}_{\mathsf{a}\mathbf{\varphi}\mathbf{\varphi}} = C \sqrt{\frac{\mathbf{v}^{\prime} \mathbf{I}_{\mathsf{K}\mathsf{P}}}{\mathbf{w}^{\prime\prime}}}, \tag{3-17}$$

где

$$t_{\rm kp} = \frac{\sigma T_s}{r \rho'' \Delta T}$$
.

Окончательно уравнение для расчета теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей имеет вид:

$$\alpha = B \left( \frac{\lambda'^2}{\nu' \sigma T_s} \right)^{1/3} q^{2/3},$$
 (3-18)

где

$$B = 0.075 \left[ 1 + 10 \left( \frac{p'}{p' - p''} \right)^{2/3} \right]$$

учитывает изменение свойств жидкости и пара с изменением давления. Физические свойства в соотношении (3-18) выбираются при температуре насыщения.

в рассматриваемую группу теорий следует также отнести и соотношение, полученное Ю. А. Кириченко [80]. Предложенная им модель теплообмена достаточно проста: для области развитого пузырькового кипения, когда паровые пузыри еще не взаимодействуют друг с другом, предполагается, что вся теплота от теплоотдающей поверхности идет на парообразование, т. е.

$$q = \frac{4}{3} \pi R^3 fr \rho^{\prime\prime} n. \tag{3-19}$$

Для определения плотности центров парообразования n Ю. А. Кириченко использует соотношение Д. А. Лабунцова (2-102), а радиус пузыря при отрыве  $\bar{\kappa}_0$  и частоту отрыва f находит соответственно из выражений [78]:

$$\bar{R}_0 = \frac{C_D}{2} A^{4/3} g^{-1/3}; \ f = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\left(\frac{C_D}{2}\right)^2 A^{2/3} g^{-2/3}},$$

где  $C_D=1,8$ . Значения модуля роста пузыря A определяются из формулы Д. А. Лабунцова (2-67) для скорости роста, полученной на основе модели микрослоевого испарения:

$$A pprox 3 \left( rac{\lambda' \Delta T}{r 
ho''} 
ight)^{1/2}$$
 .

После подстановки в уравнение (3-19) соответствующих внутренних характеристик в окончательном виде выражение для коэффициента теплоотдачи запишется:

$$\alpha = 0,094 \lambda^{'5/11} (T_s \sigma)^{-6/11} (r \rho'')^{4/11} g^{-1/11} q^{8/11}$$
. (3-20) Соотношение (3-20) спра-

ведливо для значений радиусов зародышей пузырей, 1/м:  $r_*^{-1} = \frac{rp''\Delta T}{\sigma T_s} > 10^6$ 

$$r_*^{-1} = \frac{rp''\Delta T}{\sigma T_s} > 10^6$$

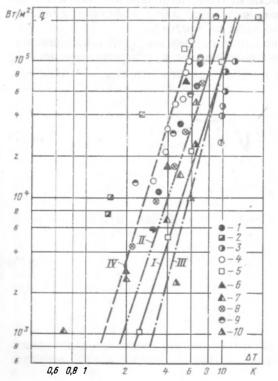
и Ја<20, что соответствует пузырьковому кипению азота, кислорода, фреонов при давлениях, превышающих атмо-сферное, и воды при  $p>10\times$  $\times 10^5$  Па.

Другой вариант соотношения Ю. А. Кириченко [78] 
$$\alpha = 0.094 \left(\frac{\lambda'}{\sigma T}\right)^{1/2} \frac{(rp'')^{1/4}}{(a'g)^{1/12}} \hat{q}_{j}^{3/4}$$

(3-21)

Рис. 3-1. Сопоставление опытных данных по пузырьковому кипению кислорода с расчетными соотношениями при  $p=1\cdot 10^5$  Па (условия, при которых были получены опытпредставлены данные,

I — уравнение С. С. Кутателадзе (3-3);
 II, III — уравнения Д. А. Лабунцова (3-15)
 и (3-18);
 IV — уравнение Ю. А. Кириченко (3-21).



более удобен для расчетов и справедлив в более широком диапазоне чисел Якоба (примерно 70), однако несколько хуже, чем соотношение (3-20), отражает зависимость коэффициента теплоотдачи от давления. Несмогря на многообразие физических моделей процесса теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей и большое число теоретических работ, в настоящее время нет общей теории теплообмена, которая давала бы возможность с необходимой для практики толностью рассии давала бы возможность с необходимой для практики точностью рассчитывать этот чрезвычайно сложный процесс. Как правило, все существующие соотношения из большого числа факторов, оказывающих

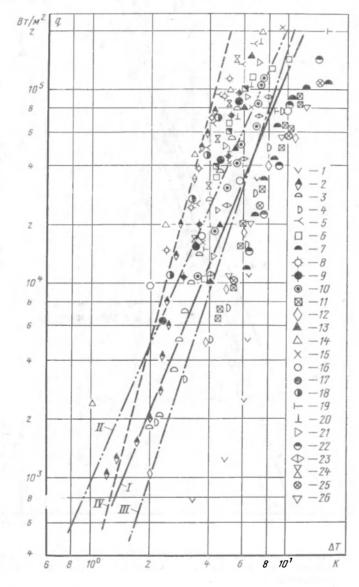


Рис. 3-2. Сопоставление опытных данных по пузырьковому кипению азота с расчетными соотношениями при  $p=1\cdot 10^5$  Па (условия, при которых были получены опытные данные, представлены в табл. 3-2).

Обозначения прямых -- см. рис. 3-1.

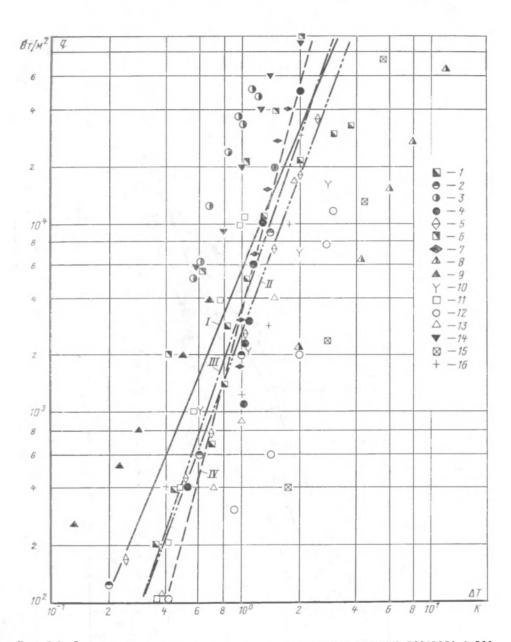


Рис. 3-3. Сопоставление опытных данных по пузырьковому кипению водорода с расчетными соотношениями при  $p{=}1\cdot10^5$  Па (условия, при которых были получены опытные данные, представлены в табл. 3-3). Обозначения прямых — см. рис. 3-1.

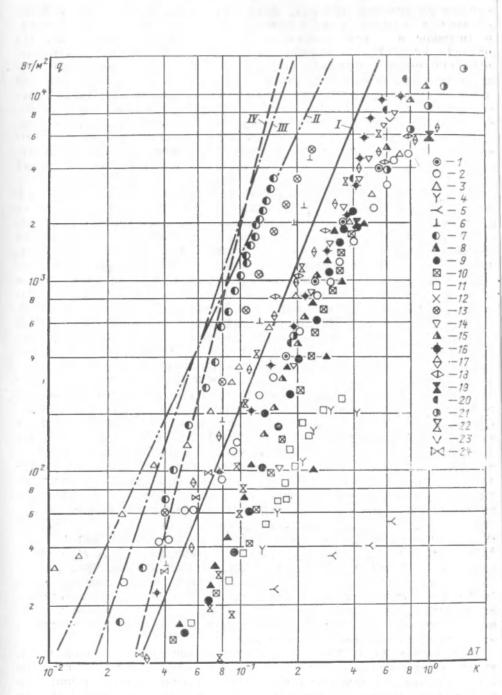


Рис. 3-4. Сопоставление опытных данных по пузырыковому кипению гелия с расчетными соотношениями при  $p=1\cdot 10^5$  Па (условия, при которых были получены опытные данные, представлены в табл. 3-4). Обозначения прямых — см. рис. 3-1.

влияние на процесс кипения, включают лишь физические свойства жидкости и поэтому не мотут быть использованы для расчета интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении криогенных жидкостей. На рис. 3-1—3-4 представлено сопоставление наиболее известных соотношений с опытными данными по кипению кислорода, азота, водорода и гелия в большом объеме при атмосферном давлении. Анализируя эти графики, следует отметить прежде всего значительный разброс экспериментальных данных, а также то обстоятельство, что практически невозможно отдать предпочтение какому-либо расчетному соотношению. И хотя в отдельных случаях имеет место совпадение некоторых расчетных зависимостей с опытными результатами различных исследователей, следует отметить, что подобное согласование может носить случайный характер.

Столь значительное расхождение экспериментальных данных различных исследователей с результатами расчета объясняется не только существенно различающимися условиями проведения опытов, погрешностями измерений и различным обоснованием выбора эмпирических коэффициентов. Основная причина состоит в том, что расчетные соотношения не учитывают многих важнейших факторов пузырькового кипения, таких как шероховатость, теплофизические свойства материала и толщина теплоотдающей поверхности, ее геометрия и ориентация, различного рода покрытия, направление изменения теплового потока и т. п.

Брентери и Смит [240], сопоставившие большое число соотношений с различными опытными данными, рекомендуют использовать уравнение С. С. Кутателадзе (3-3) для расчета интенсивности теплоотдачи при кипении криогенных жидкостей (аналогичные рекомендации содержатся и в ряде отечественных монографий и справочников, см., например, [157, 179]), что вряд ли можно считать обоснованным. Действительно, это соотношение несколько лучше других учитывает зависимость коэффициента теплоотдачи от физических свойств жидкости и давления в диапазоне  $(0.01 \div 0.6)$   $p_{\rm kp}$  [240]. Так, кривые, рассчитанные по уравнению С. С. Кутателадзе (рис. 3-1—3-4), располагаются приблизительно в середине полей точек, полученных при кипении кислорода, азота, водорода и гелия в большом объеме при атмосферном давлении на различных по конфигурации и материалу образцах с различными поверхностными условиями. Условия, при которых были получены опытные данные, представлены соответственно в табл. 3-1—3-4. Однако экспериментальные данные отличаются от расчетных в 5 раз и более. Аналогичный вывод можно сделать и по соотношениям Д. А. Лабунцова (3-15), (3-18) и Ю. А. Кириченко (3-21), которые для кислорода, азота и водорода при давлениях, близких к атмосферному, дают значения коэффициентов теплоотдачи, очень близкие к значениям, рассчитанным по уравнению С. С. Кутателадзе (3-3). При этом наилучшее согласование экспериментальных данных с расчетными получено для водорода, наибольшее расхождение — для телия.

Уравнение Ю. А. Кириченко (3-21) с константой, равной 0,094, вполне удовлетворительно согласуется с данными авторов по кипению азота, кислорода и гелия на торцах медных стержней, обработанных по 6—7-му классам чистоты при атмосферном давлении (см. рис. 1-1). Так как эти опытные данные получены на грубообработанных поверхностях нагрева, изготовленных из высокотеплопроводных материалов, то при фиксированном давлении они, естественно, должны дать левую границу для экспериментальных данных, полученных при кипении каждой из

исследованных жидкостей.

			Теплоотдающая псверхность					
Номера точек по рис, 3-1	Матер на т	Геометрия	Размеры	Оризнтация	Поверхностные условия	Направление измене- ния теплового потока	р·10-s, Па	Авторы работы
1	Мельхнор (медь)	Тр, бка	$d = 8 \times 0.25 \text{ MM}$ (10 $\times 0.2$ ; 4 $\times 0.2 \text{ MM}$ )	Вертикальнат	Шерохсватая (гладкая, луже- нат)	Увеличелие (уменьние- ние)	-	М. Е. Ива «в Н. К. Елухин [60]
2	Монель	Трубка, свернутая в кольцо	$d_{\mathrm{K}} = 45 \ \mathrm{MM}$			Увеличение	1	М. П. Малков и др. [157]
05	Платина	Проволочка	d = 0,1  MM l = 100  MM (d = 0, Ce + 0,5  MM) l = 45 + 100  MM	Вертикальная	1	Увеличение	-	А И Чэркин [188]
4	Медь	Торец стержия	d = 5  MM (10 MM)	Горизонтальная	6—7-й классы чи- стоты R <sub>Z</sub> = = 5÷10 м см	Увеличение	-	Данные авторов
10	Медь (нержав ю- шая сталь (04; К-молель; алю- миний 24 ST; пта- тина)	Трубка	d = 19.05  MM l = 50.8  MM	Горизонталы:ая	Гладкие, чистые	Увеличение	-	Банчеро и др. [157]
9	Медь	Трубка	d = 15.9  mM l = 76.2  mM (d = 9.5  NM; l = 304.8  MM)	Гсрязонтяльчал (в эргикалы ая)	1	У веспче ше	_	Хасілдін, Петэрс
7	1	Трубка	d = 10.4  MM l = 85,7  MM	Гсризонтальнат		Увеличение	-	Ходж, Бриквед [240]
90	Медь гозогочен- ная (погрытия ная ник эдя, Си,О, Си,S)	Тр, бка	$d = 70 \text{ MM}$ $l = 10^{1.1} \text{ MM}$ $(d = 9, 5 \div 10 \text{ MM};$ $l = 44, 4 \div 10^{1.1} \text{ MM}$	Вэргикальнат (го- р не о тталь тая)	Поль рова знат (ше- рохов двяя)	Увеличение	-	Лайон [404]
6	Платина	Плеския фольга (двек)	d = 66.5  MM $\delta = 0.051 \text{ MM}$	Горизонтальная		Увеличение	(0,53-18,5)	Лайсн и др. [407]
10		Тр бка		Горизонтэльная	Полирсванная (ше-	Увеличение	-	Михавл [422]

рэхсватая)
Приметальным данным, которые не приведены на ряс. 3-1—3-4 указаны условия, отнесащиеся к тем экспериментальным данным, которые не приведены на ряс. 3-1—3-4,
2. Все приведенные на ряс. 3-1 опытные данные получены при электрическом способе оботрева.
3. Есля специально не оговорено, то под орнентацией поверхности "горизонтальная" понимается, что поверхность орнентирована горизонтально ввсрх.

40	Условия,	npu	которых	получены	опытные	данные	no	пузырьковому	кипению	азота
0		Pu	ito mo pous	nongicion	Onomnois	vannoie	no	пузырьковому	кипению	азот

2201			Теплоотдающая поверхност	ъ		The state of the s		18
Н жера то тек по рг. 3-2	атериа.	Геометрия	Размеры	. Ориентация	Поверхностные условия	Направление изменения теплового потока	р·10 <sup>-5</sup> , Па	Авторы работы
1	Нержавеющ <b>а</b> я сталь X18Н9Т	Трубка	$d = 8 \times 0.3 \text{ MM}$ l = 100  MM	Горизонталь- ная	Полированная	Увеличение	0,98 (0,98— (6,9)	В. В. Цыбульский Ю. А. Кириченко [187]
2 3 4	Медь М-1 Латунь Л-62 Нержавеющая сталь X18Н9Т	Трубка, торец стержня	$\begin{array}{l} d_{\rm TP} = 18 \times 3.5 \ {\rm MM} \\ (18 \times 3.5 - 11.4 \times \\ \times 0.2 \ {\rm MM}) \\ l_{\rm TP} = 100 \ {\rm MM} \\ d_{\rm CT} = 12 \ {\rm MM} \\ l_{\rm CT} = 40 \ {\rm MM} \end{array}$	Вертикальная для трубки, горизонтальная для стержня	$6$ —7-й классы чистоты, $R_z = 5 \div 10$ мкм	Увеличение	1	А. В. Клименко [88]
5 6 7	Медь Никель Нержавеющая сталь	Трубка, торец стержня	$\begin{aligned} d_{\mathrm{TP}} &= 12 \times 2 \text{ MM} \\ l_{\mathrm{TP}} &= 150 \text{ MM} \\ d_{\mathrm{CT}} &= 12 \text{ MM} \\ l_{\mathrm{CT}} &= 30 \text{ MM} \end{aligned}$	Вертикальная для трубки, горизонтальная для стержня	6-й класс чи- стоты, $R_z =$ $= 7 \div 8$ мкм (5—10-й клас- сы чистоты)	Увеличение (уменьшение)	1	В. В. Клименко [89]
8 9 10 11	Медь Латунь Бронза Нержавеющая сталь	Торец стержня	d = 5  MM (10  MM) $I = 50  MM$	Горизонталь- ная	6—7-й классы чистоты, $R_z =$ = 5÷10 мкм	Увеличение	1	Данные авторов
12	Медь	Трубка	$d = 15.8 \times 3.6 \text{ MM}$ l = 50.8  MM	Горизонталь- ная	Гладкая	Увеличение	1	Флинн и др. [296]
13	Медь	Диск	$F = 290 \text{ mm}^2$	Горизонталь- ная (угол на- клона от 0 до 180°)	$R_z = 0.2 \text{ MKM}$	Увеличение (уменьшение)	1 (1—29,4)	Бевилогуа и др. [228]

## П годолжение табл. 3-2

0			Теплоотдающая поверхност	ь		2	1	
точ к по ри 3.2	Материал	Геометрия	Размеры	Ориентация	Поверхностные условия	Направление изменения теплового потока	р⋅10-5, Па	Авторы работы
14	Германий (кремний)	Кристалл	10×2×0,01 мм	<u> </u>	Травление	Увеличение	1	Хармен, Горди [338]
15	Электролити- ческая медь, покрытая пла- тиной	Торец стержня	d = 19  mm	Горизонт аль- ная	Полированная	Увеличение	1,2 (3,59; 16,2; 32,4)	Коски, Лайон [385]
16	Медь OFHC	Трубка	d = 75  MM $l = 190  MM$	Вертикальная	$R_z = 0,28 \div 0,33$ мкм	Увеличение	1	Лапин и др. ]392, 393]
17	Медь позоло- ченная (по-	Трубка	d = 70  MM $l = 104,1  MM$	Вертикальная (горизонталь- ная)	Полированная	Увеличение	1	Лайон [404]
18	крытия из ни- келя, Cu <sub>2</sub> O, Cu <sub>2</sub> S)		(l = 9,5-70  MM; $l = 44,4 \div 104,1 \text{ MM})$	,	Шероховатая			
19	Электролити- ческая медь, покрытая пла- тиной	Торец стержня	d = 19  mm	Горизонталь- ная	Полированная	Увеличение (уменьшение)	1,1 (1,1— 32,8)	Лайон [405]
20	Платина	Плоская фоль-	$d = 66,5 \text{ MM}$ $\delta = 0,0508 \text{ MM}$	Горизонталь- ная	1.615	Увеличение	1,15 (0,42— 31,5)	Лайон и др. [407

8 £ 8		in Topical	Теплоотдающая поверхност	ть			181-21-1	
номера точек пр	Материал	Геометрия	Размеры	Ориентация	Поверхностные условия	Направление изменения теплового потока	р·10⁻5, Па	Авторы работы
21	Медь	Диск	$d = 25,4 \text{ mm} \\ \delta = 21 \text{ mm}$	Горизонталь- ная	Зеркально-по- лированная	Увеличение	1	Марто и др. [123]
22	Никель		$d = 25.4 \text{ mm}$ $\delta = 9.1 \text{ mm}$					
23	Медь	Сфера	d = 25,4  mm	1-dire female	Гладкая	- 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1 - 1	1	Мерте, Кларк [421]
24	Медь	Трубка	$d = 51,5 \times 1,9 \text{ MM}$	Горизонталь- ная	Шероховатая	Увеличение	1	Паак и др. [439]
25	Медь	Трубка	$d=20\times1$ MM	Вертикальная	Шероховатая	Увеличение	1	Ружичка [464]
26	Медь	Трубка	$d = 1.5 \text{ MM}$ $F = 4950 \text{ MM}^2$	Горизонталь- ная		Увеличение	1	Вейл, Лаказе [499]

Примечания: 1. 1еплофизические свойства материалов теплоотдающих поверхностей для групп точек (2, 3, 4), (5, 6, 7), (8, 9, 10, 11) приведены в табл. 1-7, 3-6, 2. Для всех точек, кроме 5, 6, 7, 23, 25, спосоо обогрева — электрический; для точек 5, 6, 7, 25 — электрический и нестационарное охлаждение; для точки 23 — пестационарное охлаждении.

Условия, при которых получены опытные данные по пузырьковому кипению водорода

Таблица 3-8

		Теплоот	дающая псверхность	Assembliance to the same and the same		Направление		
Номера точек по рис. 3-3	Матернал	Геометри :	Размеры	Ориентация	Поверхностные условия	мэменения теплового потока	р·10⁻⁵, Па	Авторы работы
1	Нержавеющая сталь X18Н9Т	Трубка	$d = 4 \times 0.25 \text{ MM}$ $l = 294 \text{ MM}$	Вертикальная	<u>-</u>	Увеличение	1,05 (0,79; 0,35; 0,185; 0,073)	И. С. Выходцев и др. [63]
2	Монель	Трубка, свер- нутая в кольцо	d <sub>к</sub> =45 мм		-	Увеличение	1	М. П. Малков и др. [157]
3	Медь	Торец стержня	d=5  MM  (10  MM) $l=40  MM$	Горизонтальная	6—7-й классы чистоты, $R_z$ =5÷10 мкм	Увеличение	1	Данные авторов
4	Платина	Проволочка, свернутая в спираль	d <sub>пр</sub> =0,15 мм l <sub>пр</sub> =490 мм	Горизонтальная	_	Увеличение	1	Аструк и др. [211]
5		Трубка, свер- нутая в кольцо	$d_{\mathrm{TP}}{=}3~\mathrm{mm}$	Горизонтальная	Гладкая	Увеличение (уменьше- ние)	1	Бевилогуа и др. [230]
6	Медь	Лиск	F=290 мм²	Горизонтальная (угол наклона от 0 до 180°)	$R_z = 0, 2 \text{ MKM}$	Увеличение (уменьше- ние)	(1-9,8)	Бевилогуа и др. [228]
7	Сплав "Карма"	Полоса	560×25×0,13 мм	Горизонтальная (вертикальная, под угол 45°)		Увеличение	0,91	Класс и др. [264
8	Vincella I	Ten son	and the state of t	1,000	Покрытая силикеновой смазкой, $\delta = 13$ мкм	1/47/27 2	21,000	Annual Salesia

Продолжение	таба	3-5
11 роволжение	muon.	0-0

Номера		Теплоо	тдающая поверхность		The second second	Направление		
точек по рис. 3-3	Материал	Геометрия	Размеры	Ориентация	Поверхностные условия	изменения теплового потока	р·10⁻5, Па	Авторы работы
9	Латунь	Трубка	d=16  MM $l=112,8  MM$	Вертикальная	Обработка 16—32 <b>ASA</b>	Увеличение	0,83	Драйер и др. [291
10	_	Трубка	d=10,4  MM $l=85,7  MM$	Горизонтальная	_	Увеличение	(r-0 er	Ходж, Бриквед [240]
11	Медь		$d=25,4 \text{ MM} \\ \delta=12,7 \text{ MM}$	Горизонтальная	Полировка	Уменьшение (увеличение)	1	Коулинг, Мерте [9 <b>2</b> ]
12	На меди по- кгытие из не- ржавеющей стали 347, δ=0,025 мм	Диск	0=12,7 MM	вверх (гори- зонтальная вниз, верти- кальная)	Полировка	(увеличение)		[32]
13	На меди по- крытие из теф- лона, $\delta = 0,038$ мм		1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1					-37- 14-500
14	Медь	Плоская по- верхность	F=500 MM <sup>2</sup>	Горизонтальная	_	Увеличение	1	Рубо [240]
15	Напыленные на стекло плен- ки из меди, золота, хрома, германия, ни- келя и олова	То же	76,2×25,4×1 MM		Гладкая	Увеличение	1	1Перли [474]
16	Медь	Трубка	$d=1,5 \text{ MM}$ $F=4950 \text{ MM}^2$	Горизонтальная		Увеличение	- 1	

Примечание. Для всех точек, кроме 9, способ обогрева — электрический, для точки 9 —паровой.

Та	бл	ица	3-4

			Теплоотдаюшая повер	хность		Направление		- 6
Номера гочек по рис. 3-4	Матернал	Геометрия	Размеры	Ориентация	Поверхностные условия	изменения теплового потока	p·10⁻⁵, Па	Авторы работы
1	Нержавеющая сталь 12X18H9T	Трубка	$d=6\times0,3$ мм $l=50$ мм	Вертикальная	-	Увеличение	1 (0,18—1,85)	И. П. Вишнев и др. [24]
2 3	Бескислородная медь Алюминий АВ-000	Трубка	$d=25 \text{ MM} \\ l=118 \text{ MM}$	Вертикальная	$R_z$ =3÷5 мкм	Увеличение (уменьше- ние)	1	Л. Б. Динабург [51]
4 5	Нержавеющая сталь	Торец стержня	<i>d</i> ==8 мм	Горизонтальная	$\begin{array}{c} R_z\!\!=\!\!6,5 \; { m MKM} \\ R_z\!\!=\!\!0,7 \; { m MKM} \end{array}$	Увеличение (уменьше-	1	В. В. Клименко [89]
6	Медь				$R_z$ =6,5 мкм	ние)		197
7 8 9 10	Медь М-1 Бронза ОФ6,5-0,15 Никель Н-1 Латунь, Си+30% Zn Нержавеющая сталь X18Н9Т	Торец стержня	$d = 10 \text{ MM} \ l = 40 \text{ MM}$	Горизонтальная	6—7-й классы чистоты, $R_z$ =5÷10 мкм	У величение	1	Данные авторов
12	Медь	Диск	F=490 мм²	Вертикальная (угол наклона от 0 до 180°)	$R_z = 0.2$ MKM	Увеличение (уменьше- ние)	1 (0,06—1,92)	Бевилогуа и др. [228]
13	Электролитическая медь	Трубка	$d{=}24$ MM, $l{=}54$ MM ( $d{=}22$ MM, $l{=}52$ MM; $d{=}32$ MM, $l{=}62$ MM)	Вертикальная	400 grit (полиро- ванная, 180 и 40 grit)	Увеличение (уменьше- ние)	1	Бойсин и др. [235]
14	Электролитическая медь 99,999%	Диск	$d=12,7 \text{ MM} \\ \delta=6,44 \text{ MM}$	Горизонтальная	240 grit (полированная)	Увеличение (уменьше- ние)	1	Боумен и др. [273]

Продол жение табл. 3-4

			Теплоотдающая поверхность	KHOCTB		Направление		
Номера точе с по рис. 3-4	Матернал	Геометрия	Размеры	Ор :етация	Пов:рхижтиве условия	изменения теплового потока	р.10-5, Па	Авторы работы
91	Медь 99,999% (отово)	Торец сгержня	d = 15.2  mm $l = 50  mm$	Гор зо пальная	240 grit (80600 grit] зеркальнан)	Увеличение (уменьше- ние)	-	Камминс, Смит [283]
91	Сгекло с мед ным пэкрытием, д=2000 A	Трубка	d:=3 mm l:=65 mm	Горизонтальная	1	Увеличение	_	Ефэрсон [295]
11	Нержавеющая сталь		$d=2,5\times0,05\mathrm{mm}$ $l=65\mathrm{mm}$					
18	Константан (манганин)	Прово точка	d = 0,5  MM (0,05 - 0,5  MM)	Гориз энтать ная (вергикальная)	Обработана ми- крэнгой наждач- нэй бумагой	Увеличение	1(0,06—1)	Гончагов и др. [32.]
61	Манганин	Прово: очка	$d_{\text{ненз}} = 0,9$ мм $(d_{\text{нз}} = 0,94$ мм)		Неизолированная (изолированная)	У зеличен е (уменьшение)	Т	Лжексод, Фрюин [33]
20	Медь ОГНС	Диск	d=15 мм	Горизонгальная	Полированная	Увеличени		Джергель,
21	Al 59—99,999% Al 69—99,999%	4 1	0=10 MM	вверх (горизон- тальная вниз- вергикальная)		(уменьшение)		[367—-339]
22	Платина	То эец стержия	<i>d</i> =10 мм	Вертикальная (горизо татьная вверх и в из)	Полированная	Узеличение (уменьше- ние)	1(0,06-2,16)	Лайон [403]
23	Медь	Диск	<i>d</i> =12 мм	Вертикальная	1	Увеличение (уменьшение)	1	Oraro, Caro
24	Cepeбро 29,999%	Диск	<i>d</i> =38 мм	Верти сальная	Обработана абра- зивной пудрой 0,1 мкм	Увеличение (уме нь шени 2)	0,8(0,1-0,8)	Рибер [452]

Уравнения Д. А. Лабунцова (3-15), (3-18) удовлетворительно гласуются с нашими данными по кипению гелия на поверхности меди, а для кипения азота и кислорода теоретические кривые сл гаются к экспериментальным данным, полученным на поверхности нержавеющей стали.

Уравнение С. С. Кутателадзе (3-3) располагается приблизител в середине между данными, полученными нами на поверхностях из м и нержавеющей стали.

Несмотря на кажущееся преимущество уравнения (3-3) перед с ношениями (3-15), (3-18), (3-21), было бы неверным отдавать ему по почтение, поскольку соответствующим изменением постоянных в за соотнощениях также можно добиться лучшего согласования экспементальных данных с расчетными. Кроме того, уравнения Д. А. Лаб цова (3-15), (3-18) представляются нам более физически обоснованми, нежели уравнение С. С. Кутателадзе (3-3), и поэтому могут служ основой для дальнейших уточнений (например, введением в них учтенных факторов). При давлениях, не очень близких к  $p_{\rm кр}$ , соотно ния (3-15), (3-18) и (3-21) практически учитывают влияние давле на коэффициент теплоотдачи.

Большим тормозом в создании приемлемой теории пузырькового пения является недостаток информации о физической природе возн новения паровой фазы в перегретой жидкости и влияния всего компл са поверхностных условий (в первую очередь шероховатости) на прог зародыщеобразования. Поиски путей учета поверхностных усло являются одной из первоочередных задач в дальнейшей разработке рии теплообмена при пузырьковом кипении. В настоящее время, к со лению, отсутствуют удовлетворительные решения этой проблемы. Су ствующие соотношения либо вообще не учитывают влияние характе стик поверхности, либо выведены для каких-либо конкретных услог Как мы уже отмечали, некоторые из авторов делают попытки уче в расчетных соотношениях физико-химические характеристики тепло дающей поверхности через функцию плотности центров парообразо ния [например, уравнение Зубера (3-11)] или путем введения в четную зависимость характерной величины шероховатости (см. ура ние (1-4)]. Однако для практического использования уравнений т (3-11) и (1-4) требуется для каждого сочетания жидкость — пове ность нагрева проведение специального экспериментального иссле вания для определения константы.

Для расчета интенсивности теплоотдачи при кипении в услов ослабленных полей силы тяжести можно рекомендовать уравне Ю. А. Кириченко (3-21), подтвержденное многочисленными опытны данными по кипению кислорода в широком диапазоне изменения ве чины  $g\left(0<\frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{\varepsilon}_{\rm H}}<1\right)$  и давлений  $p=(0,04\div10)\cdot10^5$  Па.

Авторам не известны работы, в которых содержались бы попы учесть в соотношениях для расчета интенсивности теплоотдачи та факторы, как гистерезис (направление изменения теплового поток геометрию и ориентацию теплоотдающей поверхности в пространст Ниже мы приводим некоторые результаты наших теоретических исс дований, позволяющих с известным приближением учесть в расчетн соотношениях теплофизические свойства материала поверхности наг ва, толщину нагревательного элемента и влияние металлических пок тий, имеющих хороший тепловой контакт с подложкой.

# 3-2. УЧЕТ В РАСЧЕТНЫХ СООТНОШЕНИЯХ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛА ТЕПЛООТДАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В качестве исходной модели теплообмена нами был выбран подход Д. А. Лабунцова [105] к описанию интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении, позволивший получить соотношение (3-15). При выводе этого соотношения были использованы внутренние характеристики пузырькового кипения (скорость роста парового пузыря  $dR/d\tau$  и илотность центров парообразования n). На наш взгляд, оно является наиболее физически обоснованным. Согласно этой работе при развитом пузырьковом кипении в большом объеме жидкость вблизи поверхности нагрева интенсивно перемешивается вследствие процессов роста и отрыва паровых пузырей. Интенсивность такого перемешивания характеризуется некоторой средней пульсационной скоростью  $\omega$ , определяющей эффективную толщину теплового подслоя, от которой зависит конвективная составляющая переноса теплоты от стенки  $q_{\text{конв}}$ . Другой составляющей теплопереноса является непосредственное испарение в паровые пузыри, растущие на поверхности нагрева  $q_{\text{псп}}$ .

В соответствии с [105] эти составляющие можно записать в сле-

дующем виде:

$$\sim \frac{\lambda' \Delta T}{\nu} \widetilde{\omega};$$
 (3-22)

$$q_{\text{HCI}} \sim r \rho' / \overline{\omega};$$
 (3-23)

$$q = q_{\text{конв}} + q_{\text{исп}}, \tag{3-24}$$

где

$$\overline{\omega} \sim (dR/d\tau) R \sqrt{n}$$
. (3-25)

Подставив в уравнение (3-25) полученные ранее выражения для скорости роста парового пузыря (2-87) и плотности центров парообразования (2-106), получим для пузырькового кипения азота, кислорода, аргона и других близких к ним по свойствам криогенных жидкостей (условно отнесенных нами к І группе, см. § 1-1) из (3-22)—(3-24) после ряда несложных преобразований соотношение для расчета интенсивности теплоотдачи, содержащее теплофизические свойства материала поверхности нагрева:

$$q = \frac{A^3_1}{A_1 + 2m} \frac{r\rho''\Delta T}{\sigma T_s} \left[ C_1 \frac{\lambda'\Delta T}{\nu'} + C_2 r\rho'' \right]. \tag{3-26}$$

где

$$A_1 = -m + V \overline{m^2 + \gamma M}.$$

Комплекс  $A^3_1/(A_1+2m)$  в уравнении (3-26) является сложной функцией теплофизических свойств материала теплоотдающей стенки ( $\sqrt{\lambda c \rho}$ ), физических свойств жидкости и температурного напора.

На рис. 3-5 и 3-6 представлено сопоставление опытных данных авторов монографии по кипению азота в большом объеме при атмосферном давлении на торцах цилиндрических стержней из меди, латуни, бронзы и нержавеющей стали и кислорода— на торце медного стержня, поверхности которых были обработаны по 6-7-му классам чистоты, а также результаты работ [88, 89] с расчетными, полученными по формуле (3-26). При значениях постоянных  $C_1$ =0,8·10<sup>-4</sup> и  $C_2$ =10<sup>-4</sup> получено вполне удовлетворительное ( $\pm 20\,\%$ ) согласование теоретических и экспериментальных результатов, что говорит о принципиально пра-

вильном подходе к учету влияния одного из важнейших для кипе криогенных жидкостей факторов — теплофизических свойств матери теплоотдающей стенки.

Аналогично, используя выражения для скорости роста парового зыря (2-93) и (2-94) и плотности центров парообразования (2-10

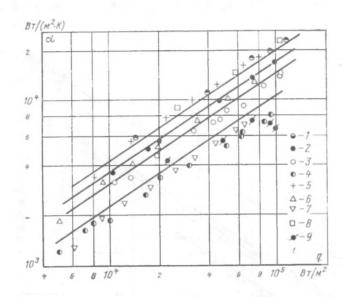


Рис. 3-5. Сопоставление опытных данных по кипению азота в большом объеме на поверхностях различных металлов с расчетным соотношением (3-26) при  $p=1\cdot 10^5$  Па  $(K_z=5\div 10$  мкм). 1- медь; 2- латунь; 3- бронза; 4- нержавеющая сталь (свойства см. в табл. 1-4); [88]: 5- медь; 6- латунь; 7- нержавеющая сталь (свойства см. в табл. 1-7); [89]: 8- медь; 9- нержавеющая сталь (свойства см. в табл. 3-6).

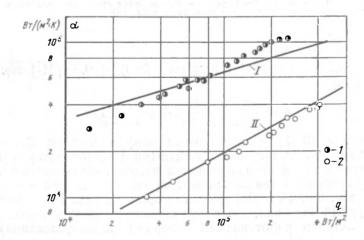


Рис. 3-6. Сопоставление опытных данных по кипению кислорода и водорода в большом объеме на торце медного стержня с расчетными соотношениями при  $p=1\cdot 10^5$  Па (свойства см. в табл. 1-4,  $R_z=5\div 10$  мкм).

I — водород; 2 — кислород; I — по соотношению (3-27); II — (3-26).

получаем соотношение для расчета интенсивности теплоотдачи при

пузырьковом кипении водорода и неона (II группа) и гелия (III группа): 
$$q = A^2 \frac{r \rho'' \Delta T_0}{\sigma T_s} \left( C_3 \frac{\lambda' \Delta T}{\nu'} + C_4 r \rho'' \right). \tag{3-27}$$

где теплофизические свойства материала поверхности нагрева входят в выражение для модуля скорости роста пузыря A (см. § 2-4).

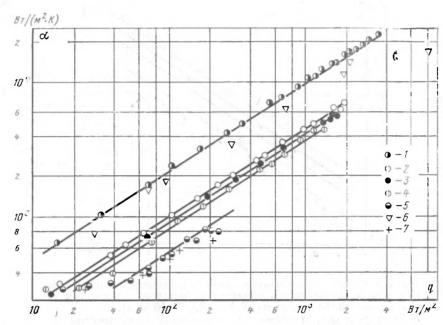


Рис. 3-7. Сопоставление опытных данных по кипению гелия в большом объеме на поверхностях различных металлов с расчетным соотношением (3-27) при  $p=1\cdot 10^5~\Pi a$  $(R_z=5 \div 10 \text{ MKM}).$ 

1- медь, 2- бронза; 3- никель; 4- латунь; 5- нержавеющая сталь (свойства см. в табл. 1-4); [89]; 6- медь; 7- нержавеющая сталь (свойства см. в табл. 3-6).

Для водорода и неона

$$A_{a} = -0.25 \, (m - 2\varphi D) + V \, [0.25 \, (m - 2\varphi D)]^{2} + 0.5 \, (\gamma M + m\varphi D).$$
 Для гелия 
$$A_{a} = \frac{4 \, V \, 3}{V \, 2\pi} \, \gamma \, \frac{\lambda \Delta T}{r \varphi'' \, V \, a'} + \varphi \, \frac{\lambda' \Delta T}{r \varphi'' \, V \, \overline{a''}}.$$

$$A_{s} = \frac{4 \sqrt{3}}{\sqrt{2\pi}} \gamma \frac{\lambda \Delta T}{r \rho'' \sqrt{a}} + \varphi \frac{\lambda' \Delta T}{r \rho'' \sqrt{a'}}$$

Выражение (3-27) с постоянными коэффициентами  $C_3 = 3 \cdot 10^{-2}$  и  $C_4 = 3 \cdot 10^{-3}$  хорошо согласуются с опытными данными авторов по кипению водорода и гелия на поверхностях нагрева, выполненных из материалов с различными теплофизическими свойствами при атмосферном давлении (рис. 3-6, 3-7). При расчетах принималось, что значение  $\Delta T_0$ (температурный интервал, в котором происходит полное насыщение поверхности активно работающими центрами парообразования) равно 0,01 K.

Полученные для расчета интенсивности теплоотдачи выражения (3-26) и (3-27) идентичны по структуре соотношению Д. А. Лабунцова (3-15) и отличаются от последнего лишь наличием комплексов, учитывающих свойства теплоотдающей поверхности. Различная форма записи 150

Таблина 3-5

Формалы дая расчета интенсивности теплостдали при кипении ряда криогенных жидкогтей

Параметры	Кислород, азот, аргон	Вслород, неон	Гелий
	$\times \left[0.8 \cdot 10^{-4} \frac{r \rho'' \Delta T}{\sigma T_s} \times \left[0.8 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda' \Delta T}{\gamma'} + 10^{-4} r \rho''\right]\right]$	$A^2 \frac{rp''\Delta T_0}{\sigma T_S} \left( 3.10^{-2} \frac{\lambda'\Delta T}{\nu'} + 3.10^{-3} rp'' \right)$	3.10-arp <sup>r</sup> / <sub>1</sub> )
	$A_1 = -m + V \underline{m}^2 + \gamma M$	$A_2 = -0,25 (m - 2\varphi D) + + V [0,25 (m - 2\varphi D)]^2 + 0,5 (\gamma M + m\varphi D)$	$A_{3} = \frac{4V3}{V2\pi} \Upsilon \frac{\lambda \Delta T}{rp'' V \overline{a}} + \varphi \frac{\lambda' \Delta T}{rp'' V \overline{a}}$
Вид аппроксима- ция f (В)	$\frac{0,5}{B+0,5}$	$\frac{1}{B+2}$	- B
Lipe on as a control of the control	$\times \frac{rp^{1/\Delta T} \times}{\frac{1}{\sigma T_s} \times}$	$\left(\frac{r\rho^{\prime\prime}\Delta T_0}{\sigma T_S}\right)^2$	

мацией функции f(B) (см. § 2-4) на различных ее участках, соответствующих определенным труппам криогенных жидкостей. Формулы для расчета интенсивности теплоотдачи при кипении азота, кислорода, аргона, водорода, неона и гелия сведены в табл. 3-5. Там же приведены выражения для плотности центров парообразования, скорости роста паровых пузырей, которые были использованы при выводе расчетных соотношений.

В табл. 3-6 приведены теплофизические свойства материалов поверхностей нагрева, использованных в опытах автором работы [89].

Таблица 3-6 Теплофизические своиства материалов поверхностей нагрева в опытах работы [89]

т, к	Металлы	Вт/(м·K)	а·10⁴, м²/с	$V_{\lambda c \rho' \cdot 10^{-4}}$ (BT·c <sup>1/2</sup> )/(M <sup>2</sup> ·K)
80	Медь М-1 Никель Н-2 Нержавеющая сталь X18Н9Т	260 60 9,0	1,46 0,4 0,068	2,16 0,95 0,33
4,2	Медь М-1 Нержавеющая сталь X18Н9Т	0,35	224 1,0	0,016 0,0033

Примечание.  $V \overline{\lambda' c'}_p \rho' = 0,0475 \cdot 10^4 \; (\mathrm{BT \cdot c})^{1/2} / (\mathrm{M}^3 \cdot \mathrm{K}) \; (для жидкого азота при <math>T_s = 80 \; \mathrm{K})$ ;  $V \overline{\lambda' c'}_p \rho' = 0,0128 \cdot 10^4 \; (\mathrm{BT \cdot c}^{1/2}) / (\mathrm{M}^3 \cdot \mathrm{K}) \; (для жидкого гелия при <math>T_s = 4.2 \; \mathrm{K}).$ 

Полученные выражения (3-26) и (3-27) справедливы лишь для технических поверхностей, поскольку при их выводе использовались зависимости для плотности центров парообразования (2-106) и (2-107), справедливые для поверхностей нагрева, обработанных по 6—7-му классам чистоты. Необходимо отметить, что диапазон давлений, в котором можно применять полученные формулы, значительно уже, нежели для исходного соотношения Д. А. Лабунцова (3-15). Последнее обстоятельство связано с введением в соотношение (3-15) комплекса теплофизических свойств материала стенки, и хотя для разных по теплофнзическим свойствам материалов этот диапазон различен, он ограничен давлениями, близкими к атмосферному.

Сопоставление зависимостей (3-26) и (3-27) с опытными данными многочисленных исследований не проводилось из-за отсутствия необхолимой информации о шероховатости и теплофизических свойствах материалов поверхности экспериментальных образцов, на которых проводились эксперименты.

Приняв за основу механизм теплоотдачи и структурную формулу для плотности теплового потока (3-19), использованные Ю. А. Кириченко [80], аналогичным путем можно получить соотношения для расчета теплоотдачи с учетом теплофизических свойств поверхности нагрева. Однако в этом случае имеет место более сильная зависимость интенсивности теплоотдачи от теплофизических свойств материала стенки, чем это наблюдается на опыте.

#### 3-3. УЧЕТ В РАСЧЕТНЫХ СООТНОШЕНИЯХ ТОЛЩИНЫ НАГРЕВАТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

# Определение средней глубины проникновения температурных возмущений

При анализе экспериментальных данных по теплоотдаче при кине нии на нагревателях с различной толщиной стенки б отмечалось, чт влияние толщины проявляется только при значениях, меньших некото рого предельного значения б\*, характерного для заданных условий про цесса. Таким значением, по-видимому, является глубина проникновени температурных возмущений (глубина захолаживания — см. § 2-3) дл идентичных условий кипения на поверхности полуограниченного телкогда достигается максимальная интенсивность процесса. Очевидно, чт определение этой величины должно быть первым шагом при анализ зависимости интенсивности теплоотдачи при кипении от толщины тепло

передающей стенки.

Как известно, возникновение температурных флуктуаций, проникак щих в глубь твердого тела, обусловлено испарением микрослоя жидко сти в окрестности тех точек поверхности нагрева, где располагаютс действующие центры парообразования. Для глубины захолаживания под индивидуальным центром парообразования свойственна та же по риодичность, что и для роста паровых пузырей: сначала происходит увеличение от h=0 в начальный момент до  $h_{
m make}$ , а затем уменьшени в обратном направлении. Частота таких флуктуаций в точности соответ ствует частоте образования пузырей в данном центре парообразовани [270, 425, 457, 487]. Расположение самих центров достаточно хаотично а суммарная площадь, занимаемая ими, составляет лишь часть обще площади поверхности нагрева (рассматриваются поверхности нагрев размеры которых значительно превосходят размеры парового пузыря Таким образом, оказывается, что для заданных условий кипения (теп ловая нагрузка, давление, теплофизические свойства жидкости и мате риала поверхности нагрева) глубина захолаживания является функцие 3 переменных: времени au и координат x, y точки поверхности. Есл мысленно соединить все точки в объеме твердого тела, до которых дока тывается волна температурного возмущения, то образуется некотора поверхность захолаживания, которая периодически изменяет свои очег тания. Поэтому применительно к нашему анализу следует использоват среднее во времени и по объему значение глубины захолаживания.

Для такого двойного осреднения прежде всего необходимо аналити чески описать положение поверхности захолаживания  $h = f(x, y, \tau)$ , что учитывая нестационарность задачи, ее трехмерность и статистически характер процесса, представляется весьма сложным. Как показано в работе [88], задача значительно упрощается, если воспользоваться при ближенной моделью роста пузыря, рассмотренной в § 2-4 (рис. 2-33)

Напомним основные положения этой модели:

1. Микрослой жидкости под растущим пузырем ограничен с одно стороны конической поверхностью, а с другой — плоской поверхносты

твердого тела.

2. Рост пузыря на поверхности полуограниченного тела осуществля ется только путем испарения жидкости с поверхности микрослоя за сче собственных тепловых ресурсов твердого тела. Как показывают оценки сделанные в работах [68, 106], это положение справедливо для боль шинства как обычных, так и криогенных жидкостей при кипении и

металлических стенках при  $p \geqslant 1 \cdot 10^5$  Па. Исключение составляют гелий и водород, для которых количество теплоты, поступающее от перегретой жидкости, может играть значительную роль в общем тепловом балансе пузыря. Следует заметить, что введенное ограничение не носит принципиального характера. Теплота, поступающая в растущий пузырь через его сферическую поверхность от перегретой жидкости, может быть рассчитана на основе решения задачи о росте пузыря в объеме равномерно перегретой жидкости [443] так, как это сделано в § 2-4 для водорода и гелия. Однако появление дополнительного члена в уравнении теплового баланса пузыря заметно усложняет последующие математические выкладки. Поэтому для аналитического определения средней глубины захолаживания ограничимся рассмотрением случая  $Q'_{\rm исп} \gg Q'_{\rm исп}$ 

3. Толщина микрослоя жидкости не меняется во времени. Такое

предположение было обосновано ранее в § 2-4.

4. Теплота для испарения каждого элемента микрослоя отбирается только в одном направлении — в направлении, перпендикулярном поверхности нагрева; всякие радиальные перетечки теплоты отсутствуют; при y=R sin  $\Theta$  температурные возмущения исчезающе малы и h=0. Испарение жидкости с поверхности элемента микрослоя dF толщиной  $\mathfrak{b}\!\approx\!\alpha' y$  происходит лишь в течение  $\tau\!-\!\tau'$ , где  $\tau'$  — время роста пузыря до радиуса  $R'=y/\sin\Theta$ . Подобное утверждение является допущением, так как в действительности отбор теплоты возможен и из тех областей твердого тела, которые не располагаются непосредственно под растущим пузырем. Насколько серьезно такое допущение, оценить трудно. Однако заметим, что при большой плотности центров парообразования вносимая при этом погрешность должна быть наименьшей. Как известно, большая плотность центров парообразования характерна для развитых режимов кипения при не слишком низких давлениях. Оба ограничения ни в коей мере не умаляют общности нашего анализа, потому что факт влияния толщины теплопередающей стенки наиболее существен именно для развитых режимов кипения (см. рис. 1-31—1-33).

Сделанные допущения позволяют для оценки глубины захолаживания под каждым элементом микрослоя привлечь результаты решения задачи об испарении плоского слоя жидкости с поверхности полуограниченного тела (см. § 2-3) в простейшем случае, когда параметр пере-

$$P = \frac{4}{3} \frac{c \rho (T_0 - T_s) \lambda}{r \rho' \lambda'} \rightarrow 0,$$

что соответствует малому изменению во времени толщины испаряющейся пленки. Из уравнений, приведенных в § 2-3, можно легко получить аналитическую зависимость безразмерной глубины захолаживания

$$\frac{h}{h} = \frac{h}{\delta_0} \frac{\lambda'}{\lambda}$$

от безразмерного времени

$$t = \frac{a\tau}{\delta^{\frac{1}{2}}_{0}} \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^{2}$$

если  $P \rightarrow 0$ :

грева

$$\frac{(\overline{h}+2)^2}{2} - 2 + 4 \ln \frac{2}{\overline{h}+2} = 6t.$$
 (3-28)

Поскольку уравнение (3-28) неразрешимо относительно величины  $\overline{h}$ , то для последующих рассуждений удобнее воспользоваться аппрокси-154

мацией зависимости h = f(t). Такой аппроксимацией с максимальной грешностью до 10% может служить функция:

$$\overline{h} = \sqrt{\frac{5}{2}} \pi t. \tag{3}$$

Переходя в соотношении (3-29) к размерным величинам, получа

$$h = \sqrt{\frac{5}{2}} \pi a \tau$$

Для рассматриваемой модели глубина захолаживания под элем том микрослоя dF, удаленного от центра основания пузыря на расст ние y, составит:

$$h_{\tau, F} = \sqrt{\frac{5}{2} \pi a (\tau - \tau')}, \tag{3}$$

где индексы т и F означают зависимость глубины захолаживания времени и координаты точки поверхности. Поскольку рост пузыря п чиняется закону  $R = A V \tau$ , где A — модуль роста, не зависящий от в мени, то

$$\tau = \left(\frac{R}{A}\right)^2; \quad \tau' = \left(\frac{y}{A\sin\Theta_D}\right)^2.$$

Тогда

$$h_{\tau, F} = \sqrt{\frac{5}{2} \pi a \tau \left(1 - \frac{y^2}{R^2 \sin^2 \Theta_D}\right)}. \tag{3}$$

Отсюда

$$\left(\frac{h_{\tau,F}}{\sqrt{\frac{5}{2}\pi\alpha\tau}}\right)^2 + \left(\frac{y}{R\sin\Theta_D}\right)^2 = 1.$$
 (3)

Уравнение (3-32) представляет собой не что иное, как уравне эллипса в координатах h, y с полуосями  $\sqrt{\frac{5}{2}\pi a \tau}$  и  $R\sin\theta_D$ рис. 2-33). Таким образом, фронт распространения температурной во под единичным пузырем в условиях принятой модели ограничен верхностью эллипсоида, форма которого зависит от отноше

 $A\sin\theta_D/\sqrt{\frac{3}{2}}\pi a$ . Для твердых тел, изготовленных из материала с сокими теплопроводными свойствами, эллипсоид оказывается вытя тым в направлении оси x (кривая 1 на рис. 2-33), а для тел из ма

риалов с низкими теплопроводными свойствами — в направлении ос

В соответствии с поставленной задачей перейдем к осреднению личины  $h_{\tau,F}$ , которое должно проводиться в два этапа: первый из включает в себя нахождение среднего значения глубины захолажива  $h_1$  для отдельного центра парообразования, второй — определение ср него значения  $h_{
m cp}$  при условии действия на поверхности нагрева в совокупности центров парообразования.

Осреднение величины  $h_{\tau,F}$  для индивидуального центра парообра вания заключается в двойном интегрировании соотношения (3-31): площади и по времени.

осреднение по площади:

$$h_{\tau} = \frac{1}{F} \int_{0}^{F} h_{\tau, F} dF.$$

Так как  $\bar{F}=\pi R^2\sin^2\theta_D$  и  $dF=2\pi ydy$ , то

$$\frac{h_{\tau}}{\sqrt{\frac{5}{2}\pi a\tau}} = \frac{2}{R^2 \sin^2 \Theta_D} \int_0^{R \sin \Theta_D} y \sqrt{1 - \left(\frac{y}{R \sin \Theta_D}\right)^2 dy}$$
(3-33)

или

$$h_{\mathrm{t}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{5}{2} \pi a \mathrm{t}}.$$

Осреднение во времени величины  $h_{\tau}$  не представляет особых трудностей, если считать, что время роста пузыря  $\tau_{\rm p}$  значительно превосходит время молчания  $\tau_{\rm m}$  (временной промежуток между отрывом предшествующего и появлением последующего пузыря для данного центра парообразования). Справедливость подобного соотношения  $\tau_{\rm p} \gg \tau_{\rm m}$  подтверждается результатами кинематографических исследований достаточно развитых режимов пузырькового кипения при не слишком низких давлениях [22, 68, 199], т. е. как раз для тех условий кипения, которые представляют наибольший интерес. Поскольку процесс роста пузыря периодический, то осреднение достаточно провести для одного полного цикла. Если  $\tau_{\rm p} \gg \tau_{\rm m}$ , то

$$h_{i} = \frac{1}{\tau_{p}} \int_{0}^{\tau_{p}} h_{i} d\tau = \frac{2}{3\tau_{p}} \sqrt{\frac{5}{2} \pi a} \int_{0}^{\tau_{p}} \sqrt{\tau} d\tau = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{5}{2} \pi a \tau_{p}}. \quad (3-34)$$

Так как

$$\sqrt{rac{5}{2}} \pi a au_{
m p} = h_{
m HaH6}$$

где  $h_{\rm nanf}$  — наибольшая глубина захолаживания в течение всего времени роста пузыря, то соотношение (3-34) может быть записано в виде

$$h_i = \frac{4}{9} h_{\text{наиб}}.$$

Таким образом, область твердого тела, расположенная вблизи действующего центра парообразования и подверженная температурным возмущениям, в среднем представляет собой цилиндр с высотой  $h_i = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{5}{2}} \pi a \tau_p$  и площадью основания  $F_i$ . Очевидно, что площадь основания  $F_i$  может быть определена как

$$F_{1} = \frac{1}{\tau_{D}} \int_{0}^{\tau_{D}} F d\tau = \frac{1}{\tau_{D}} \int_{0}^{\tau_{D}} \pi R^{2} \sin^{2}\theta_{D} d\tau = \frac{\pi}{2} R^{2} \sin^{2}\theta_{D}, \qquad (3-35)$$

где  $R_{\rm e} = A V \tau_{\rm p}$  — радиус пузыря в момент отрыва.

Перейдем ко второму этапу осреднения — к определению среднего значения глубины захолаживания  $h_{\rm cp}$  при условии действия на поверхности нагрева всей совокупности центров парообразования. В твердом теле, на поверхности которого происходит кипение, существуют разроз-

ненные очаги температурных возмущений, которые располагаются в строгом соответствии с действующими центрами парообразован Осредняемая величина  $\hat{n}_i$  носит дискретный характер: в i-м очаге во мущения внутри площади, ограниченной окружностью радиусс  $R_0 \sin \Theta_D / V 2$  с центром, совпадающим с центром основания пузыр глубина захолаживания  $\hat{n}_i$  определяется соотношением (3-34), вне это площади значение глубины захолаживания равно 0. Среднее по объем значение глубины захолаживания может быть определено как

$$\boldsymbol{h}_{\mathrm{cp}} = \frac{\sum_{i=1}^{N} (h_i \boldsymbol{V}_i)}{\boldsymbol{V}_{\mathrm{cp}}},$$
 (3-3)

где N— общее число действующих центров парообразования;  $V_{i^+}$ — $h_iF_i$ — средний объем области твердого тела, подвергающейся зах лаживанию под i-м центром парообразования;  $V_{\rm cp}$ — $h_{\rm cp}F_{\rm n}$ — объе твердого тела с поверхностью нагрева  $F_{\rm n}$ , тепловые запасы которо используются для роста паровых пузырей.

Нетрудно видеть, что осреднение (3-36) представляет собой не ч иное, как среднеквадратичное значение величины  $h_i$  по площади, т.

$$h_{\rm ep} = \sqrt{\frac{\sum_{l=1}^{N} (h^2_i F_l)}{F_{\rm ff}}}.$$
 (3-3)

Подставляя величины  $h_i$  и  $F_i$  из формул (3-34) и (3-35) соотве ственно в выражение (3-37) и подразумевая под  $\tau_p$  и  $\bar{\kappa}_0$  в этих соотно шениях среднестатистические значения времени роста и отрывного рачуса пузыря для данного режима кипения, получаем:

$$h_{\rm cp} = \frac{2\pi V \overline{5}}{9} R_{\rm o} \sin \Theta_D V \overline{an \tau_{\rm p}}, \tag{3-38}$$

где  $n=N/F_{\pi}$  — количество центров парообразования, приходящееся нединицу площади поверхности нагрева (плотность центров парообразования).

Использование соотношения (3-38) для практических расчетов свя

зано с определением величин  $\tau_p$ ,  $\Theta_D$ ,  $\tilde{R}_0$  и n.

Динамический угол смачивания  $\Theta_D$  — один из наименее исследованых параметров процесса роста паровых пузырей на твердой поверхности. Работы, в которых проводились бы специальные измерения этог параметра для криогенных жидкостей, зависимость его от физически свойств жидкости и текущего радиуса пузыря нам неизвестны. При сс поставлении (§ 2-4) экспериментальных данных по скорости роста пузырей при кипении азота с расчетным соотношением (2-87) предполагалось, что значение величины  $\Theta_D$  равно приблизительно 54°. При этох было получено удовлетворительное совпадение результатов расчета эксперимента.

Оценим отрывной радиус  $R_0$  и время роста пузыря  $\tau_p$ . Прежде всего заметим, что поскольку величины  $R_0$  и  $\tau_p$  связаны между собой соотно шением  $R_0 = A \ V \ \tau_p$ . то оказывается достаточным определить одну и этих величин. Этой величиной является отрывной радиус пузыря  $R_0$ , так как по вопросу определения размеров пузыря в момент отрыва имеется

наиболее обширная информация.

Экспериментальными работами [30, 199] установлено, что среднестатистическая величина отрывного радиуса  $R_0$  зависит от режимных параметров и теплофизических свойств материала поверхности нагрева. В то же время в большинстве предлагавшихся соотношений эти факторы не учтены. Свободным от указанных недостатков является уравнение (2-115):  $R_0 = (C_D/2)A^{3/2}g^{-1/2}$ , если полагать, что модуль роста A определяется по формуле (2-86). Расчеты по уравнению (2-115), как уже отмечалось в § 2-6, дают удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными [199] при значении постоянной  $C_D = 1.8$  (см. табл. 2-8). Сопоставление с другими экспериментальными данными [22, 83, 417] для криогенных жидкостей не проводилось, так как в этих работах либо отсутствует какия-либо информация о теплофизических свойствах материала нагревателя [28], либо в качестве нагревателей использовались тела с ограниченными тепловыми запасами [83].

Если отрывной радиус  $R_0$  определяется уравнением (2-115), то соответствующее ему время роста  $\tau_p$ :  $\tau_p = \frac{R_0^2}{A^2} = (C_D/2)^2 A^{2/3} g^{-2/3}. \tag{3-39}$ 

$$\tau_{\rm p} = \frac{R_{\rm o}^2}{A^2} = (C_{\rm p}/2)^2 A^{2/3} g^{-2/3}. \tag{3-39}$$

Наиболее распространенной формулой для определения плотности центров парообразования п для технических поверхностей нагрева является формула (2-102), предложенная Д. А. Лабунцовым:

$$n = C_n^2 \left[ \frac{r \rho'' \Delta T}{\sigma T_s} \right]^2,$$

где С2 - коэффициент пропорциональности, зависящий от уровня локального смачивания. Численное значение этого коэффициента может быть определено только путем сравнения соотношения (2-102) с экспериментальными данными по плотности центров парообразования. Так, например, для воды  $C^2_n = 7.5 \cdot 10^{-8}$  [116].

К сожалению, подобных данных для криогенных жидкостей в настоящее время не существует. Поэтому величина  $C^2_n$  определялась из условия наилучшего согласования формулы (3-38) с экспериментальны-

Как уже отмечалось в § 2-5, соотношение (2-102) получено для случая, когда температура греющей стенки остается постоянной ( $\Delta T$  $=T_{m}-T_{s}=$ const), что соответствует условию  $V\lambda c
ho o \infty$ . При конечном значении коэффициента аккумуляции  $\sqrt{\lambda c \rho}$  в формуле (2-102) нео**б**ходимо учесть эффект понижения температуры поверхности кипения. Необходимая поправка была предложена в § 2-5 в виде

$$n = C_n^1 \left[ \frac{r \rho'' \Delta T}{\sigma T_s} \frac{1}{1 + 2 \frac{m}{A}} \right]^2. \tag{3-40}$$

Подставляя в выражение (3-38) значения  $R_0$ ,  $\tau_p$  и n из соотношений (2-115), (3-39) и (3-40) соответственно, окончательно получаем:

$$h_{\rm cp} = \frac{2\pi \sqrt{5}}{9} \left(\frac{C_D}{2}\right)^2 C_n \sin \Theta_D \frac{r \rho'' \Delta T}{\sigma T_s} \frac{A^{5/3}}{1 + 2 - \frac{m}{A}} \frac{\sqrt{a}}{a^{2/3}}, \tag{3-41}$$

где A определяется из уравнения (2-86).

Следует отметить, что полученная формула (3-41) пригодна для расчета величины  $h_{
m cp}$  при кипении на плоской поверхности полуограниченного тела, толщина которого  $\delta\!\gg\!h_{\rm cp}$ . Очевидно, что для массивного

стержня диаметром D ( $h_{\rm cp,\;D}\!<\!D/2$ ), у которого кипение происходит на боковой поверхности,  $h_{\rm cp,\;D}$  при прочих равных условиях должна быть больше. В этом случае для анализа, подобного проведенному, необходимо предварительно решить задачу об испарении пленки жидкости с поверхности бесконечного стержня, что сопряжено с известными трудностями. Возможен и другой путь учета кривизны греющей поверхности — путь более простой, но менее точный: введение в формулу (3-41) приближенной поправки. Значение такой поправки легко может быть найдено из сопоставления запасов теплоты, приходящейся на единицу площади греющей поверхности, которые могут быть потенциально использованы в том и другом случае в процессе испарения. Для полуограниченного тела эти запасы составляют  $c\rho\Delta Th_{\rm cp,\;\infty}$ , а для массивного стержня

$$c \rho \Delta T \frac{D}{4} \left[ 1 - \left( \frac{d}{D} \right)^2 \right],$$

где d — нижняя граница проникновения температурных возмущений. Если считать, что тепловые запасы обоих тел одинаковы, то

$$\frac{h_{\text{cp,}\infty}}{D} = \frac{1}{4} \left[ 1 - \left( \frac{d}{D} \right)^2 \right].$$

Глубина захолаживания в стержне может быть представлена

$$h_{\rm cp, \, D} = (D - d)/2,$$

следовательно,

$$\frac{h_{\text{cp, }D}}{D} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 - 4 \frac{h_{\text{cp, }\infty}}{D}} \right]. \tag{3.42}$$

Формула (3-42) позволяет рассчитать глубину захолаживания в стержне  $h_{\text{ср, }\mathcal{D}}$  по известной глубине захолаживания в полуограниченном теле  $h_{\text{сp, }\infty}$  для идентичных условий процесса и при соблюдении соотношения

$$4 \frac{h_{\text{cp,}\,\infty}}{D} \leq 1. \tag{3-43}$$

Если  $4h_{\rm cp,\,\,\infty}/D=1$ , то из формулы (3-42)  $h_{\rm cp,\,\,D}=D/2$ , т. е. температурные возмущения охватывают все поперечное сечение стержня. Этот результат представляет собой тот предел, до которого стержень еще может рассматриваться как массивное тело. Дальнейшее увеличение глубины захолаживания невозможно и стержень из разряда «массивных тел» должен быть переведен в разряд «тонкостенных», т. е. при одной и той же фактической толщине пластина в зависимости от начальных условий может рассматриваться либо как тело с бесконечными тепловыми запасами (см. рис. 2-14). Как было показано, переход от одного случая к другому связан с серьезной перестройкой всего процесса испарения (см. рис. 2-15—2-17). Поэтому формула (3-42), учитывающая кривизну поверхности нагрева, применима до тех пор, пока стержень можно рассматривать как тело с бесконечными запасами теплоты, приходящимися на единицу площади поверхности нагрева, т. е. при  $h_{\rm cp,\,D} \leqslant D/2$  или  $4h_{\rm cp,\,\infty}/D \leqslant 1$ .

 $4h_{\mathrm{cp},\,\infty}/D \leqslant 1$ . На рис. 1-36 приведено сопоставление результатов расчета по формуле (3-41) с экспериментальными данными [88] по глубине захолаживания при кипении азота на плоских и цилиндрических поверхностях нагрева из различных материалов. При этом коэффициент  $C^2_n = 5, 2 \cdot 10^{-7}$ , теплофизические свойства использованных материалов взяты из

табл. 1-7. Величина поправки  $h_{\rm cp,~D}/h_{\rm cp,~\infty}$  для латунных трубок D==11,6 мм ( $\delta=0,3$  мм) при  $\Delta T=4$  К и D=12,2 мм ( $\delta=0,6$  мм) при  $\Delta T=$ 

—5 К равна 1,035 и 1,052 соответственно.

Как видно из рис. 1-36, формула (3-41) при указанном значении  $C^2_n$ вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные, их зависимость от перепада температур и от теплофизических свойств материала поверхности нагрева. Наибольшее расхождение результатов расчета и эксперимента не превышает 20%. Заметим, что показатель степени в соотношении  $h_{\rm cp}$ — $(\Delta T)^n$  возрастает с уменьшением коэффициента аккумуляции  $V \lambda c \rho$ . Так, если для меди M-1 n=2, то для нержавеющей стали X18H9T n=3,1. Кроме того, формула (3-41) правильно предсказывает возможность достижения максимальной интенсивности теплоотдачи для использованных толщин стенки медной (М-1) трубки. Согласно расчетам для трубки D=18 мм  $h_{\rm cp}$ =3,5 мм при  $\Delta T$ =5,2 K, однако уже при  $\Delta T = 4.2$  K наступает кризис, поэтому для всей области пузырькового кипения на толстостенной (3,5 мм) трубке интенсивность теплоотдачи должна быть максимальной, что и подтверждается экспериментальными данными (см. рис. 1-31). Для толщины стенки медной трубки, равной 0,4 и 0,2 мм, ухудшение теплоотдачи начинается практически сразу же после момента закипания.

Таким образом, формула (3-41) может быть рекомендована для практических расчетов границы зоны автомодельности процесса пузырькового кипения криогенных жидкостей (за исключением гелия и водорода) относительно толщины теплопередающей стенки, а также толщины металлических покрытий. Для распространения этой формулы на случай кипения гелия и водорода необходимо в исходной модели учесть теплоту, поступающую в паровой пузырь от перегретой жидкости. Учитывая общность использованного подхода, можно предположить, что соотношение (3-38) справедливо не только для криогенных, но для обычных жидкостей, когда  $Q'_{\rm исп} \gg Q''_{\rm псп}$ . При этом очевидно, что величины  $R_0$ ,  $\tau_{\rm p}$ ,  $\Theta_{\rm D}$  и h могут рассчитываться несколько иначе, чем для криоген-

ных жидкостей.

# Об относительности понятия толщины теплопередающей стенки применительно к теплоотдаче при кипении

Приведенные результаты экспериментального исследования и теоретического анализа процесса распространения температурных возмущений в твердом теле позволяют разделить все реальные нагревательные элементы на две группы:

1) толстостенные, для которых характерна максимальная интенсив-

ность теплоотдачи при прочих равных условиях;

2) тонкостенные, у которых интенсивность процесса оказывается

пониженной.

Совершенно очевидно, что такое разделение не является чисто геометрическим. В зависимости от таких факторов, как тепловая нагрузка, давление, шероховатость поверхности нагрева, теплофизические свойства жидкости и материала греющей поверхности, один и тот же нагревательный элемент может быть отнесен либо к одной, либо к другой группе. Так, например, в условиях проведенных экспериментов (см. рис. 1-32) при пузырьковом кипении на поверхности латунной трубки с толщиной стенки 0,3 мм и наружным диаметром 11,6 мм последняя до значения температурного напора  $\Delta T$ —4 К относится к толстостенным 160

нагревателям, а при больших температурных напорах — к тонкостенным. Для медной трубки приблизительно таких же размеров аналогичный переход из одной группы в другую происходит при заметно меньшей разнице  $(T_w-T_s)$ . Поэтому толщину стенки нагревателя применительно к теплоотдаче при кипении следует признать величиной относительной, насколько же стенка является «толстой» или «тонкой», можно определить только исходя из общей картины процесса.

Критерием, определяющим, к какой именно группе нужно отнести тот или иной нагревательный элемент, может служить соотношение количества теплоты, запасенное в стенке нагревателя в расчете на единицу поверхности нагрева  $Q_{\rm 3an}$ , и количества теплоты, приходящегося на единицу поверхности нагрева и необходимого для обеспечения максимальной для данного материала интенсивности теплоотдачи в заданных условиях  $Q_{\rm makc}$ , т. е.

$$\xi = \frac{Q_{3a\Pi}}{Q_{max}} . \tag{3-44}$$

Если  $\xi>1$ , то собственных тепловых запасов стенки оказывается достаточно для обеспечения наибольшей в заданных условиях интенсивности процесса. В этом случае для кривых кипения характерно  $q\sim (\Delta T)^n$ , где n близко к 3. Если  $\xi<1$ , то интенсивность процесса уменьшается, причем это уменьшение тем значительнее, чем выше тепловая нагрузка. Показатель степени при этом также оказывается заниженным.

Пользуясь определением (3-44), можно показать, что предложенный критерий зависит как от формы и размеров нагревателя, так и от средней глубины захолаживания  $h_{\rm cp}$ , которая в свою очередь определяется целым рядом факторов [см. уравнение (3-41)]. Количество теплоты  $Q_{\rm 3an}$  может быть представлено как

$$Q_{\text{sam}} = c \rho \Delta T_w \frac{V}{F}$$

где  $\Delta T_w$  — средний по объему тела нагревателя перегрев; F — площадь греющей поверхности. Количество теплоты  $Q_{\rm макс}$  может быть рассчитано как

$$Q_{\text{Marc}} = c \rho \Delta T_w h_{\text{cp}}$$
.

Следовательно,

$$\xi = \frac{V}{Fh_{\rm cp}}.\tag{3-45}$$

Для форм нагревателей, наиболее употребляемых в практике, выражения для V/F и  $\xi$  имеют вид:

1. Плоскопараллельная пластина с толщиной δ

$$\frac{V}{F} = \delta;$$

$$\xi = \frac{\delta}{h_{\rm cp}}.$$
(3-46)

2. Трубка с наружным диаметром D и толщиной стенки  $\delta$ 

$$\frac{V}{F} = \delta \left( 1 - \frac{\delta}{D} \right);$$

$$\xi = \frac{\delta}{h_{cp}} \left( 1 - \frac{\delta}{D} \right).$$
(3-47)

161

дая стержня, когда  $\delta = D/2$ , будем иметь:

$$\frac{V}{F} = \frac{D}{4};$$

$$\xi = \frac{D}{4h_{\rm cp}}.$$
(3-48)

3. Сферическая оболочка с наружным диаметром D и толщиной стенки  $\delta$ 

$$\frac{V}{F} = \delta \left[ 1 - 2 \frac{\delta}{D} + \frac{4}{3} \left( \frac{\delta}{D} \right)^{2} \right];$$

$$\xi = \frac{\delta}{u_{\text{cp}}} \left[ 1 - 2 \frac{\delta}{D} + \frac{4}{3} \left( \frac{\delta}{D} \right)^{2} \right].$$
(3.49)

Для шара, когда  $\delta = D/2$ , получим:

$$\frac{V}{F} = \frac{D}{6};$$

$$\xi = \frac{D}{6h_{\rm cp}}.$$
(3-50)

Таким образом, число § характеризует геометрию нагревателя с теплофизической точки зрения и позволяет установить, достижима ли для данного нагревателя максимально возможная интенсивность теплоотдачи при определенных условиях процесса. Заметим, что для большинства реальных случаев толщина теплопередающей стенки много меньше характерного линейного размера нагревателя, поэтому для практических расчетов можно использовать наиболее простой вид числа §:

$$\xi = \frac{\delta}{\mu_{\rm cp}},$$

где  $h_{\rm cp}$  может быть найдена по формуле (3-41).

### Методика расчета теплоотдачи при пузырьковом кипении криогенных жидкостей на тонкостенных и составных нагревателях

Ранее уже рассматривалось уравнение (3-26) для расчета интенсивности теплоотдачи при пузырьковом кипении криогенных жидкостей І группы (см. § 3-2) на технических поверхностях нагрева (размер микронеровпостей соответствует 6—7-му классам чистоты и ниже по ГОСТ 2789-59) с учетом теплофизических свойств материала твердого тела. Расчеты по этому уравнению дают удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными, полученными при кипении азота и кислорода на торцах длинных стержней. Очевидно, что такого рода нагреватели по нашей классификации могут быть заведомо отнесены к толстостенным (ξ>1). Это же уравнение удовлетворительно описывает и данные работы [88] для толстостенных трубок. Однако для расчета теплоотдачи при кипении на тонкостенных трубках, а также на составных стержнях, когда толщина покрытия такова, что  $\xi \! < \! 1$ , оно оказывается неприменимым. Таким образом, следует признать, что условие  $\xi=1$  является одной из границ применимости данного соотношения. Подобный вывод вполне закономерен, поскольку при выводе уравнения (3-26) предполагалось, что распространение температурных возмущений в объеме твердого тела ничем не отраничено, т. е. фактически ставилось условие 5>1.

В работе [88] предложен достаточно простой способ распрострат ния уравнения (3-26) на область  $\xi < 1$ . Этот способ основан на том, утонение теплопередающей стенки вызывает такой же эффект, к уменьшение коэффициента аккумуляции материала твердого те  $\sqrt{\lambda c}\rho$ : в том и другом случае интенсивность теплоотдачи понижает Заметим, что в принципе для учета влияния толщины теплопередающ стенки необходимо внести определенные изменения в модель процессиспользованную в § 2-4. При этом совершенно ясно, что эти изменен должны касаться в первую очередь расчета процессов нестационарн теплопроводности в греющей стенке. Для построений новой модели у тут быть привлечены результаты решения задачи об испарении тонк пленки жидкости с поверхности плоскопараллельной пластины (§ 2-

Если в области  $\xi > 1$  для оценки способности твердого тела к ак муляции и передаче теплоты может быть использована величина  $\sqrt{\lambda}$  то в области  $\xi < 1$  такая характеристика перестает быть исчерпывающ При  $\xi < 1$  указанные свойства твердого тела могут быть оценены с мощью комплекса  $\sqrt{\xi(\lambda c \rho)}$ , учитывающего ограниченность запасов теплов стенке нагревателя. Тогда величина  $\sqrt{\xi(\lambda c \rho)}$  может рассматривать как некоторый эффективный коэффициент аккумуляции  $\sqrt{(\lambda c \rho)_{\text{эфф}}}$ :

$$V\overline{(\lambda c\rho)_{a\phi\phi}} = V\overline{\xi(\lambda c\rho)},$$
 (3)

а сам процесс кипения на нагревателе, под теплопередающей стен которого располагается твердое тело с очень низким значением V или имеется вакуум, может рассматриваться как кипение на полуог ниченном теле с эффективным коэффициентом аккумуляции  $V(\lambda c\rho)_{\mathfrak{g}}$ . Очевидно, что интенсивность теплоотдачи при килении на таком вооб жаемом теле может быть рассчитана по уравнению (3-26), где вме коэффициента аккумуляции  $V(\lambda c\rho)$  используется величила  $V(\lambda c\rho)_{\mathfrak{g} \varphi \varphi}$ , опре ляемая соотношением (3-51). Отметим, что если коэффициент аккумуля зависит только от свойств твердого тела и температуры, то эффективи коэффициент аккумуляции  $V(\lambda c\rho)_{\mathfrak{g} \varphi \varphi}$ , кроме того, является функцией жимных параметров и свойств жидкости.

Подобные рассуждения можно провести и для случая, когда не средственно под плоской теплопередающей стенкой располагается по ограниченное тело с произвольным значением коэффициента аккуму ции. В таком составном нагревателе температурные возмущения п никают и в подложку. Тогда теплота, необходимая для роста пузы на поверхности нагрева, поступает как за счет тепловых запасов пок тия, так и за счет запасов теплоты в подложке. Вклад каждой сост ляющей оказывается заниженным по сравнению с кипением в аналог ных условиях на поверхностях массивных тел, изготовленных отдел из материалов покрытия и подложки. Для материала покрытия уменьшение обусловлено недостаточностью толщины, а для подложк неполным использованием ее тепловых ресурсов, поскольку глубина холаживания  $h'_2$ , отсчитываемая от поверхности стыка, меньше тлуб захолаживания  $h_{\rm cp2}$  в аналогичных условиях при отсутствии покры

Ограниченность тепловых запасов покрытия может быть учтена же, как это было сделано выше, с помощью числа  $\mathbf{t} = \frac{\hbar}{n_{\mathrm{cp1}}}$ . а непомощью числование тепловых запасов подложки—отношения  $\frac{\hbar r_2}{n_{\mathrm{cp2}}}$ . По-видимо

ь данном случае кипение на составном образце, у которого температурные возмущения проникают в подложку, можно сравнить с кипением на некотором воображаемом полуограниченном теле с эффективным коэф-

фициентом аккумуляции, определяемым как 
$$\sqrt{(\lambda c \rho)_{\text{эфф}}} = \left[\frac{\delta}{\mu_{\text{ср1}}} (\lambda c \rho)_1 + \frac{h'}{h_{\text{ср2}}} (\lambda c \rho)_2\right]^{0.5}$$

или

$$V\overline{(\lambda c \rho)_{s \phi \phi}} = V\overline{(\lambda c \rho)_{1}} \left[ \frac{\delta}{h_{cp1}} + \frac{h'_{2}}{h_{cp2}} \frac{(\lambda c \rho)_{2}}{(\lambda c \rho)_{1}} \right]^{0.5}. \tag{3-52}$$

Нетрудно видеть, что при таком определении значение комплекса  $\sqrt{(\lambda c 
ho)_{
m add}}$  заключено между значениями коэффициентов аккумуляции материалов покрытия и подложки.

Для практических расчетов по уравнению (3-26) с эффективным коэффициентом аккумуляции по уравнению (3-52) необходимо оценить глубину захолаживания  $h'_2$ . Точный расчет этой величины сопряжен с решением задачи об испарении пленки жидкости с поверхности полуограниченного тела, составленного из двух разнородных материалов, что, учитывая приближенность нашего анализа, вряд ли целесообразно. В то же время ясно, что величина  $h'_2$ , помимо тех факторов, которые определяют величину  $h_{\rm cp2}$ , должна зависеть и от толщины покрытия  $\delta$  так, что при  $\delta = 0$   $h'_2 = h_{\rm cp2}$ , при  $\delta = h_{\rm cp2}$   $h'_2 = 0$ . При этом изменение величины  $h'_2$  от 0 до  $h_{\rm cp2}$  в интервале  $0 \leqslant \delta \leqslant h_{\rm cp2}$  должно происходить монотонно. Этим условиям отвечают многие функциональные зависимости  $h'_2 = f(\delta)$ , в том числе:

$$h'_{2} = h_{cp2} \left( 1 - \sqrt{\frac{\delta}{h_{cp1}}} \right)^{2}$$
 (3-53)

Основаниями, послужившими для выбора зависимости  $h'_2 = f(\delta)$ именно в таком виде, являются ее сравнительная простота и достаточно удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента.

Подставляя зависимость (3-53) в соотношение (3-52), окончательно получаем:

$$V(\lambda c \rho)_{\theta \phi \phi} = V(\lambda c \rho)_1 \left[ \frac{\delta}{k_{\text{cp1}}} + \left( 1 - V \frac{\delta}{k_{\text{cp1}}} \right)^2 \frac{(\lambda c \rho)_2}{(\lambda c \rho)_1} \right]^{0.5}. \tag{3-54}$$

Сопоставление экспериментальных данных по кипению азота на тонкостенных и составных нагревателях и результатов расчета по уравнению (3-26), в котором эффективные коэффициенты аккумуляции определялись по уравнениям (3-51) и (3-54) соответственно, представлено на рис. 1-31—1-34. При расчетах величина  $\xi$  для стержней и трубок определялась по соотношениям (3-46) и (3-47), а глубина захолаживания  $h_{\rm cp}$  — по уравнению (3-41). Как видно из рисунков, результаты расчетов удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными для всей области пузырькового кипения вплоть до первого кризиса. Расхождение между теорией и экспериментом не превышает 20% для трубок и 25% для стержней.

Примеры расчета теплоотдачи при пузырьковом кипении на тонкостенных и составных нагревателях

В качестве примера рассмотрим расчет теплоотдачи при пузырьковом кипении азота для двух режимов, условия которых соответствуют условиям проведенных экспериментов [88].

1. Нагреватель — латунная (ЛМ-62) трубка  $D=11.6\times0.3$  мм;  $\Delta T=8$  K (см.

Прежде всего установим, является ли этот нагреватель тонкостенным для заданных условий процесса. Это может быть сделано с помощью величины  $\xi$ , которая опре-

$$\xi = \frac{\delta}{h_{cp}} \left( 1 - \frac{\delta}{D} \right),$$

$$n_{\rm cp} = \frac{2\pi \sqrt{5}}{9} \left(\frac{C_D}{2}\right)^2 G_n \sin \theta_D \frac{r \rho'' \Delta T}{\sigma T_s} \frac{A^{5/3}}{1 + 2\frac{m}{A}} \frac{\sqrt{aM}}{\sigma^{2/3}};$$

$$A = -m + V \overline{m^2 + \gamma M} : \quad m = \frac{\sqrt{\frac{2}{3} \pi}}{\alpha' \sin \Theta_D} \frac{\lambda'}{V \lambda \overline{cp}} ; \quad M = 2 \frac{\lambda' \Delta T}{\alpha' r p''} ;$$

При  $T_s$  = 77 K для латуни ЛМ-62 a = 0,34·10<sup>-4</sup> м²/с;  $\sqrt{\lambda c \rho}$  =0,9·10<sup>4</sup> (B<sub>T</sub>·c<sup>1/2</sup>)/(м²× ×K) (см. табл. 1-7); для азота  $\nu'$  = 1,97·10<sup>-7</sup> м²/с;  $\lambda'$  =0,139 B<sub>T</sub>/(м·K); r =2·10<sup>5</sup> Дж/кг; l' = 4,5 кг/м³;  $\sigma$  = 8,72·10<sup>-3</sup> H/м [157].

$$\gamma = \frac{2 \sin 54^{\circ}}{(1 + \cos 54^{\circ})^{2} (2 - \cos 54^{\circ})} = 0,45;$$

$$M = 2 \frac{0,139 \cdot 8}{0,01 \cdot 2 \cdot 10^{5} \cdot 4,5} = 2,46 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{2}/\text{c};$$

$$m = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}\pi}}{0.01\sin 54^{\circ}} \cdot \frac{0.139}{0.9 \cdot 10^{4}} = 0.277 \cdot 10^{-2} \text{ m/c}^{1/2};$$

$$A = -0.277 \cdot 10^{-2} + V \overline{(0.277 \cdot 10^{-2})^2 + 0.45 \cdot 2.46 \cdot 10^{-4}} = 0.810 \cdot 10^{-2} \text{ m/c}^{1/2};$$

$$h_{\rm cp} = \frac{2\pi \sqrt{5}}{9} \cdot 0,9^2 \cdot \sqrt{5,2 \cdot 10^{-7}} \cdot \sin 54^{\circ} \frac{2 \cdot 10^5 \cdot 4,5 \cdot 8}{8,72 \cdot 10^{-3} \cdot 77} \times \frac{(0,810 \cdot 10^{-2})^{5/3}}{1 + 2 \frac{0,277 \cdot 10^{-2}}{0,810 \cdot 10^{-2}}} \cdot \frac{\sqrt{2,46 \cdot 10^{-4} \cdot 0,34 \cdot 10^{-4}}}{(9.8)^{2/3}} = 0,161 \cdot 10^{-2} \text{ M}.$$

Следовательно,

$$\xi = \frac{0.3 \cdot 10^{-3}}{1.61 \cdot 10^{-3}} \left( 1 - \frac{0.3}{11.6} \right) = 0.181 < 1.$$

Таким образом, латунная трубка указанных размеров действительно является тонкостенным нагревателем.

Для расчета интенсивности теплоотдачи используем уравнение (3-26): 
$$q = 10^{-4} \frac{A^3}{A+2m} \frac{(\mathbf{r} \mathbf{p''})^2}{\sigma T_S} \Delta T \left[ 1 + 0.8 \frac{\lambda' \Delta T}{\nu' \mathbf{r} \mathbf{p''}} \right],$$

где величины A и m должны быть рассчитаны на основе эффективного коэффициент: аккумуляции  $V(\lambda c_{\rho})_{\ni \Phi}$ , определяемого соотношением (3-51):

$$V(\overline{\lambda c \rho})_{9\Phi\Phi} = V(\overline{\xi(\lambda c \rho})) = 0,9 \cdot 10^4 \cdot 0,181 = 3810 \text{ (Br} \cdot \text{c}^{1/2})/(\text{M}^2 \cdot \text{K}).$$

В этом случае

$$m = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}\pi}}{0.01 \cdot \sin 54^{\circ}} \cdot \frac{0.139}{3810} = 0.55 \cdot 10^{-1} \text{ m/c}^{1/2};$$

$$A = -6.55 \cdot 10^{-3} + \sqrt{(6.55 \cdot 10^{-3})^2 + 0.45 \cdot 2.46 \cdot 10^{-4}} = 5.85 \cdot 10^{-3} \text{ m/c}^{1/2}.$$

Тогда

$$q = 10^{-4} \frac{(5,85)^{8} \cdot 10^{-9}}{5,85 \cdot 10^{-3} + 2 \cdot 6,55 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{(2 \cdot 10^{5} \cdot 4,5)^{2}}{8,72 \cdot 10^{-8} \cdot 77} \cdot 8 \left[1 + 0.8 \frac{0,139 \cdot 8}{1,97 \cdot 10^{-7} \cdot 2 \cdot 10^{5} \cdot 4,5}\right] = 7,05 \cdot 10^{4} \text{ Bt/m}^{2}.$$

При экспериментальном исследовании было получено  $q=6.8\cdot 10^4~{\rm Bt/m^2}$ . Для  $\xi>1$ 

расчет теплоотдачи следует провести непосредственно по уравнению (3-26). 2. Нагреватель — стержень из нержавеющей стали X18H9T с покрытием из меди М-3 толщиной 0,2 мм,  $\Delta T$  = 6 K (см. рис. 1-33).

Так же, как в предыдущем случае, расчет необходимо начать с определения величины  $\xi$ . Для плоской стенки  $\xi = \delta/h_{cp}$ .

Для меди М-3 при T=77 К  $a=0.875\cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с и V ( $\lambda c\rho$ ).=1.5·10<sup>4</sup> Br·c<sup>1/2</sup>/(м<sup>2</sup>·K).

$$m = 1,66 \cdot 10^{-3} \text{ M/c}^{1/2}; A = 7,61 \cdot 10^{-3} \text{ M/c}^{1/2}; h_{\text{cpl}} = 2,15 \cdot 10^{-3} \text{ M}.$$

Очевидно, что в этих условиях покрытие толщиной в 0,2 мм оказывается тонким

с теплофизической точки зрения,  $\xi = \delta/h_{\rm cp1} = 0.093 < 1$ . Эффективный коэффициент аккумуляции в данном случае определяется по соотношению (3-54)

$$V(\overline{(\lambda c \rho)_{\phi \phi}} = V(\overline{(\lambda c \rho)_{\phi}}) \left[ \frac{\delta}{h_{\text{cpl}}} + \left( 1 - V \frac{\delta}{h_{\text{cpl}}} \right)^{2} \frac{(\lambda c \rho)_{\rho}}{(\lambda c \rho)_{1}} \right]^{0.5}$$

где индексы 1 и 2 относятся к материалу покрытия (медь) и подложки (нержавеющая сталь) соответственно. Для нержавеющей стали X18H9T при  $T_s\!=\!77~{
m K}$ 

$$V_{(\lambda c \rho)_2} = 3,2 \cdot 10^3 \, (B_T \cdot c^{1/2})/(M^2 \cdot K).$$

$$V_{\overline{(\lambda c \rho)}_{9 \bar{\Phi} \bar{\Phi}}} = 1.5 \cdot 10^{4} \left[ \frac{0.2 \cdot 10^{-3}}{2.15 \cdot 10^{-3}} + \left( 1 - V_{\overline{2.15 \cdot 10^{-3}}} \right)^{2} \times \left( \frac{0.32 \cdot 10^{4}}{1.5 \cdot 10^{4}} \right)^{2} \right] = 5.11 \cdot 10^{3} \; (B_{T} \cdot c^{1/2}) / (M^{2} \cdot K).$$

Расчет теплоотдачи по уравнению (3-26) дает, что при  $\Delta T = 6$  К  $q = 4.22 \times 10^4$  Вт/м². Из эксперимента (см. рис. 1-33)  $q = 5 \cdot 10^4$  Вт/м².

#### 3-4. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ПЕРВОЙ КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ теплового потока

Значительный интерес к величине максимальной плотности теплового потока объясняется в первую очередь тем обстоятельством, что для многих энергетических и теплотехнических устройств, работающих в режиме пузырькового кипения, достижение первого кризиса представляет собой аварийную ситуацию.

Вероятно, именно поэтому многие теории первого кризиса трактуют его, как резкую смену пузырькового режима кипения на пленочное [98, 119, 135, 460, 511]. В то же время исследования, выполненные в последние годы с использованием методики, позволяющей устойчиво фиксировать наступление первого кризиса [155, 378, 467], говорят о том, что паровой пленкой в этот момент занята лишь небольшая часть поверхности.

В настоящее время можно выделить несколько подходов к объяснению первого кризиса кипения.

1. Гидродинамический (см., например, [98, 140, 259, 378, 400, 511]), согласно которому кризис определяется нарушением гидродинамической устойчивости относительного движения пара и жидкости у поверхности нагрева при увеличении теплового потока.

2. Термодинамический, в основу которого положено утверждение что величиной, определяющей наступление кризиса, является не пло1 ность теплового потока, а температура поверхности нагрева. Момент когда температура тонкого слоя жидкости, прилегающего к теплоотда ющей поверхности, достигает температуры максимального перегрев; соответствует первому кризису кипения.

3. Тепловой (например, [104, 189, 460]), использование которог основывается на том, что с ростом теплового потока увеличиваетс плотность активных центров парообразования, в результате слияни

которых образуется сплошная паровая пленка.

Подавляющее большинство соотношений для расчета первой кр тической плотности теплового потока получено из представлений о х рактере перехода от пузырькового режима кипения к пленочному, ка о нарушении структуры двухфазного слоя, существующего вблизи т плоотдающей поверхности в момент времени, предшествующий кризис Гидродинамическая природа такого перехода подтверждается полно

аналогией кризиса кипения и барботажа [119, 135].

Первым гидродинамический подход к описанию кризиса кипент использовал С. С. Кутателадзе [98]. Он предположил, что оттеснен жидкости от поверхности нагрева наступает в тот момент, когда дост гается критическая приведенная скорость парообразования  $(q/r\rho'')$ при превышении которой уже невозможно устойчивое движение стр пара, поднимающихся от нагревателя, и спускающихся на него встре ных струй жидкости. Использовав метод размерностей, он получил в ражение для плотности теплового потока, соответствующей первол кризису кипения:

$$q_{\rm KPI} = kr \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}, \tag{3-5}$$

где k — критерий гидродинамической устойчивости, величина которо меняется в зависимости от условий проведения опытов.

Анализируя экспериментальные данные различных авторс Ю. А. Кириченко с сотрудниками [85] нашли, что величина k леж в диапазоне 0,10—0,26 и может быть определена как k=0,13+0,04N-0. где значения

$$N = \frac{\sigma^{3/2} \rho'}{\sigma'^2 \sqrt{(\rho' - \rho'') g}}$$

находятся в пределах  $10^3 - 10^7$ .

При некотором среднем значении k=0,16 разброс экспериментал но полученных точек относительно этого значения составляет +60

Зубер [509, 514] полагает, что наступление кризиса связано с н рушением устойчивости горизонтальной и вертикальной поверхност соприкосновения фаз. Принимая, что разрушение поверхности разде пар — жидкость происходит в момент, когда длина возмущений  $\lambda$  стигает критической длины волны  $\lambda_*$ , Зубер получил соотношение д расчета первой критической плотности теплового потока, очень близн к формуле (3-55):

$$q_{\mathrm{KPI}} = k_{1} r \sqrt{\rho^{\prime\prime}} \sqrt[4]{\sigma g \left(\rho^{\prime} - \rho^{\prime\prime}\right)} \sqrt{\frac{\rho^{\prime}}{\rho^{\prime} + \rho^{\prime\prime}}}, \qquad (3)$$

$$\frac{\pi}{24} < k_{1} < \frac{3}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\pi}{24}\right).$$

где

$$\frac{\pi}{24} < \tilde{\kappa}_1 < \frac{3}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\pi}{24}\right)$$

Этот диапазон неопределенности по Зуберу соответствует изменению критической длины волны на межфазной поверхности. Таким образом, подобный подход предусматривает неизбежную ошибку в определении  $q_{\text{кр1}}$ , лежащую в пределах  $\pm 14\%$ .

При выводе формулы (3-56) массивы пара и жидкости принимались полуограниченными, а критическая длина волны возмущения —

пропорциональной капиллярной постоянной.

Мойссис и Беренсон [132] представили кризис кипения как результат поперечного взаимодействия паровых струй. Определяя диаметр паровой струи, образованной при переходе от изолированных пузырьков к паровым столбам для горизонтальной поверхности раздела пар жидкость, из анализа нестабильности Гельмгольца они нашли зависимость для первой критической плотности теплового потока

$$q_{\text{KPI}} = k_2 r V \rho'' \sqrt{q \sigma g (\rho' - \rho'')} \frac{V \frac{\rho' + \rho''}{\rho'}}{1 + 2 \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{1/2} + \frac{\rho''}{\rho'}}, \qquad (3-57)$$

где  $k_2 \approx 0,18$  (из сравнения с экспериментальными данными). Выражения (3-56) и (3-57) практически совпадают с зависимостью

(3-55) при давлениях, не очень близких к критическому.

Ю. А. Кириченко [79], рассматривая неустойчивость окруженной паром струйки жидкости, спускающейся на плоский нагреватель, получил следующее соотношение:

$$q_{\text{Kp1}} = B_{g} \left( \frac{1}{2^{2}} + \frac{1}{D^{2}} \right)^{1/4} r \sqrt{\rho'' \sigma},$$
 (3-58)

 $\delta = \sqrt{\frac{\sigma}{g'(\rho'-\rho'')}}$  — капиллярная постоянная;  $D_{o}$  — отрывной диаметр пузыря, равный [78]

$$D_0 = 15.6 \left(\frac{\lambda' \Delta T}{r \rho''}\right)^{2/3} g^{-1/3}.$$

Формула (3-58) в отличие от (3-55) — (3-57) дает переменную зависимость  $q_{\text{кр1}}$  от g.

Некоторые из соотношений для расчета  $q_{\mathrm{kpl}}$  учитывают термические эффекты. Так, выражения для  $q_{\rm кр1}$ , полученные авторами работ [117 и 140], включают в себя коэффициент температуропроводности.

Явление кризиса кипения может и не носить характера потери гидродинамической устойчивости системой жидкость — пар. Паровые пузыри, образовавшиеся на теплоотдающей поверхности, не успев оторваться, обволакивают нагреватель. Постепенно происходит «запаривание» поверхности нагрева. Такая ситуация имеет место, как правило, на нагревателях малых размеров в условиях пониженной гравитации [55, 131], а также при пониженных давлениях [203]. Для этого случая Ю. А. Кириченко [79] получил соотношение:

$$q_{\text{кр1}} = B \left( \lambda' T_s \sigma \right)^{1/5} \left( r \rho'' \right)^{3/5} g^{4/15},$$
 (3-59)

где B — некоторая константа.

Рис. 3-8. Сопоставление опытных данных по первой критической плотности теплового потока при кипении различных криогенных жидкостей с расчетом по уравнению С. С. Кутателадзе (3-55) при  $p=1\cdot10^5$  Па. 1, 2, 3, 4— гелий соответственно [463] [490], [235] 1288]; 5— неон [212]; 6— кислород [385]; 7— азот [385].

Приведем сопоставление теоретических зависимостей для расчета  $q_{\rm kpl}$  с экспериментальными данными, полученными при кипении

криогенных жидкостей .
Обобщение опытных данных по первым критическим плотностям тепловых 10 потоков при кипении крио-

генных жидкостей показало, что зависимость С. С. Кутателадзе (3 полученная на основе гидродинамической модели кризиса кипения жет быть рекомендована для расчета при кипении на плоских, обраных вверх нагревательных элементах. В этом случае зависимость (с коэффициентом k=0,16 с точностью приблизительно 30% описиданные по кипению криогенных жидкостей при давлениях ниже (в условиях нормальной силы тяжести (рис. 3-8).

При кипении на проволоках и цилиндрических нагревателях 88, 211, 212 удовлетворительное согласование получится, если коэ циент k в уравнении (3-55) уменьшить до 0,09-0,11 (рис. 3-8).

Формула С. С. Кутателадзе (3-55), дополненная множителем, тывающим ориентацию теплоотдающей поверхности в пространстве § 1-6), удовлетворительно согласуется с опытными данными по вым критическим тепловым нагрузкам, полученным при кипении генных жидкостей на плоских наклонных поверхностях нагрева рис 1-55)

Выражение (3-55) может быть использовано и для расчета в условиях слабых полей массовых сил при давлениях, близких к сферному (см. рис. 1-53).

Для всех перечисленных выше случаев для расчета первой к ческой плотности теплового потока может быть рекомендовано и ношение Зубера (3-56).

Опытные данные, полученные в области высоких давлений  $>0.6p_{\rm kp}$ ), располагаются существенно ниже кривых, соответствую уравнениям С. С. Кутателадзе (3-55) и Зубера (3-56), в связи с ре уменьшением коэффициента k по мере приближения к критичес давлению.

В условиях малых перегрузок и достаточно высоких давлений кислорода, например, выше 7·10<sup>5</sup> Па), а также при давлениях 0,65·10<sup>5</sup> Па, когда «не работает» гидродинамическая модель кри удовлетворительное совпадение с опытными данными имеет соотнине Ю. А. Кириченко (3-59).

¹ Подробный анализ соотношений для расчета первой критической плотност лового потока и их сопоставление с опытными данными по кипению обычных х стей можно найти в работах [79, 98].

## КИПЕНИЕ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Процесс пузырькового кипения в тонком слое жидкости находит применение в ряде технологических процессов различных отраслей промышленности. В установках разделения воздуха, например, применяются пленочные конденсаторы — испарители, позволяющие снизить располагаемый температурный напор за счет исключения влияния гидростатического столба жидкости [25]. Для уменьшения времени нахождения раствора в выпарном аппарате используют установки с «падающей пленкой», в которых выпариваемый раствор образует на вертикальных поверхностях нагрева тонкую жидкую пленку. При этом, если жидкая фаза равномерно, тонким слоем, распределена по греющей поверхности, то имеют место достаточно высокие коэффициенты теплоотдачи при малых температурных напорах до тех пор, пока не наступит разрушение пленки и не начнется образование сухих пятен [241, 253, 512].

В радиоэлектронике пузырьковое кипение в тонком слое жидкости может найти применение при охлаждении и термостатировании различных элементов аппаратуры. Такой способ организации процесса кипения позволяет интенсифицировать теплообмен, увеличить критические тепловые потоки и значительно снизить влияние гравитационных сил

на протекание процесса [37].

Известны различные способы распределения жидкости по греющей поверхности в виде тонкой пленки: с помощью сливных устройств [25], с использованием смачивающих капиллярных канавок [16, 17], с образованием ползущих пленок [346], струйным орошением [37, 384] и регулированием уровня жидкости над поверхностью нагрева [390, 435].

Для всех способов нанесения пленки на поверхность нагрева механизм теплоотдачи остается практически одинаковым. Основной особенностью этого процесса является то, что при кипении жидкости в тонкой пленке конвективная составляющая переноса теплоты жидкостью от поверхности нагрева отсутствует и при развитом пузырьковом кипении основная доля теплоты с поверхности снимается непосредственно растущими пузырьками пара. В связи с этим зависимость интенсивности теплоотдачи от режимных параметров при кипении в пленке отличается от соответствующей зависимости при кипении в большом объеме.

Несмотря на широкое промышленное использование процесса кипения жидкостей в тонких слоях, механизм теплоотдачи этого процесса исследован недостаточно. В настоящее время нет каких-либо обобщающих зависимостей, позволяющих рассчитывать теплообмен при кипении в пленке. Отдельные работы, посвященные исследованию теплообмена этого процесса, содержат лишь эмпирические рекомендации.

В настоящей главе представлены результаты экспериментального исследования авторов по кипению кислорода, азота, водорода и гелия в тонкой пленке. Жидкость из специальной емкости, находящейся в стеклянном криостате над опытным образцом, через трубку диаметром 0,3—0,5 мм подавалась на теплоотдающую поверхность. Благодаря хорошему смачиванию криогенные жидкости образовывали на поверхности нагрева тонкую пленку. В зависимости от величины тепловой

<sup>1</sup> Незначительность величины конвективной составляющей следует из того, что при тех толщинах пленки, которые имели место, например, в наших опытах, движение жидкости в ней было ламинарным [91].

нагрузки расход жидкости регулировался изменением перепада давлния на концах подающей трубки. Опытные образцы представляли соб цилиндрические стержни диаметром 5 или 10 мм и длиной приблиз тельно 50 мм, изготовленные из различных металлов. Теплоотдающ поверхностью служил торец стержня. Подробное описание экспериме тального стенда дано в [36, 37, 41].

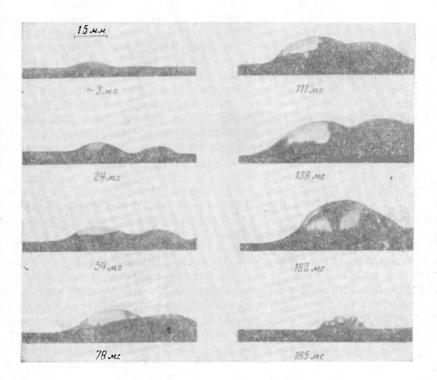


Рис. 4-1. Последовательные стадии роста двух пузырей при кипении азота в пленке при  $p{=}1\cdot10^5$  Па (толщина пленки приблизительно 30 мкм).

При малых тепловых нагрузках, когда плотность центров паробразования незначительна или они вообще отсутствуют, основная до теплоты от нагревателя идет на испарение со свободной поверхнос пленки и полностью определяется ее термическим сопротивлением [91, 330, 384]. В этом случае при условии, что жидкость покрывает в поверхность нагрева, средняя толщина пленки жидкости  $\delta$  определяет по соотношению

$$\overline{\delta} = \lambda' (T_w - T_s)/q.$$

Толщина пленки азота, например, при плотности теплового пото  $8 \cdot 10^3~{\rm Bt/m^2}$  и давлении  $1 \cdot 10^5~{\rm \Pia}$  составляет приблизительно  $2.9 \cdot 10^{-5}$  при температурном напоре в пленке, равном 1.6 К. Такого же поряд была толщина некипящей пленки жидкого гелия, наносимая на тепотдающую поверхность орошением.

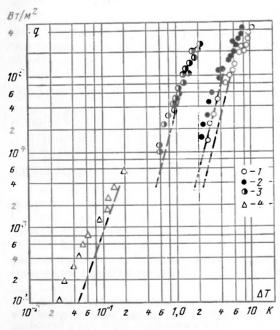
Кипение азота в пленке при атмосферном давлении начиналось т температурном напоре, равном примерно 2 К, когда на поверхности.

нагрева активно работали от 3 до 5 центров парообразования. Паровые пузыри, имея критические радиусы, значительно меньшие толщины пленки жидкости, зарождались и на первом этапе своего роста находились под свободной поверхностью пленки. Затем верхняя граница пузыря достигала свободной поверхности пленки и, деформируясь, прорастала через нее. Пузырь при этом принимал форму полусферы (рис. 4-1). Разрушение пузырей происходило при размерах, значительно превосходящих толщину пленки жидкости и отрывные диаметры пузырей при кипении в большом объеме. При повышении тепловой нагрузки вследствие увеличения плотности центров парообразования происходило «набухание» жидкой пленки, а размеры пузырей в момент разрушения из-за взаимодействия друг с другом уменьшались. При этом доля теплоты, идущая на испарение жидкости со свободной поверхности пленки, по сравнению с долей теплоты, идущей на испарение жидкости в растущие пузырьки, быстро уменьшалась, так что при развитом пузырьковом кипении этой составляющей можно было пренебречь. При достижении критической плотности теплового потока жидкая пленка стягивалась к месту подачи жидкости, образуя жидкие сфероиды, не смачивающие поверхность нагрева.

Сравнение интенсивностей теплообмена при кипении в большом объеме и в тонкой пленке представлено на рис. 4-2, где приведены результаты опытов по теплоотдаче при кипении кислорода, азота, водоро-

да и гелия на поверхности нагревателя из меди.

При рассмотрении полученных зависимостей обращают на себя внимание прежде всего два обстоятельства. Во-первых, интенсивность теплоотдачи при кипении в тонкой пленке превышает интенсивность теплоотдачи при кипении в большом объеме практически во всем интервале плотностей тепловых потоков вплоть до плотности теплового потока, соответствующей кризису кипения в большом объеме. Во-вторых, максимальные плотности тепловых потоков, снимаемые с поверхности



нагрева при кипении в тонкой пленке, в несколько раз превышают критические плотности тепловых потоков при кипении в большом объеме. Эти весьма интересные с точки зрения теории процесса и очень важные в практическом отношении обстоятельства были зафиксированы во всех наших опытах.

Рис. 4-2. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора при кипении криогенных жидкостей в пленке и большом объеме (сглаженные кривые кипения) на торце медного стержня при  $p=1\cdot 10^5$  Па  $(R_z=5\div 10~{\rm Mkm})$ .

I — кислород; 2 — азот; 3 — водород; 4 — гелий; пунктирные линии — кипение в большом объеме.

Представленные на рис. 4-2 кривые показывают, что наибольшее различие в интенсивностях теплоотдачи при кипении в пленке и большом объеме имеет место при малых значениях температурных напоров, т. е. в области неразвитого кипения, а также при свободной конвекции. Большая интенсивность теплоотдачи при кипении в пленке может быть объяснена меньшим термическим сопротивлением пленки по сравнению с термическим сопротивлением теплового пограничного слоя, определяющего коэффициент теплоотдачи при свободной конвекции в большом объеме. По мере увеличения плотности теплового потока интенсивность теплоотдачи при кипении в большом объеме возрастает более резко, чем интенсивность теплоотдачи в кипящей пленке, причем при плотностях тепловых потоков, соответствующих кризису кипения в большом объеме, коэффициенты теплоотдачи при кипении в пленке и в большом объеме практически совпадают.

Таким образом, эксперимент показывает, что в отличие от теплообмена при кипении в большом объеме, когда  $q \sim \Delta T^n$  и  $n \approx 3$ , при развитом кипении в тонкой пленке на орошаемой поверхности нагрева справедлива та же зависимость, но  $n \approx 2$ .

Различие в темпах роста интенсивности теплоотдачи при кипении в пленке и в большом объеме можно объяснить следующим образом.

При кипении в большом объеме передача теплоты от поверхности нагрева к паровым пузырям осуществляется двумя путями: 1) теплота через тепловой пограничный слой жидкости, прилегающий к поверхности нагрева, теплопроводностью передается основной массе жидкости и затем переносится в паровые пузыри или испаряется с поверхности жидкости (конвективная, составляющая плотности теплового потока  $q_{\text{конв}}$ , которая, как известно [105], пропорциональна  $\Delta T^3$ ); 2) теплота от поверхности нагрева непосредственно подводится к основанию паровых пузырей и расходуется на испарение в пузыри (составляющая испарения  $q_{\text{исп}}$  пропорциональна  $\Delta T^2$  [105]).

При развитом пузырьковом кипении в тонкой пленке конвективная составляющая практически отсутствует, что снижает темп роста плотности теплового потока при увеличении температурного напора по сравнению с пузырьковым кипением в большом объеме. В области, где значения температурных напоров близки к критическим для кипения в большом объеме, плотности тепловых потоков при кипении в пленке

и в большом объеме практически совпадают.

Возможность дальнейшего роста плотности теплового потока по мере увеличения температурного напора при кипении в тонкой пленке объясняется лучшими условиями отвода от поверхности нагрева паро вой фазы. При этом следует заметить, что если при кипении азота, во дорода и кислорода отношение критической плотности теплового пото ка при кипении в пленке к критической плотности теплового потока при кипении в большом объеме было равно 3 и более, то при кипении гели это отношение было существенно меньше. Например, для меди он равно 1,7, а для стали X18H9T—2,3.

Кривые, приведенные на рис. 4-2, показывают, что наибольши коэффициенты теплоотдачи получены при кипении гелия, наименьшие –

при кипении водорода, азота и кислорода.

На рис. 4-3 и 4-4 представлены соответственно опытные данные п кипению водорода в пленке при различных давлениях на торцах мед ных стержней диаметрами 5 и 10 мм, обработанных по 7-му классу честоты, и гелия на торце медного стержня диаметром 10 мм, обработанного по 10—11-му классам чистоты. Так же, как и при кипении в боль

шом объеме, интенсивность теплоотдачи при кипении в пленке уменьшается с понижением давления. Так, при q— $7 \cdot 10^2$  Вт/м² значение коэффициента теплоотдачи при кипении гелия в пленке уменьшается от  $4.6 \cdot 10^2$  до  $1.5 \cdot 10^2$  Вт/(м² · K) при давлениях  $1 \cdot 10^5$  и  $0.07 \cdot 10^5$  Па соответственно, т. е. снижается более чем в 3 раза. Наклон кривых q—f ( $\Delta T$ ) при всех значениях давления практически одинаков.

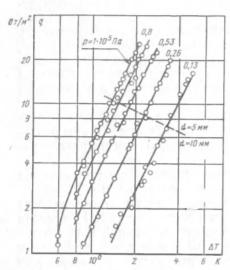
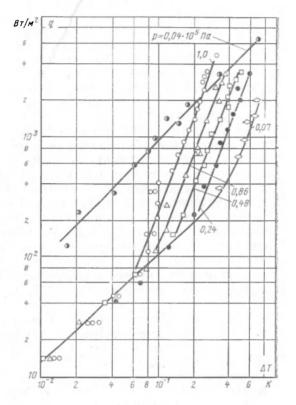


Рис. 4-3. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора при кипении водорода в пленке на медной поверхности при различных давлениях  $(R_z=5\div 10~{\rm MKM})$ .

Рис. 4-4. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора при кипении гелия в пленке на медной поверхности при различных давлениях ( $R_z$ =0,6 мкм).



На рис. 4-4 для сравнения приведены также опытные данные по теплоотдаче сверхтекучего гелия (He-II) <sup>1</sup>. Как видно из рисунка, интенсивность теплоотдачи к пленке He-II в большинстве случаев выше, чем при пузырьковом кипении гелия в пленке при различных давлениях.

При кипении гелия как в большом объеме, так и в пленке было обнаружено заметное различие в коэффициентах теплоотдачи в зависимости от направления изменения теплового потока. На рис. 4-5 представлены кривые, характеризующие зависимость плотности теплового потока от температурного напора при кипении гелия в тонкой пленке на медной поверхности, обработанной по 10-11-му классам чистоты (средняя высота микронеровностей 0.5-0.8 мкм). Нижняя кривая получена

¹ Пленка He-II наносилась на теплоотдающую поверхность так же, как и при исследовании кипения в пленке других криогенных жидкостей, т. е. орошением поверхности жидкостью из форсунки. В отдельных опытах для нанесения тонкой пленки He-II на поверхность нагрева использовался эффект «фонтанирования» [126]. Результаты опытов в том и другом случаях совпадали, т. е. не зависели от способа организацив процесса.

при медленном увеличении тепловой нагрузки от нуля, верхняя— при уменьшении тепловой нагрузки от максимальной. Расслоение опытных кривых начинается при тепловых нагрузках, меньших  $6\cdot 10^2$  Вт/м², у увеличивается по мере уменьшения плотности теплового потока. Совпа дение верхней и нижней кривых при тепловых нагрузках, превышаю щих  $6\cdot 10^2$  Вт/м², объясняется тем, что начиная с этой тепловой нагруз

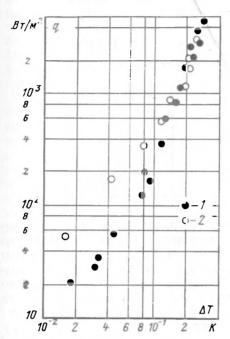


Рис. 4-5. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора при кипении гелия в пленке при различных направлениях изменения тепловой нагрузки при  $p=1\cdot 10^5$  Па (медь,  $R_2=0.5\div 0.8$  мкм). I=1.5 увеличение; I=1.5 снижение.

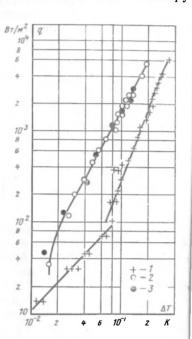


Рис. 4-6. Влияние шероховаток теплоотдающей поверхности на тенсивность теплоотдачи при ки нии гелия в пленке (медь,  $\mu = 1 \cdot 10^5 \ \Pi a$ ). 1, 2, 3— соответственно  $R_z = 0.6$ ; 5; 10 м

ки дальнейшее ее повышение не приводит к заметному увеличени плотности центров парообразования. Поэтому дальнейшая интенсиф кация теплообмена вплоть до кризиса осуществляется в основном лиза счет увеличения скорости роста и соответственно частоты отрыва провых пузырей.

При исследовании влияния шереховатости при кипении в плен получены качественно те же результаты, что и в большом объеме. И пение азота в тонкой пленке при атмосферном давлении осуществляюсь на поверхностях из меди и нержавеющей стали при изменении стоты обработки поверхности нагрева от 6-го (высота неровност 10 мкм) до 7—8-го классов (средняя высота неровностей 5 мкм). В зультаты этих опытов представлены на рис. 1-21 и свидетельству о независимости интенсивности теплоотдачи от шероховатости пове ности нагрева в указанных пределах ее изменения.

Аналогичные исследования были проведены при кипении гел в пленке при атмосферном давлении на поверхности нагрева из ме Обработка поверхности нагрева в данном случае изменялась прибли

тельно от 10—11-го классов чистоты (0,6 мкм) до 6-го класса чистоты (10 мкм). Опыты, результаты которых представлены на рис. 4-6, показали, что увеличение шероховатости от 0,6 до 5 мкм приводит к существенному снижению температуры закипания и перегрева стенки. Дальнейшее увеличение шероховатости поверхности нагрева не приводило к заметному расслоению опытных точек. Таким образом, эксперимент показал, что интенсивность теплоотдачи при кипении криогенных жидкостей в пленке на технических поверхностях нагрева не чувствительна к изменению шероховатости.

Таблица 4-1 Критические параметры при кипении азота в пленк? на различных поверхностях нагрева

Материал поверхности нагрева	$\Delta T_{\mathrm{Kp1}}$ , K	q <sub>Kp1</sub> ·10⁻⁴, Br/м²
Медь	8,2	40,9
Латунь	9,9	41,3
Железо армко	12,6	43,3
Бронза	14,3	42,2
Сталь Х18Н9Т	21,9	44,1

Экспериментально выявленное существенное увеличение критических плотностей тепловых потоков при кипении в пленке по сравнению с критическими плотностями тепловых потоков при кипении в большом объеме говорит о неприменимости существующих теорий кризиса теплообмена к описанию этого явления в случае кипения в пленке. Это обстоятельство заставило предпринять попытку более подробного, хотя и качественного, рассмотрения причин, при которых в кипящей пленке наступает характерная для кризиса ситуация.

При достижении критической плотности теплового потока кипящая пленка жидкости, до этого момента покрывавшая всю поверхность нагрева, начинала стягиваться к центру и свертываться в сфероидальные капли, не смачивающие поверхность. Температура стенки в этот момент резко возрастала. Попытки отодвинуть наступление этого процесса путем увеличения подачи орошающей поверхность нагрева жидкости не приносили ощутимого результата. Эксперименты показали, что кризис кипения наступал в тот момент, когда скорость испарения жидкости начинала превышать скорость ее растекания по поверхности. В этом случае жидкая пленка начинала высыхать на периферии и стягиваться к центру поверхности нагрева.

На нагревателе диаметром 5 мм срыв пленки происходил сразу по всей поверхности нагрева и величина критической плотности теплового потока практически не зависела от рода материала нагревателя. В то же время значение температурного напора, соответствующее кризису, зависело от свойств материала поверхности нагрева, увеличиваясь при уменьшении коэффициента аккумуляции этого материала (данные по кризису кипения азота приведены в табл. 4-1).

Это обстоятельство кажется интересным, если учесть, что существующие гидродинамические теории не учитывают теплофизических свойств материала поверхности нагрева. В то же время не только наши опыты, но и данные других исследователей показывают, что свойства материала поверхности нагрева должны учитываться при оценке величин, характеризующих кризис теплообмена.

В настоящее время считается вполне достоверно установленным (см., например, [501]), что поверхность раздела пар — жидкость при пленочном кипении все время находится в волнообразном колебательном движении, а паровая пленка имеет толщину одного порядка с амплитудой колебательного движения поверхности раздела. Следовательно, можно предположить, что на поверхности нагрева в местах ее соприкосновения с максимумами волн происходит наиболее интенсивный отбор теплоты и связанное с этим локальное понижение температуры. Тогда локальная плотность теплового потока, локальное понижение температуры и средняя температура стенки, при которой происходит разрушение паровой пленки и переход к пузырьковому кипению, должны зависеть от теплофизических свойств материала поверхности

нагрева.

Приведем результаты отдельной серии опытов, поставленных специально с целью проверки влияния теплофизических свойств материала поверхности нагрева на температуру перехода от пленочного к пузырьковому кипению. Эти опыты, названные нами опытами по захолаживанию поверхности нагрева, производились на нагревателях из меди, латуни, никеля, железа армко, бронзы, сплава Вуда, нержавеющей стали марки Х18Н9Т, фторопласта, которые использовались и при изучении пузырькового кипения азота в пленке. Была применена следующая методика исследований: экспериментальный участок разогревался до температуры, значительно превышающей критическую температуру. Затем нагреватель экспериментального участка выключался и на поверхность нагрева подавался жидкий азот, расход которого подбирался таким образом, чтобы образующийся в этих условиях над поверхностью нагрева жидкий сфероид имел максимальный диаметр, примерно равный диаметру опытного участка. В условиях пленочного кипения происходило медленное понижение температуры опытного участка до момента распада сфероида и растекания его в виде тонкой кипящей пленки по поверхности нагрева. Этот момент, характеризуемый резким падением температуры, фиксировался по показаниям первой термопары опытного участка, расположенной на глубине 1 мм от поверхности нагрева. Ошибка в измерении температуры поверхности в момент распада сфероида, названной нами температурой прилипания  $(T_{\rm np})$ , из-за неучета градиента температуры по длине стержня, в худшем случае (в опытах на нержавеющей стали) не превышала 1 К. Установлено, что температура перехода от пленочного кипения к пузырьковому находится в явной зависимости от свойств материала поверхности нагрева, причем воспроизводимость этой температуры от опыта к опыту при многократном повторении эксперимента на каждом из нагревателей была вполне надежной и составляла 0.5 K. Значения  $T_{\rm np}$  в условиях захолаживания нагревателей жидким азотом приведены в табл. 4-2, в которой для сравнения представлены также значения кризисных температур при кипении азота в пленке на поверхностях нагрева из разных мате-

Приведенные в таблице данные показывают, что для каждого материала температура  $T_{\rm KPI}$  мало отличается от температуры  $T_{\rm HP}$ . Из этого следует, что значения критических плотностей тепловых потоков, полученные при кипении азота в пленке на нагревателях диаметром 5 мм, близки к предельным значениям плотностей тепловых потоков, при которых еще возможно пузырьковое кипение жидкого азота в пленке. В этом смысле при кипении жидкости в пленке на орошаемой поверхности нагрева в реальных теплообменных аппаратах максимальные теп-

лосъемы могут быть обеспечены при условии орошения каждой форсун-

кой участка диаметром не более 5 мм.

Сопоставление  $T_{\rm Kp1}$ , полученных при кипении азота в пленке, с предельной температурой термодинамической устойчивости при атмосферном давлении, которая, если приближенно подсчитывать ее по уравнению Ван-дер-Ваальса, равна 106 K, позволяет прийти к выводу, что кризис кипения на таких материалах, как серебро, медь, латунь, никель, железо, бронза и нержавеющая сталь, по своему характеру, вероятно, является гидродинамическим. Значения  $T_{\rm kp1}$ , полученные в этих случаях, значительно ниже предельной температуры термодинамической устойчивости жидкости.

Tаблица 4-2 Сравнение  $T_{\rm np}$  и  $I_{\rm mp}$  при кипении азота в пленке на различных поверхностях нагрева

Материал поверхности нагрева	<i>т</i> <sub>пр</sub> , к	<i>T</i> <sub>Kp1</sub> , K	Материал поверхности нагрева	$T_{\mathrm{np}}$ , K	$T_{\text{Kp}_1}$ , K
Медь	86,0	85,5	Железо армко	95,0	89,9
Латунь	88,0	87,2	Бронза	98,0	91,6
Никель Сплав Вуда	91,0 92,0	_	Нержавеющая сталь X18Н9Т	108,0	99,2
	Lancin Maria		Фторопласт 42Л	113,0	103,8

При кипении же азота, например, на фторопласте, когда существуют большие температурные перегревы поверхности при сравнительно небольших тепловых потоках, кризис наступает значительно раньше и причиной его в этом случае, очевидно, является термодинамическая неустойчивость жидкости. Поэтому величина критической плотности теплового потока при кипении криогенных жидкостей на материалах с низкой теплопроводностью будет определяться не гидродинамикой процесса, а максимально возможной температурой перегрева жидкости, выше которой она становится термодинамически неустойчивой.

Аналогичная картина отмечалась нами и при кипении гелия в пленке на образцах из бронзы, никеля, латуни и нержавеющей стали. Критические разности температур, полученные на этих металлах, изменялись от 0,41 до 0,44 K (см. табл. 1-5) и были близки к найденному по уравнению Ван-дер-Ваальса максимально возможному температурному перегреву, равному приблизительно 0,47 K. Следовательно, для этих материалов кризис кипения определяется не нарушением гидродинамической устойчивости двухфазного потока, как это имеет место при кипении гелия на поверхности из меди ( $\Delta T_{\rm кр1}$ =0,195 K), а является следствием перегрева жидкости у поверхности нагрева до максимально возможной температуры при данном давлении.

Сделанный вывод подтверждается визуальными наблюдениями за развитием процесса кипения на поверхностях из никеля, латуни и особенно из нержавеющей стали. Они свидетельствуют о том, что кризис кипения на этих поверхностях по сравнению с кризисом кипения на медной поверхности нагрева наступает при значительно меньшей плотности центров парообразования. При кипении гелия в пленке на поверхности из нержавеющей стали кризис наступает сразу же после закипания.

В работе [35, 36] одним из авторов настоящей монографии был предложен следующий метод расчета средней плотности теплового пото-

Рис. 4-7. Сопоставление опытных данных по кипению азота в пленке на различных металлах при  $p=1\cdot 10^5$  Па с соотношением (4-6) (R=5 6 10 мкм).

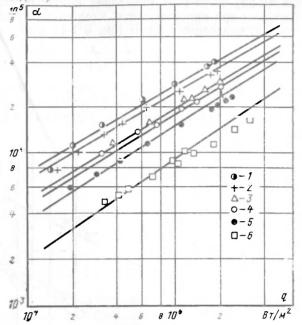
1 — серебро; 2 — медь; 3 — латунь; 4 — никель; 5 — бронза; 6 — нержавеющая сталь.

ка, отводимого от поверхности нагрева при развитом пузырьковом кипении жидкости в тонвим ком слое:

$$q \approx r \rho'' n \frac{V_0}{\tau_0},$$
 (4-2) 4

где  $V_0$  — объем парового пузыря перед разрушением;  $\tau_0$  — средняя периодичность работы центра парообразования; n — плотность центров парообразования.

Очевидно, что



$$\frac{V_0}{\tau_0} \sim \frac{R_0^3}{\tau_0} = R_0 A^2, \tag{4-3}$$

где  $\bar{\kappa}_0$  — радиус парового пузыря перед разрушением; A — модуль роста парового пузыря.

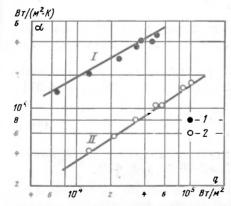
Принимая предпосылку о плотной упаковке паровых пузырей, можно получить:

$$R_{\bullet} \sim \frac{1}{\sqrt[4]{n}}.$$
 (4-4)

Тогда с учетом зависимостей (4-3) и (4-4) соотношение (4-2) принимает вид:

$$q \sim r \rho'' \sqrt{n} A^2. \tag{4-5}$$

Подставив в уравнение (4-5) соответствующие выражения для



плотности центров парообразования и модуля роста парового пузыря, получим расчетные соотношения для теплоотдачи при кипении в тонкой пленке жидкости. Так, подстановка в уравнение (4-5) выра-

Рис. 4-8. Сопоставление опытных данных по кипению кислорода и водорода в пленке на поверхности из меди с расчетными соотношениями при  $p=1\cdot10^5$  Па ( $R_z=5\div10$  мкм). I— водород; 2— кислород; I— по соотношению (4-7); II— (4-6).

жений (2-86) и (2-106) позволяет получить соотношение для расчета теплоотдачи при кипении азота, кислорода, аргона и других криогенных жидкостей, отнесенных нами (см. § 1-1) к первой группе:

$$q = C_1 \frac{A_1^3}{A_1 + 2m} \frac{(r p'')^2 \Delta T}{\sigma T_s}. \tag{4-6}$$

Соотношение (4-6) с постоянной  $C_1$ =6·10<sup>-4</sup> с погрешностью, не превышающей 17%, описывает экспериментальные данные по кипению азота и кислорода, обсуждаемые в этой главе (рис. 4-7 и 4-8). Подста-

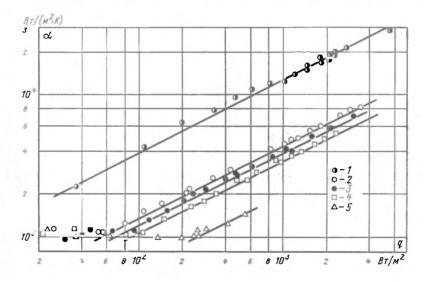


Рис. 4-9. Сопоставление опытных данных по кипению гелия в пленке на различных металлах при  $p=1\cdot 10^5$  Па с соотношением (4-8) ( $R_z=5\div 10$  мкм).

1- медь; 2- бронза; 3- никель; 4- латунь; 5- нержавеющая сталь.

вив в уравнение (4-5) соотношения (2-93) и (2-107), получим выражение для расчета теплоотдачи при кипении криогенных жидкостей, включающих водород и неон:

$$q = C_2 A_2^2 \frac{(r \rho^{\prime\prime})^2 \Delta T_0}{\sigma T_S}. \tag{4-7}$$

Сопоставление опытных данных по кипению водорода в пленке с выражением (4-7) представлено на рис. 4-8. В этом случае в (4-7) постоянная  $C_2 = 3 \cdot 10^{-2}$ .

Соотношение для расчета интенсивности теплоотдачи при кипении гелия в пленке [полученное подстановкой (2-94) и (2-107) в (4-5)] имеет вид:

$$q = C_2 A_3^2 \frac{(r \rho'')^2 \Delta T_0}{\sigma T_S}. \tag{4-8}$$

Выражение (4-8) вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные авторов с постоянной  $C_3 = 3 \cdot 10^{-2}$  (рис. 4-9).

#### Глава пятая

## теплообмен при пленочном кипении

При пленочном кипении, как известно, жидкость и поверхность нагрева разделены паровой пленкой. Рост и отрыв паровых пузырей происходит, в отличие от кипения в пузырьковой области, на границе раздела фаз пар — жидкость. Кинематографические исследования [185, 380, 501] показывают, что процесс парообразования носит сравнительно упорядоченный характер. Это обстоятельство, а также то, что при пленочном кипении имеется взаимодействие лишь двух фаз, существенно облегчает математическое описание процесса, вследствие чего пленочная область из всех видов кипения теоретически изучена наиболее полно. Большое влияние на механизм теплоотдачи при пленочном кипении оказывают конфигурация и ориентация поверхности нагрева, поскольку они в значительной мере определяют характер движения паровой пленки.

# 5-1. КИПЕНИЕ НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЦИЛИНДРАХ

Первым теоретическим исследованием пленочного кипения является работа Л. Бромли [242]. Приняв физическую модель, в которой предполагается наличие на поверхности цилиндра тонкой по сравнению с диаметром ламинарной паровой пленки с гладкой поверхностью раздела фаз пар — жидкость, автор получил выражение для среднего коэффициента теплоотдачи при пленочном кипении, аналогичное формуле В. Нуссельта для случая пленочной конденсации пара:

$$\alpha = C \left[ \frac{\lambda^{\prime\prime 2} \rho^{\prime\prime} (\rho^{\prime} - \rho^{\prime\prime}) g r_{s \phi \phi} c^{\prime\prime}_{p}}{D \Delta T P r^{\prime\prime}} \right]^{1/4}$$
(5-1)

или в безразмерной форме

$$Nu_D = 0.62 \text{ Ra}_D^{1/4}$$
. (5-2)

Все физические свойства пара, входящие в уравнения (5-1) и (5-2), берутся при средней температуре паровой пленки

$$\overline{T} = 0.5 (T_w + T_s).$$

Уравнение (5-1) с C=0,62 $\pm$ 0,04 достаточно хорошо согласуется с опытными данными Л. Бромли [242] по кипению воды, четыреххлористого углерода, этанола, бензола, n-пентана и азота на наружной поверхности труб с внешним диаметром от 4,8 до 11,9 мм. В то же время расхождение опытных данных работы [415] по кипению воды на про-

волоках диаметром от 0,1 до 0,6 мм с расчетом по уравнению (5-1)

достигает 100%.

В 1954 г. было проведено кинематографическое исследование кипения метанола на горизонтальной трубе диаметром 9,5 мм [501]. Оно подтвердило правомерность физической модели, предложенной Л. Бромли, показав, что пар плавно обтекает поверхность нагрева и собирается у верхней образующей трубы в виде стержнеобразной массы. По мере накопления пара стержень принимал синусоидальную форму, а затем разрушался, образуя горизонтальный ряд пузырей. Процесс носил периодический характер, расстояния между точками отрыва (длина волны) составляли в среднем 12,7 мм, что соответствует 75% наиболее вероятной длины волны неустойчивости Тейлора, которая определяется как  $i_n = i_m V$  3. где

$$l_{\rm kp} = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g (p'-p'')}}$$

— критическая длина волны неустойчивости по Тейлору. Отрывной диаметр парового пузыря изменялся от 5,1 до 9,1 мм, т. е. от 0,3 до 0,52 величины  $l_D$ , в связи с чем авторы работы [519] считали, что движение поверхности раздела вблизи верхней образующей горизонтального цилиндра определялось неустойчивостью Тейлора. Подобный же вывод сделали Д. Линард и П. Вонг [112], проводившие экспериментальное определение доминирующей длины волны при кипении пропанола и бензола на горизонтальных проволоках малого диаметра. Оказалось, что расстояния между пузырьками составляют приблизительно  $1,25l_D$ , а отрывные диаметры —  $(0,44 \div 0,60) l_D$ . Важным итогом работы [112] является также вывод о независимости доминирующей длины волны от величины теплового потока.

В работах [303, 327] исследовалось кипение криогенных жидкостей на тонких проволоках и капиллярах диаметрами 0,005-0,05 мм для гелия, 0,013—0,051 мм для азота и 0,635—3,22 мм для кислорода. Оказалось, что экспериментально полученные коэффициенты теплоотдачи для наименьших величин диаметров превышают значения, рассчитанные по формуле (5-1), в 3,5 раза. Анализируя эти результаты, Т. Фредеркинг [303] пришел к выводу, что теория Л. Бромли в данном случае неприменима вследствие того, что не выполнялось условие малости толщины паровой пленки по сравнению с диаметром нагревателя.

Авторы работы [296], представившие также данные по кипению кислорода и азота на трубах диаметрами 19 и 16 мм, показали, что и для больших диаметров выражение (5-1) дает заниженный результат.

Верхний предел применимости теории Л. Бромли установили Б. Брин и Д. Вествотер [238], которые провели исследования кипения фреона-113 и изопропанола на трубах, диаметрами от 4,7 до 48 мм. Авторам удалось установить, что зависимость коэффициента теплоотдачи от диаметра нагревателя не является монотонной функцией, а имеет явно выраженный минимум, который не зависит от температурного напора, т. е. определяется свойствами самой жидкости и соответствует вполне определенному диаметру, примерно равному наиболее вероятной длине волны неустойчивости по Тейлору, что подтверждается также данными работы [433]. Тогда можно считать, что при достаточно большом диаметре нагревателя возникает волновое движение поверхности раздела фаз, не подчиняющееся теории Л. Бромли. Обобщая данные по кипению десяти различных жидкостей, в том числе азота, кислорода

и гелия, Б. Брин и Д. Вествотер получили следующее эмпирическое

$$\frac{\alpha l_{\rm KP}^{1/4}}{B} = 0.59 + 0.069 \frac{l_{\rm KP}}{D}.$$
 (5-3)

где

$$B = \frac{\lambda^{\prime\prime \ 3} \rho^{\prime\prime} \ (\rho^{\prime} - \rho^{\prime\prime}) \ gr_{9 \Phi \Phi}}{\eta^{\prime\prime} \Delta T}$$

или в безразмерном виде

$$Nu_D = \left(0.59 + 0.069 \frac{i_{KP}}{D}\right) \left(\frac{D}{I_{KP}}\right)^{1/4} Ra_D^{1/4}$$
 (5-4)

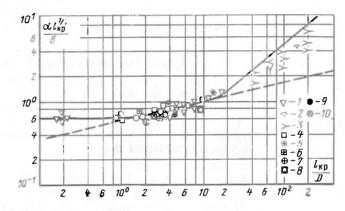


Рис. 5-1. Обобщение экспериментальных данных по пленочному кипению на горизонтальных цилиндрах [238]. 1— кислород; 2— вода; 3— гелий; 4— изопропиловый спирт; 5— пентан; 6— бензол; 7— азот: 8—  $\mathrm{CCl}_4$ ; у— фреон-113; 10— этанол; пунктирная линия— по уравнению (5-1); сплошная— по уравнению (5-3).

Помимо уравнений (5-3) и (5-4), охватывающих весь интерв изменения диаметров горизонтальных цилиндров, авторы работы [23 предложили и другой метод расчета, заключающийся в использован для каждой модели течения соответствующего уравнения, а имени

при 
$$\frac{\iota_{\kappa p}}{D}$$
 < 0,8

$$Nu_D = 0.60 \left(\frac{D}{l_{KP}}\right)^{1/4} Ra_D^{1/4};$$
 (5)

при 
$$0.8 < \frac{l_{\rm KP}}{D} < 8$$

при 
$$0.8 < \frac{I_{\rm KP}}{D} < 8$$
  $Nu_D = 0.62 \, {\rm Ra}_D^{1.4}$  (уравнение Л. Бромли); (5

при 
$$\frac{l_{\text{кр}}}{D} > 8$$

$$Nu_D = 0.16 \left(\frac{r_{KP}}{D}\right)^{0.58} Ra_D^{1/4}$$
. (5)

Сравнение данных расчета по формулам Брина — Вествотера с д ными различных авторов представлено на рис. 5-1. Впоследствии эмпирическое соотношение (5-3) было проверено д

большого числа криогенных жидкостей [212, 240], а также для услог

усиленных гравитационных полей [151]. В настоящее время это уравнение может быть рекомендовано для расчета теплоотдачи при пленочном кипении на горизонтальных цилиндрах, за исключением особых случаев, которые будут рассмотренны ниже. Отметим также, что в [87] на основе данных [439, 470] предложена корреляция, описывающая экспериментальные данные по кипению метана при повышенных давлениях с помощью формулы, весьма близкой к формуле (5-6), в которой число  $Ra_D$  заменено на множитель  $Ra_D Tr^{-2}$ , где  $Tr = T_s / T_{\rm KP}$ .

Авторы работы [14] предложили способ расчета теплоотдачи при пленочном кипении на основе методов теории подобия, используя экспериментально установленный факт, что при достаточно больших тепловых нагрузках коэффициенты теплоотдачи при пленочном кипении на поверхностях вертикальных и горизонтальных трубок не отличаются друг от друга. Они [14] считают, что в общем случае в паровой пленке могут наблюдаться три режима течения, в соответствии с чем они выделяют три зоны:

1. 
$$\text{Re}_{D} = \frac{qD}{\tau_{P}^{p''} y''} ≤ 18$$
 — существует лишь ламинарный режим и

$$Nu_D = \beta \left[ Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} Pr'' \right]^{1/4}, \qquad (5-8)$$

где  $\beta = 0.72 \div 1.02$ .

 $2.~18 < \text{Re}_{D} < 500$  — на теплоотдачу оказывают влияние как ламинарный, так и турбулентный режимы течения и

$$\alpha = \alpha_{\text{\tiny MAM}} \frac{\text{Re}_{\text{\tiny KP}}}{\text{Re}_D} + \alpha_{\text{\tiny Typ6}} \left( 1 - \frac{\text{Re}_{\text{\tiny KP}}}{\text{Re}_D} \right), \tag{5-9}$$

где  $\mathrm{Re_{kp}}{\approx}18;\;\alpha_{\mathrm{лам}}$  рассчитывается по формуле (5-8), а  $\alpha_{\mathrm{тур6}}$  — по формуле (5-10), предназначенной для длинных вертикальных поверхностей. 3.  $\mathrm{Re}_D{\geqslant}500$  — турбулентный режим течения

$$Nu_{D} = \begin{vmatrix} 0.28 \left[ Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} \right]^{0.33} \text{ при } 10^{4} < Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} < 1.4 \cdot 10^{6}; \\ 0.01 \left[ Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} \right]^{0.57} \text{ при } Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} > 1.4 \cdot 10^{6}. \end{vmatrix}$$
 (5-10)

Такой подход к расчету теплоотдачи при пленочном кипении приемлем для вертикальных, но никак не для горизонтальных поверхностей, у которых важную роль, кроме режима течения, играет механизм отвода пара. Кроме того, недостаточно обосновано исключение из числа определяющих величин безразмерного комплекса  $r/c''_{p}\Delta T$  для небольших тепловых потоков.

В работе [19] приводятся данные по пленочному кипению азота на трубах диаметрами от 4 до 85 мм ( $l_{\rm kp}/D\!=\!1,7\!-\!0,08$ ). Для определения границы зоны автомодельности коэффициента теплоотдачи относительно диаметра авторы предлагают принять число  $Ra_D$  равным  $2,5\times \times 10^9$ . Выбор числа  $Ra_D$  для этой цели вряд ли оправдан, поскольку он определяет смену режимов течения в пленке, а не смену режимов движения поверхности раздела, определяемую отношением  $l_{\rm kp}/D$ . Об этом говорит и тот факт, что положение границы зоны автомодельности не зависит от температурного напора, в то время как число  $Ra_D$  является функцией  $\Delta T$ .

В работе [114], опубликованной в 1970 г., изучался механизм отвода пара при пленочном кипении органических жидкостей в усиленных гравитационных полях  $(g/g_{\rm H}=1 \div 81)$  и в широком диапазоне из-

менения безразмерного диаметра нагревателя  $l_{\rm KP}/D$ . Авторы выделяют следующие зоны:

- 1.  $\frac{l_{\rm kp}}{D} > 45$  механизм удаления пара целиком определяется процессом слияния отдельных пузырей;
- 2. 3,5  $< \frac{I_{\rm KP}}{D} < 45$  механизм удаления пара определяется развитием тейлоровской неустойчивости;
- 3.  $\frac{l_{\rm kp}}{D}$  < 3,5 происходит нарушение регулярности процесса ввиду возникновения поперечных волн. Следует отметить, что границы зон, указанные авторами [114], отличаются от предложенных Б. Брином и Л. Вествотером

Во всех рассмотренных работах пленочное кипение исследовалось на достаточно гладких поверхностях нагрева, изготовленных из материалов с высокими значениями комплекса  $V \lambda c \rho$ . В последние годы в связи с необходимостью решения задачи интенсификации процесса захолаживания различных криогенных систем широко проводятся исследования теплоотдачи при пленочном кипении с применением покрытий из пористых или низкотеплопроводных материалов. Так, например, в статье [138] представлены данные по кипению двуокиси углерода на поверхности медной трубки, покрытой пористым никелем. Зафиксированное в этой работе значительное возрастание коэффициента теплоотдачи при кипении на поверхности с покрытием по сравнению с коэффициентом теплоотдачи при кипении на гладкой поверхности объясняется тем, что наличие пор в материале поверхности нагрева приводит к разрушению ламинарного парового подслоя.

В работе [66] экспериментально установлен факт уменьшения толщины паровой пленки на трубке с низкотеплопроводным покрытием по сравнению с поверхностью без покрытия, что приводит к существенному увеличению коэффициента теплоотдачи в пленочной области кипения. Вопрос о влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплообмена при пленочном кипении и связанная с этим проблема интенсификации теплообмена путем нанесения на поверхность нагрева низкотеплопроводных покрытий являются чрезвычайно актуальными. Вместе с тем выполненные до настоящего времени исследования недостаточны для однозначного ответа на многие вопросы, возникающие при решении задачи о влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность пленочного кипения.

# 5-2. КИПЕНИЕ НА ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ НАГРЕВА

По аналогии с теорией для горизонтального цилиндра для расчета теплоотдачи при пленочном кипении на вертикальной поверхности Л. Бромли [242] предложил формулу

$$\alpha = C_1 \left[ \frac{\lambda^{\prime\prime 2} \rho^{\prime\prime} (\rho^{\prime} - \rho^{\prime\prime}) g r_{9 \Phi \Phi} c^{\prime\prime} \rho}{L \Delta T P r^{\prime\prime}} \right]^{1/4}$$
 (5-11)

или в безразмерной форме

$$Nu_L = C_2 Ra_I^{1/4}$$
. (5-12)

Однако автору ввиду отсутствия опытных данных не удалось провести сравнение с экспериментом и определить значения констант. Известен и ряд других решений тепловой задачи о ламинарной паровой пленке на вертикальной пластине, в том числе с учетом теплообмена излучением [116, 251] \*.

Опубликованные У. Сю и Д. Вествотером [354] данные по кипению органических жидкостей на вертикальных трубках высотой от 66 до 165 мм заметно расходятся с теоретическими предсказаниями Л. Бромли. Причина этого расхождения была установлена У. Ченгом [258].

У. Ченг [258] первым указал на аналогию между процессами свободной конвекции и пленочного кипения на вертикальной поверхности. Он предложил использовать при расчете теплоотдачи на невысоких поверхностях известную формулу для свободной конвекции

$$Nu_L = 0.72 (Gr * Pr *)^{1/4},$$
 (5-13)

в которой величина  $\beta$  в числе Грасгофа заменена на величину  $(\rho' - \rho'')/\rho''$ , а в числе Прандтля использован «эффективный коэффициент температуропроводности»

$$a^{\prime\prime}_{s\phi\phi} = \frac{\lambda^{\prime\prime}\Delta T}{2r\rho^{\prime\prime}} \qquad (5-14)$$

Формула (5-13), которая фактически сводится к формуле (5-12), справедлива для ламинарного режима течения в паровой пленке и гладкой поверхности раздела фаз. При увеличении высоты поверхности сверх критической, характеризующей развитие турбулентного течения, теплоотдача в верхней части может быть рассчитана по формуле

$$Nu_L = 0.234 (Gr*Pr*)^{1/3}$$
 (5-15)

или

$$Nu_L = 0.295 Ra_L^{1/3}$$
 (5-16)

Вместе с тем У. Ченгу не удалось определить величину критической высоты, соответствующей переходу к турбулентному режиму течения, и провести экспериментальную проверку своей теории ввиду отсутствия опытных данных.

У. Сю и Д. Вествотер [354] рассматривали модель, состоящую из ламинарного начального участка и участка, включающего ламинарный подслой и турбулентное ядро. Считая основным термическим сопротивлением сопротивление ламинарного подслоя и определяя его толщину из совместного решения уравнений движения и энергии, авторы получили следующее выражение для среднего по высоте коэффициента теплоотдачи:

$$Nu_{L} = Nu_{L_{\text{JAM}}} + \frac{1}{A} \left\{ \left[ \frac{2}{3} A (L - L_{\text{JAM}}) + \frac{1}{y^{2}_{\text{JAM}}} \right]^{3/2} - \frac{1}{y^{3}_{\text{JAM}}} \right\}, (5-17)$$

где A — сложная функция теплофизических свойств и режимных параметров;  $y_{\text{лам}}$  — толщина паровой пленки при переходе к турбулентному течению.

<sup>\*</sup> Как показали результаты работы [240], перенос теплоты излучением при пленочном кипении любых криогенных жидкостей при температуре поверхности нагрева приблизительно до 400 К не превышает 5% общего теплового потока, т. е. влияние теплового излучения в этом случае весьма незначительно (в особенности для гелия) и им можно пренебречь.

Уравнение (5-17) довольно громоздко и трудноприменимо для расчетов. Кроме того, видно, что коэффициент теплоотдачи, полученный из этого уравнения, является функцией высоты поверхности, что противоречит экспериментальным данным [11, 264, 303]. Авторы [354] на основе чисто гидродинамического подхода оценили также значение критического числа Рейнольдса

$$Re_{\kappa p} = \frac{wL_{\pi aM}}{v''} = 100,$$
 (5-18)

где w — максимальная скорость пара в сечении, находящемся на рас-

стоянии  $L_{\text{лам}}$  от нижнего среза.

Указанное значение  $R_{\rm kp}$  соответствует высоте ламинарного участка около 10 мм (для азота приблизительно 9 мм, воды примерно 25 мм при  $\Delta T$ = $2\Delta T_{\rm kp2}$ ). Следует отметить, что У. Сю и Д. Вествотер рассматривали паровую пленку с гладкой поверхностью раздела, в то время как в реальных условиях при наличии волнового движения переход к турбулентному течению происходит, очевидно, при меньших значениях числа  $R_{\rm e}$ .

Д. А. Лабунцов [102] выразил сомнение в правомерности применения двухслойной модели, используемой авторами [354], поскольку такая модель в большей степени соответствует гидродинамической картине, возникающей при течении в каналах, а не при наличии свободной поверхности раздела, характеризующейся пульсирующим, волновым движением. Автор работы [102] предложил для расчета теплоотдачи формулу

$$Nu_L = 0.25 [Ga Pr'' (\rho'/\rho'' - 1)]^{1/3},$$
 (5-19)

отличающуюся от формулы (5-16) лишь константой, скорректированной по экспериментальным данным, и отсутствием комплекса  $\left(\frac{r}{c''\rho^{\Delta T}} + 0.5\right)$ 

В работах [13, 14] авторы предлагают в качестве характерного размера выбирать не высоту поверхности нагрева, а толщину паровой пленки, которую они определили на основе собственных экспериментов [12] как

$$\delta = 26 \sqrt{\frac{q\eta''}{rg\rho'' (r'-\rho'')}}. \tag{5-20}$$

В этом случае опытные точки аппроксимируются следующими уравнениями:

$$Nu_{\delta} = 0.28 \left(Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''}\right)^{0.33}$$
 при  $10^4 < Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} < 1.4 \cdot 10^6$ ; (5-21)

$$Nu_{\delta} = 0.01 \left(Ga \frac{\rho' - \rho''}{\rho''}\right)^{0.57}$$
 при  $Ga \frac{\bar{r}' - \bar{r}''}{\rho''} > 1.4 \cdot 10^{6}$ . (5-22)

Проводя аналогию между процессами пленочного кипения и течения газа и жидкости в плоских каналах, эти авторы также получили аналитическое выражение для коэффициента теплоотдачи, которое весьма близко к соотношению (5-21). На рис. 5-2 приводится сравнение зависимостей (5-21) и (5-22) с данными разных исследователей для различных жидкостей, высот поверхностей нагрева и давлений.

Указанные зависимости справедливы при  ${\rm Re}_L = qL/r \rho'' \nu'' > 500$ , когда перестает сказываться влияние начального ламинарного участка.

Кинематографическое исследование процесса, проведенное в работе [76], с одной стороны, подтвердило аналогию между пленочным

кипением и завихренным движением газа в щели, т. е. справедливость общего подхода авторов работ [14, 102, 258]. Однако, с другой стороны, оказалось, что толщина паровой пленки зависит от высоты поверхности нагрева, причем о $\sim L^{*/3}$ , что противоречит формуле (5-20), где  $\delta \neq f(L)$ . Выбор общей толщины паровой пленки в качестве характерного размера не является оправданным, поскольку определяющим термическим сопротивлением, как указано в той же работе [14], является ламинарный подслой, составляющий весьма малую часть общей толщины пленки. Кроме того, выбор в формулах (5-21) и (5-22) температуры насыщения в качестве определяющей температуры не учитывает измененения физических свойств пара по толщине пленки, что при высоких

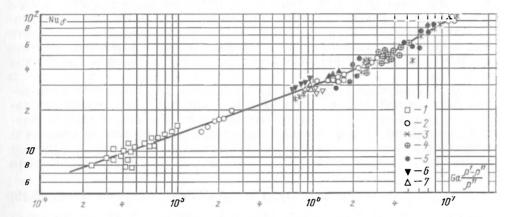


Рис. 5-2. Обобщение экспериментальных данных по пленочному кипению на вертикальных поверхностях [13, 14]. I — метиловый спирт; 2 — ССІ4; 3 — этиловый спирт; 4 — бензол; 5 — этиловый спирт; p =  $1.91 \cdot 10^5$  Па; 6 — этиловый спирт, p =  $5.06 \cdot 10^5$  Па; 7 — этиловый спирт, p =  $10.13 \cdot 10^5$  Па; сплошная линия — уравнения (5-21) и (5-22).

температурных напорах может внести заметную ошибку в расчеты. Отмеченные обстоятельства, естественно, вызывают сомнения в право-

мерности обобщений, проведенных в [13 и 14].

В последние годы появились работы [165, 280], в которых рассматривается влияние колебаний границы раздела пар — жидкость на интенсивность теплоотдачи при пленочном кипении на вертикальной поверхности. Так, авторы работы [165] проводили определение местной плотности теплового потока при кипении азота стационарным и нестационарным методами и пришли к следующим выводам:

1) зависимость величины q от высоты поверхности нагрева при развитом турбулентном движении изменяется не монотонно, а проходит

через минимум на начальном участке;

2) закон волнового движения поверхности раздела фаз отличен от синусоидального;

3) амплитуда поверхностных волн возрастает с увеличением вы-

соты; 4) изменение q по высоте не может быть описано ни ламинарной [242], ни турбулентной [354] моделями с гладкой поверхностью разде-

Авторы работы [165] провели аналитическое исследование процесса с помощью ЭЦВМ, позволившее записать член, учитывающий интен-188

сификацию теплоотдачи за счет волнообразования на поверхности, в следующем виде:

 $C = 0.548 \,\mathrm{Re}_{r}^{0.167}$  (5-23)

Полученный результат говорит о том, что уровень теплообмена при пленочном кипении на вертикальной поверхности в значительной мере зависит от колебаний границы раздела пар — жидкость.

Отметим, что вывод 2 авторов [165] противоречит результатам работы [76], а вывод 1 вообще не согласуется ни с одной известной

работой (например, [11, 264, 303]).

Помимо рассмотренной работы [165], локальная плотность теплового потока при пленочном кипении азота измерялась также авторами [472] на поверхности нагрева больщей длины (250 мм). Результаты [472] находятся в полном противоречии с опытными данными работы [165] — местные коэффициенты теплоотдачи и температурные напоры изменяются соответственно пропорционально  $L^{-1/4}$  и  $L^{1/4}$ . т. е. описываются уравнением Л. Бромли для ламинарной паровой пленки. Этот вывод следует признать ошибочным, поскольку даже верхний предел длины ламинарного участка не превышает 9 мм, что значительно меньше высоты поверхности, использованной авторами работы [472].

## 5-3. КИПЕНИЕ НА СФЕРАХ

Т. Мерт и Д. Кларк [128] представили данные по кипению азота на поверхности медных сфер диаметрами 12,7 и 25,4 мм при нормальной и пониженной силе тяжести. Коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении в диапазоне  $0.01 < g/g_{\rm H} < 1$  оказался пропорциональным  $(g/g_{\rm H})^{1/3}$ , а изменение диаметра сферы не оказывало заметного влияния на интенсивность теплоотдачи. Это дало основание Т. Мерту и Д. Кларку представить уравнение подобия в виде, который обычно применяется при описании турбулентной свободной конвекции, т. е.

$$Nu_D = 0.15Ra_D^{1/3}$$
. (5-24)

Сравнивая зависимость (5-24) с соотношением Л. Бромли (5-2), авторы пришли к выводу, что турбулентный режим развивается при значениях  $Ra_D > 5 \cdot 10^7$ .

Т. Фредеркинг и Д. Кларк [311] теоретически рассмотрели теплоотдачу в случае кипения на сфере при наличии ламинарной пленки пара с гладкой поверхностью раздела фаз. Как и следовало ожидать, конечный результат, записанный в безразмерном виде, отличается от формулы (5-2) лишь значением численной константы

$$Nu_D = 0.59 Ra_D^{1/4}. (5-25)$$

При выводе соотношения (5-25) авторы работы [311] не учитывали влияния инерционного члена в уравнении движения, в то время как в [34] показано, что отношение коэффициентов теплоотдачи, полученных в результате учета только вязкостных и только инерционных сил, может быть около единицы. Действительно,

$$\frac{Nu_D^{\mu}}{Nu_D^{\ell}} = 0.63 \left[ Pr'' \left( \frac{r}{c''_{\rho} \Delta T} + 0.5 \right) \right]^{-0.25}$$
 (5-26)

Кроме того, результаты расчета по уравнению (5-25) не согласуются с экспериментальными данными [128], вследствие чего авторы ра-

боты [311] пришли к выводу, что при пленочном кипении на сфере больших размеров следует применять выражение, аналогичное уравнечию (5.24)

Позднее, в работе [309], были опубликованы данные по кипению азота и гелия на сферах диаметрами 6,35 и 9,53 мм. Оказалось, что при значениях числа  $Ra_D < 5 \cdot 10^7$  экспериментальные данные по гелию хорошо согласуются с данными расчета по формуле (5-25) с числовым коэффициентом, равным 0,67, т. е. можно предполагать существование ламинарного режима течения в паровой пленке. Сделанные авторами [309] фотографии процесса позволяют считать, что при кипении азота даже на сфере минимального размера развивается турбулентный режим, причем средние значения толщины паровой пленки значительно превышают значения, рассчитанные по уравнению (5-25).

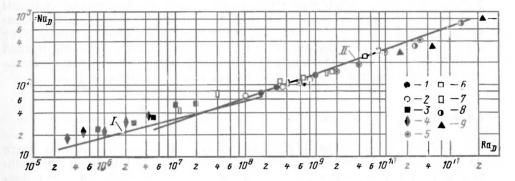


Рис. 5-3. Обобщение экспериментальных данных по пленочному кипению на сферических поверхностях.

[309]: I — азот, d — 9,53 мм; 2 — азот, d — 6,35 мм; 3 — гелий, d — 9,53 мм; 4 — гелий, d — 6,35 мм; [86]: 5 — азот, d — 25,4 мм; 6 — азот, d — 12,7 мм; 7 — азот, d — 6,35 мм; [18]; 8 — вода, d — 59,7 мм; [133]: 9 — азот, d — 76,2 мм; I — по уравнению (5-25); II — (5-24).

Экспериментальные данные по пленочному кипению азота при давлениях приблизительно 1,01·10<sup>5</sup>; 3,04·10<sup>5</sup> и 5,1·10<sup>5</sup> Па на сферах диаметрами 6,35; 12,7; 25,4 и 76,2 мм можно найти также в работах [86, 133]. Сопоставление некоторых опытных данных с соотношениями (5-24) и (5-25) приведено на рис. 5-3.

Очевидно, что при малых диаметрах сферы должно наблюдаться влияние кривизны теплоотдающей поверхности на интенсивность теплоотдачи. На этот факт обратили внимание авторы работы [342], изучавшие кипение азота на сферах диаметром: от 0,397 до 12,7 мм. Оказалось, что при значениях числа Bo<30 имеется существенное расхождение между экспериментальными данными и асимптотическим решением Фредеркинга — Кларка (5-25). Авторы [342] представили теоретическое интерполяционное соотношение для сферических поверхностей нагрева, аналогичное соотношению Брина — Вествотера (5-4) для горизонтальных цилиндров:

$$Nu_{D} = 2 + \frac{1}{4} \left[ \frac{-2 \operatorname{Ra}_{D} G (Bo)}{3} \right]^{1/4} + \left[ 0,177 \left( \operatorname{Ra}_{D} \sqrt{Bo} \right)^{1/4} + \operatorname{cosec} \theta \right] \times \times (1 + \cos \theta), \tag{5-27}$$

где G (Bo) — некоторая функция числа Bo;  $\theta$  — угол, характеризующий часть поверхности, занятую гладкой паровой пленкой.

190

Это соотношение получено для ламинарного режима течения в паровой пленке, и поэтому его применение для обобщения данных по кипению на больших сферах, например, в работе [133] вызывает возражение. В то же время асимптотический вариант формулы (5-27) для малых значений числа Во, очевидно, соответствует реальной картине процесса, т. е. при  $\mathrm{Bo}\!<\!30$ 

$$\operatorname{Nu}_{D} = 3 + (\operatorname{Ra}_{D} \operatorname{Bo}^{1/2})^{1/4} \left( \frac{\overline{0.71}}{\operatorname{Bo}^{1/8}} + 0.177 \right)$$
 (5-28)

# **5-4.** ТЕПЛООТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ НА ПЛОСКИХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ НАГРЕВА

В уже упомянутой статье [258] У. Ченг, предполагая аналогию между процессами свободной конвекции и пленочного кипения на горизонтальной пластине, получил следующее соотношение для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = \lambda'' \left[ \frac{g(\rho' - \rho'')}{8\pi^2 \eta'' a''_{9\Phi\Phi}} \right]^{1/3}$$
 (5-29)

или

$$Nu_{I_{KP}} = 0,295 Ra_{I_{KP}}^{1/3},$$
 (5-30)

где «эффективный коэффициент температуропроводности»  $a''_{Эфф}$  рассчитывается по формуле (5-14). В своем анализе У. Ченг рассматривал горизонтальный слой пара, периодически разрушающийся под влиянием образующихся на его поверхности стоячих волн. Действительная физическая картина пленочного кипения на горизонтальной поверхности была выявлена в более поздних работах [185, 380].

П. Беренсон [9] в своем анализе использовал теорию неустойчивости Тейлора, считая нестабильность поверхности раздела фаз единственной причиной образования пузырей. Основные допущения, сделанные автором:

1) течение пара в пленке ламинарное; 2) расстояния между пузырями, располагающимися по вершинам квадратных ячеек, равны  $l_D$ ; 3) в каждой ячейке одновременно образуются два пузыря; 4) расстояния между пузырями не зависят ни от толщины пленки, ни от скорости пара.

Условие 3 кажется весьма искусственным, а последнее условие налагает существенные ограничения на область применения теории, поскольку строго выполняется лишь при тепловых потоках, близких к минимальным. Итоговое выражение, полученное  $\Pi$ . Беренсоном, отличается от уравнения  $\Pi$ . Бромли численной константой и характерным размером, в качестве которого выбирается величина  $\sqrt{\frac{1}{g}(p'-p'')}$ 

$$\alpha = 0.425 \left[ \frac{\lambda^{\prime\prime} \, {}^{3}r_{s\phi}\rho^{\prime\prime} \, (\rho^{\prime} - \rho^{\prime\prime})}{\pi^{\prime\prime} \, \Delta T \sqrt{\frac{\sigma}{g \, (\rho^{\prime} - \rho^{\prime\prime})}}} \right]^{1/4}$$
 (5-31)

или в безразмерном виде

$$Nu_{I_{KD}} = 0,672 Ra_{I_{KD}}^{1/4}. (5-32)$$

Здесь в качестве определяющего выбран размер критической длины волны неустойчивости по Тейлору

$$I_{\kappa\rho} = 2\pi \sqrt[p]{\frac{\sigma}{g'(r'-\rho'')}}.$$
 (5-33)

Е. Рукенштейн [463] пытается учесть процесс роста парового пузыря за счет подвода пара в отличие от модели П. Беренсона, в которой пузыри растут только за счет нестабильности поверхности раздела. В результате получается соотношение, отличающееся от соотношения (5-31) лишь величиной численной константы, которая в свою

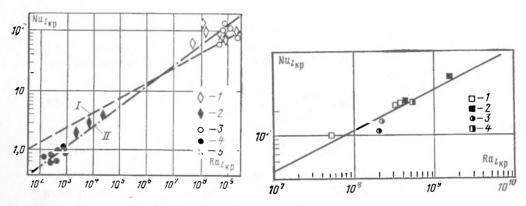


Рис. 5-4. Сравнение расчетных соотношений с экспериментальными данными по пленочному кипению на горизонтальной поверхности [314]. I— аэот; 2— гелий; 3— вода; 4— фреон; 5—  $CCl_4$ ; I— по уравнению (5·32); II— (5·34).

Рис. 5-5. Обобщение экспериментальных данных по пленочному кипению азота на горизонтальной пластине при различных давлениях и величинах  $\eta = g/g_{\pi}$  [86].  $I-p=1,01\cdot 10^5$  Па,  $\eta=1;\ 2-p=1,01\cdot 10^5$  Па,  $\eta=0,16;\ сплошная линия— по уравнению (5-35).$ 

очередь является функцией начального и конечного радиусов парового пузыря, а также наиболее вероятной длины волны. К сожалению, не все эти величины могут быть определены в настоящее время и поэтому значение константы не может быть вычислено достаточно точно. Следовательно, формулу Е. Рукенштейна нельзя рекомендовать для количественных оценок.

Е. Хослер и Д. Вествотер [185] провели экспериментальное исследование кипения воды и фреона-11 на горизонтальной плите больших размеров ( $203 \times 203$  мм) с целью проверки соотношений У. Ченга и П. Беренсона [9, 258]. Ввиду существенного разброса данных (более 100% для воды) можно не согласиться с точкой зрения авторов, считающих свои опытные данные подтверждением теории П. Беренсона. На наш взгляд, значительно больший интерес представляют данные кинематографического исследования [185]. Они показали, что кипение на плоских нагревателях в отличие от кипения на горизонтальных цилиндрах носит непериодический характер, среднее расстояние между пузырями равно наиболее вероятной длине волны, отрывной диаметр пузырей составляет примерно  $\frac{3}{4} l_D$  (это значение, возможно, не является точным, поскольку киносъемка производилась сверху и точное 192

определение момента отрыва весьма затруднительној, все это дает

основания считать применение теории Тейлора оправданным. К подобным выводам пришли и авторы [380], изучавшие кипение фреона-113 на поверхности сплющенных трубок различной ширины. Наблюдаемая непериодичность процесса связывается с наличием турбулентного движения в паровой пленке, что, на наш взгляд, ставит под сомнение возможность использования формулы (5-32), полученной для ламинарного режима. Авторы работы [380] впервые обратили внимание на то, что интенсивность теплообмена зависит от размера поверхности нагрева, однако обобщения данных не проводилось.

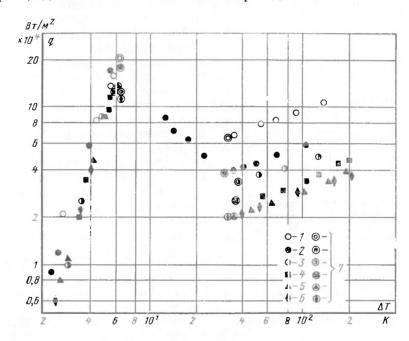


Рис. 5-6. Влияние размера горизонтально расположенного торца медного стержня на теплоотдачу при кипении азота [89]. I-d=8 мм,  $\lambda=257$  Вт/(м·K); 2-12 мм,  $\lambda=292$  Вт/(м·K); 3-18 мм,  $\lambda=200$  Вт/(м·K); 4-22 мм,  $\lambda=200$  Вт/(м·K); 5-28 мм,  $\lambda=200$  Вт/(м·K); 6-36 мм,  $\lambda=200$  Вт/(м·K); 7- соответствует кризисам кипения. Обработка поверхности по 6-му классу чистоты,  $\kappa_*=7$  мкм.

Кипение азота на плоской поверхности размером  $25{ imes}89$  мм изучалось в работе [469], авторы которой также высказывают предположение о зависимости интенсивности теплообмена от размера поверхности при приближении последнего к величине критической длины волны. Т. Фредеркинг с сотрудниками [314] представил полученные нестационарным методом данные по кипению гелия и азота на горизонтальной поверхности диаметром 4,8 мм. Анализируя эти результаты, а также данные [185 и 220], авторы пришли к выводу о необходимости использования соотношения (рис. 5-4)

$$Nu_{I_{Kp}} = 0.20 Ra_{I_{Kp}}^{1/3}$$
 (5-34)

по форме аналогичное уравнению У. Ченга (5-30). Однако большой разброс данных в области высоких значений  $\mathrm{Ra}_{l_{\mathbf{K}p}}$  не позволяет однозначно определить, какое из имеющихся соотношений предпочтительнее.

Еще одно соотношение было предложено Д. Кларком [86] для описания экспериментальных данных по кипению азота на пластине диаметром 76,2 мм при нормальной и пониженной силе тяжести. Как видно из рис. 5-5, опытные данные достаточно хорошо обобщаются зависимостью

$$Nu_{l_{Kp}} = 0.012 Ra_{l_{Kp}}^{1/2}$$
 (5-35)

Автором [89], исследовавшим теплоотдачу при кипении азота, по-казано (рис. 5-6 и 5-7), что в определенном диапазоне изменения раз-

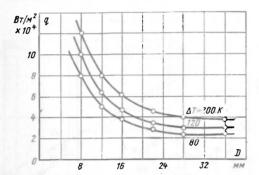


Рис. 5-7. Влияние размера горизонтальной медной поверхности на теплоотдачу при кипении азота при различных  $\Delta T$  [89]. Обработка поверхности по 6-му классу чистоты,  $R_*$ -7 мкм.

меров горизонтальной поверхности нагрева с увеличением диаметра последней интенсивность теплообмена в переходной и особенно пленочной области заметно снижается. За исключением уже упоминавшейся работы [380], нам неизвестны другие публикации, в которых содержатся данные по зависимости интенсивности теплоотдачи при кипении от размера горизонтальной поверхности. Результаты исследования [71, 89] показали, что зона автомодельности процесса кипения от диаметра горизонтальной поверхности наступает при значениях D = 22 - 28 мм. Умень-

шение плотности теплового потока в пленочной области кипения с увеличением размера поверхности объясняется изменением характера волнового движения поверхности раздела фаз пар — жидкость; в переходной области влияние размера поверхности соответствует вкладу составляющей пленочного кипения в общий тепловой поток и быстро уменьшается по мере приближения к первому кризису, полностью исчезая в пузырьковой области.

Полученные данные по пленочному кипению азота и гелия на плоских горизонтальных поверхностях, а также данные других исследователей [264, 283, 469] обрабатывались автором [89] в виде уравнения подобия  $N\mathbf{u} = f(\mathbf{R}\mathbf{a})$ , где в качестве характерного размера выбиралась критическая длина волны тейлоровской неустойчивости поверхности раздела фаз пар — жидкость. Необходимо отметить, что исследование таких различных жидкостей, как азот и гелий, впервые позволило в одной работе охватить весьма широкий (от  $2 \cdot 10^4$  до  $1 \cdot 10^9$ ) диапазон изменения модифицированных чисел Релея, определяющих режим течения в паровой пленке.

Как следует из рис. 5-8, при значениях  $Re_{I_{\rm KC}} < 5\cdot 10^7$  опытные данные удовл етеорительно описываются уравнением 11. Беренсона (5-32), полученным для случая ламинарного движения в паровой пленке, а при  $Ra_{I_{\rm KD}} > 5\cdot 10^7$  — эмпирическим соотношением Д. Кларка (5-35), для турбулентного режима течения. Теоретическое соотношение У. Ченга (5-30), полученное на основе аналогии между процессами пленочного кипения и свободной конвекции у горизонтальной пластины, в области малых чисел  $Ra_{I_{\rm KD}}$  дает несколько завышенные, а в области больших чисел  $Ra_{I_{\rm KD}}$  зани-

женные по сравнению с экспериментальными значения безразмерного коэффициента теплоотдачи.

Полученные в работе [89] результаты по пленочному кипению на поверхностях максимального размера (d=8 мм для гелия, d=28 и 36 мм для азота) хорошо согласуются с данными [283] по пленочному кипению гелия и азота на горизонтальных дисках диаметрами 15,2 и 76,2 мм соответственно. Однако опытные данные, относящиеся к поверхностям малого размера, обнаруживают заметное расхождение со

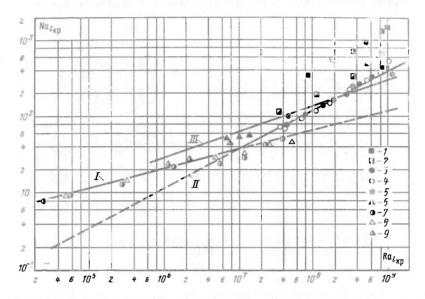


Рис. 5-8. Обобщение экспериментальных данных по пленочному кипению криогенных жидкостей на горизонтальных пластинах.

Азот [89]: I-d=8 мм; 2-16 мм; 3-28 мм; 4-36 мм; [86]: 5-76,2 мм; [469];  $6-25,4\times89$  мм. Гелий [89]: 7-8 мм; [283]: 8-15,2 мм. Водород [264]:  $9-25,4\times559$  мм; I- по уравнению Беренсона (5-32); II- по уравнению Кларка (5-35): III- по уравнению Ченга (5-30).

всеми известными зависимостями (рис. 5-8). Автором работы [89] в расчетное соотношение для коэффициента теплоотдачи введена безразмерная величина, учитывающая влияние размера горизонтальной поверхности. Так как при кипении на поверхности характерным размером является, по-видимому, величина  $l_{\rm KP}(l_{\rm D})$ . то безразмерной величиной, по мнению автора работы [89], может служить отношение  $D/l_{\rm KP}$ . Опытные данные для поверхностей нагрева малых размеров удовлетворительно описываются зависимостями:

$$Nu_{I_{Kp}} = 3.8 \left( \frac{I_{Kp}}{D} \right) Nu_{I_{Kp}}^{o}$$
 (5-36)

 $Nu_{t_{KP}} = 3.4 \left( \frac{t_{KP}}{D} \right) Nu_{t_{KP}}^{\alpha}, \qquad (5-37)$ 

где  $Nu_{l_{\rm kp}}^{\infty} = C\,Ra_{l_{\rm kp}}^{1/2}$  — безразмерный коэффициент теплоотдачи для больших поверхностей.

Формулы (5-36) н (5-37) относятся соответственно к круглой и прямоугольной поверхностям нагрева.

195

13\*

Точки пересечения кривых, рассчитанных по уравнениям (5-36) в (5-37), с асимитотическим вариантом зависимости  $\overline{\text{Nu}}_{\text{кр}} = \overline{\text{Cka}}_{\text{кр}}^{\text{гр}}$  определяют границы зоны автомодельности интенсивности теплоотдачи относительно размера горизонтальной поверхности различной конфигурации. Значения  $D/l_{\text{кр}}$ , определенные таким образом, равны приблизительно 3,8 для круглой и 3,4 для прямоугольной поверхностей нагрева. Повидимому, независимость интенсивности теплоотдачи от размера горизонтальной поверхности в области больших диаметров связана с нали-

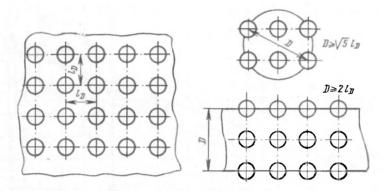


Рис. 5-9. Распределение генерирующих пар ячеек на горизонтальной поверхности нагрева [89].

чием двумерного движения поверхности раздела фаз пар — жидкость. В самом деле, плотность теплового потока в основном определяется значениями отрывных диаметров паровых пузырей и расстояниями между ними, а обе эти величины пропорциональны  $l_D$ , которая в условиях двумерного движения не является функцией размера поверхности. В то же время в области малых диаметров условие двумерности не выполняется, так как для его соблюдения на поверхности нагрева должны располагаться по крайней мере два взаимно перпендикулярных ряда ячеек, генерирующих пар. Как показывают результаты кинематографического исследования [185, 380], такой подход вполне приемлем, по крайней мере, в области не слишком высоких значений температурных напоров  $\Delta T$ .

Анализ распределения ячеек, генерирующих пар, на поверхностях бесконечных и ограниченных размеров (рис. 5-9) позволил автору [89] получить условие перехода к завершенному двумерному движению поверхности раздела, которое может быть записано

для круглых поверхностей:

$$D \geqslant \sqrt{(2l_D)^2 + l_D^2} = \sqrt{5} l_D \tag{5-38}$$

или

$$\frac{D}{\iota_{\mathsf{Kp}}} = \sqrt{15} \approx 3,88; \tag{5-38a}$$

для прямоугольных поверхностей (D — ширина):

$$D \geqslant 2l_D \tag{5-39}$$

$$\frac{D}{I_{\rm Kp}} = 2 \ V \ 3 \approx 3,46. \tag{5-39a}$$

Полученные на основе этого весьма приближенного анализа значения  $D/l_{
m kp}$ , определяющие границу зоны автомодельности, с высокой точностью совпадают со значениями  $D/l_{
m kp}$ , полученными в результате обработки экспериментальных данных по кипению азота [89] и фреона [380] на прямоугольной пластине. Таким образом, рассмотренная картина процесса, очевидно, правильно объясняет наличие зоны автомодельности коэффициента теплоотдачи от размера горизонтальной поверхности.

Авторы работы [391] рассмотрели трехмерную задачу о колебаниях поверхности раздела, вызываемых ростом и отрывом паровой фазы. Поскольку на решение не было наложено ограничений по толщине паровой пленки, как это делалось, например, в [9], то представленный анализ, по мнению авторов работы [391], справедлив во всем диапазоне температур пленочного кипения. В конечном итоге было получено соотношение вида

$$St = 75,9Re^{-0.915},$$
 (5-40)

где

$$St = \frac{r}{c''_p \Delta T}; \quad \text{Re} = \frac{V_2 \ l_D \ q}{4\eta''_r} \cdot$$

Приводя уравнение (5-40) к виду Nu = f(Ra), получим:

$$Nu_{I_{KD}} = 258 \operatorname{Pr}'' \left( \frac{r}{c''_{0}\Delta T} \right)^{-0.00} \cdot \tag{5-41}$$

 ${
m Nu}_{I_{
m KP}}$  = 258 Pr"  $\left(\frac{r}{c^{\prime\prime}_{
ho}\Delta T}\right)^{-0.00}$  · (5-41) Принимая во внимание, что авторы работы [391] рекомендуют выбирать в качестве определяющей температуру насыщения, нетрудно убедиться, что формула (5-41) дает практически постоянное значение числа Nи в широком диапазоне изменения  $\Delta T$ . Вероятно, подобный результат обусловлен тем обстоятельством, что для построения уравнения подобия (5-40) использовались опытные данные либо с неясно выраженной зависимостью  $\alpha$  от  $\Delta T$  [185], либо охватывающие узкий диапазон изменения  $\Delta T$ , где  $\alpha \approx \text{const} [220]$ .

Влияние материала поверхности нагрева на теплоотдачу при пленочном кипении фреона-113 отмечено в [168]. Кипение осуществлялось на медном диске диаметром 42 мм с нанесенными покрытиями из клся, эмали или окислов толщиной от 0,005 до 1,65 мм, причем во всех случаях отмечалось существенное (до 200%) увеличение коэффициента теплоотдачи. Такой факт не может быть объяснен в настоящее время с позиций существующих теорий, и, естественно, ни в одно из известных соотношений не входят характеристики теплоотдающей поверхности. Согласно выводам работы [66], выполненной тем же коллективном авторов, что и [168], интенсификация теплообмена при нанесении малотеплопроводного покрытия вызывается уменьшением толщины паровой пленки. Исследования автора работы [89] по пленочному кипению азота на поверхностях нагрева, изготовленных из различных металлов, позволяют сделать вывод, что теплофизические свойства материала поверхности нагрева не оказывают влияние на интенсивность теплоотдачи, на которое указано в работах [66, 168, 246]. Вероятно, зависимость интенсивности теплоотдачи начинает сказываться в области значений величины у лео меньших, чем те, которые достигались в экспериментах [89], а также в опытах [136, 220], качественно

согласующихся с данными [89].

Согласно опытным данным [89] теплоотдача при пленочном кипении не зависит от шероховатости поверхности нагрева, если толщина ламинарной паровой пленки, которая может быть оценена как

$$\delta_{n,n} = \frac{\lambda''}{q} \Delta T, \tag{5-42}$$

превышает размеры микронеровностей поверхности. Этот вывод находится в полном соответствии с результатами исследований. проведенных как на обычных [220], так н на криогенных [64] жидкостях.

#### Глава шестая

#### КИПЕНИЕ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Первыми исследователями, которые указали на существование переходной области, были Т. Дрю и Э. Мюллер [292], предположившие наличие между кризисами кипения области, механизм теплообмена в которой отличен и от пузырькового, и от пленочного режимов.

Л. Бромли [242], ссылаясь на данные работы [468], пришел к выводу, что в переходной области кипения сказывается влияние контактов жидкости с поверхностью нагрева, исчезающее при достижении пле-

ночной области.

Однако Д. Вествотер и Д. Сантанджело [501], проведя кинематографическое исследование процесса кипения в указанной области, не обнаружили контактов жидкости с твердым телом. По мнению авторов [501] жидкость, устремляющаяся к поверхности в местах прорыва паровой пленки, резко вскипает, не достигая ее. Отмечались также нерегулярность и взрывообразность процесса, а также существование вихревого движения паровой пленки. Ряд исследователей, в том числе автор [50], высказали мнение, что частота киносъемки (примерно 4×  $\times 10^3$  1/c), примененная в [501], была недостаточной, чтобы обнаружить контакт жидкости с твердой стенкой. Тем не менее, основываясь на данных эксперимента [501], Н. Зубер и М. Трайбус (510) предложили гидродинамическую теорию переходного кипения, основанную на анализе тейлоровской неустойчивости поверхности раздела фаз и дополненную учетом относительных скоростей движения жидкости и пара. Как известно, теория Тейлора относится к малым, по сравнению с толщиной паровой пленки, величинам возмущений поверхности раздела и поэтому не принимает во внимание возможность контакта жидкости с твердой поверхностью.

П. Беренсон [220] провел обширное исследование по кипению плентана на поверхностях нагрева, имеющих различные теплофизические характеристики, чистоту обработки и степень загрязнения. На значительное увеличение теплоотдачи при наличии оксидных пленок указывается и в статье [48]. Основываясь на том, что характеристики поверхности нагрева существенно влияют на интенсивность теплообмена, автор [220] пришел к выводу, что механизм переходного кипения определяется существованием пузырькового и пленочного режимов кипения, попеременно сменяющих друг друга в произвольных точках поверхности.

Для расчета теплоотдачи в переходной области П. Беренсон рекомендует на графике, построенном в логарифмических координатах, соединять прямой линией точки, соответствующие первому и второму кризисам кипения. Несколько позже Д. Кларк [86] предложил использовать с той же целью «плавную линию», имеющую нулевой наклон в точках, соответствующих максимальной и минимальной плотностям тепловых потоков. Ю. П. Денисов [48] описывает свои экспериментальные данные в переходной области кипения формулой

$$\frac{q}{q_{\rm KPI}} = \frac{\Delta T_{\rm KPI} - \Delta T_{\rm 3K}}{\Delta T - \Delta T_{\rm 3K}}.$$
 (6-1)

С. Бэнкоф и В. Мера [216] предложили теорию переходного кипения, согласно которой весь тепловой поток передается за счет нестационарной теплопроводности от твердой стенки к жидкости за время контактов между ними. Используя известное решение для приведенных в соприкосновение полуограниченных массивов [75], авторы работы [216] получили выражение:

$$q = 2\lambda' \Delta T' \left(\frac{\tau_{\kappa}}{\pi a'}\right)^{1/2} f_{\kappa}, \tag{6-2}$$

где

$$\Delta T' = \frac{\Delta T}{1 + \left[\frac{\rho' c' \rho \lambda'}{\rho c \lambda}\right]^{1/2}}$$
 (6-3)

Поскольку частота  $f_{\kappa}$  и продолжительность  $\tau_{\kappa}$  контактов являются неизвестными величинами, то авторам [216] не удалось провести сравнение своей теории с экспериментальными данными.

Т. Аоки и Д. Велти [210] произвели определение величин  $f_{\mathbf{k}}$  и  $\tau_{\mathbf{k}}$  при кипении n-пентана на горизонтальной медной поверхности. Отметим, что экспериментальные значения  $f_{\mathbf{k}}$  примерно на порядок отличаются от рекомендованных авторами работы [216] значений, вычисленных согласно теории Н. Зубера и М. Трайбуса [510], в которой  $f_{\mathbf{k}}$  трактуется как частота колебаний поверхности паровой пленки. Это расхождение легко объяснимо, так как не каждое колебание поверхности раздела приводит к контакту с твердой поверхностью. Весьма интересным результатом работы [210] является вывод о постоянстве  $\tau_{\mathbf{k}}$  во всем интервале температур переходного кипения. Позднее аналогичные данные были получены в работе [376]. Сравнение экспериментальных данных с теорией С. Бэнкофа и В. Мера привело авторов [210] к выводу, что, хотя нестационарная теплопроводность и является основным механизмом переноса теплоты, то при приближении к первому кризису вклад составляющей пузырькового кипения становится более существенным.

Переходное кипение воды на вертикальных медных трубках изучали С. Ищигаи и Т. Куно [357]. Качественно их опытные данные, полученные на поверхностях разной шероховатости, согласуются с результатами [220]. Однако в противоположность данным П. Беренсона, по мнению авторов [357], следует ожидать исчезновения влияния чистоты обработки в верхней (по температуре) части переходной области. Указанным исследователям удалось, сопоставляя зависимости температуры и докального паросодержания в одной и той же точке поверхности, непосредственно показать наличие нерегулярных контактов жидкости с поверхностью нагрева в области переходного кипения.

ции температуры в различных точках плоской горизонтальной поверхности, также пришел к выводу, что механизм теплоотдачи в переходной области тесно связан с наличием контактов жидкости с твердым телом. Авторы работы [432], указывая на сильное влияние загрязнений на интенсивность теплоотдачи, целиком относят его за счет изменения контактного угла смачивания жидкости с поверхностью. С последним утверждением нельзя согласиться, так как влияние покрытия отмечается и при кипении криогенных жидкостей, хорошо смачивающих любые поверхности нагрева, например в работе [72]. В отличие от [357], в работах [432] и [380] авторы представили данные по флуктуациям температуры поверхности в полном диапазоне температур переходного кипения; при этом максимальная амплитуда колебаний температуры имеет место в средней части переходной области, затем убывает до нуля еще при  $\Delta T < \Delta T_{\text{кp2}}$ . Кроме того, только в одной работе [380] указывается на влияние размера поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи в переходной области.

У. Като и С. Йокоя в работе [377] развивают мысль о том, что механизм переходного кипения аналогичен механизму наступления кризиса пузырькового кипения при высоких плотностях тепловых потоков. По мнению авторов, причиной последнего является высыхание жидкой пленки под паровой массой, блокирующей поверхность теплообмена. Считая период отвода паровой массы постоянным, можно получить:

$$q = q_{\text{KPI}} \frac{\delta_{0}(q)}{\delta_{0}(q_{\text{KPI}})}, \qquad (6-4)$$

где  $\delta_0(q)$  и  $\delta_0(q_{\rm kp1})$  — толщина пленки жидкости соответственно при значении плотности теплового потока q и  $q_{\rm kp1}$ .

Толщину пленки жидкости  $\delta_0$  рекомендуется определять по эмпирической зависимости Р. Гертнера и Д. Вествотера [29, 319]:

$$\delta_{0} = \delta_{*} \left(\frac{g_{*}}{q}\right)^{1,5}, \tag{6-5}$$

где  $\delta_*$ =0,133 мм, а  $q_*$ =106 Вт/м².

В более поздней работе У. Като с сотрудниками [378] формула (6-4), полученная для горизонтальной поверхности, распространяется на плоские поверхности произвольной ориентации. Однако проведенное сравнение результатов расчета по формуле (6-4) с экспериментальными данными показало наличие существенного расхождения, которое объясняется тем, что пузырьковое кипение имеет место не только в слое толщиной  $\delta_0(q)$ , но и в местах разрыва паровой пленки при контактах жидкости с поверхностью. Механизм переходного кипения, предлагаемый в работах [377, 378, 379], очевидно, должен распространяться лишь на область, прилегающую непосредственно к первому кризису. Необходимо заметить, что выявление особенностей переходного кипения в околокритической области стало возможным благодаря применению довольно оригинальной организации самого процесса кипения, позволившей получать устойчивые режимы для любых величин тепловых потоков. Паровой обогрев, как показано в [386, 387], не дает возможности проводить исследования во всем диапазоне температур переходного кипения.

Авторы работы [355] производили измерение локального паросодержания на различной высоте от поверхности нагрева при кипении воды на плоской горизонтальной поверхности. В этой работе показано, 200 что в нижней (по температуре) части переходной области механизм теплообмена является таким же, как и при околокритических тепловых нагрузках в пузырьковой области, и само наступление кризиса связано с уменьшением доли поверхности, занятой слоем жидкости. В соответствии с этим авторы [355] предложили следующую классификацию областей кипения (см. рис. В-1):

I — собственно пузырьковая область;

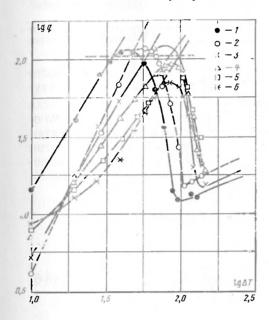


Рис. 6-1. Кипение азота на трубках с фторопластовым покрытием [136]. 1, 2, 3, 4, 5, 6 — соответственно  $\delta_{\text{покр}}$ =30; 40; 50; 90; 120; 140 мкм.

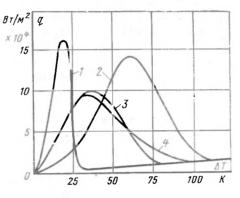


Рис. 6-2. Кипение азота на поверхности шаров и вертикальных трубок, изго-[136]. / — медь; 2 — фторопласт; 3 — сталь; 4 — ти-

II — область, где начинает сказываться высыхание слоя жидкости под паровыми пузырями;

III — область, теплообмен в которой определяется наличием неустойчивой (до  $\Delta T_{\text{кр2}}$ ) либо устойчивой паровой пленки.

Исследование переходного кипения криогенных жидкостей в условиях нестационарного охлаждения было проведено в [72, 136, 375, 376].

Плотность теплового потока в переходной области оказывается существенно зависящей от материала поверхности нагрева (ранее подобные результаты были получены при использовании стационарного метода исследования [220]), а также от толщины низкотеплопроводного покрытия (рис. 6-1 и 6-2).

Известно несколько способов организации переходного кипения в стационарных условиях:

условиях:
1) обогрев с помощью конденсирующегося пара или другого промежуточного теплоносителя — этот способ используется наиболее щироко (см., например, [170, 210, 220, 357]);
2) прямой электрический обогрев с системой поддержания температуры на заданном уровне [467];
3) комбинированный обогрев, включающий подвод теплоты как от электрического нагревателя, так и от потока газообразного (жидкого) теплоносителя, имеющего фиксированную температуру [139, 345, 379].

Следует отметить, что диапазон достижимых температурных напоров  $\Delta T$  в случае обогрева конденсирующимся паром (без учета термического сопротивления стенки) ограничен, с одной стороны, значением  $T_{\rm KP}$  (резкое падение коэффициента теплоотдачи со стороны промежуточного теплоносителя), а с другой —  $T_{\rm TT}$  (затвердевание конденсата). Это приводит к тому, что, например, для азота не могут использоваться высокотемпературные теплоносители, а применение для этой цели криогенных жидкостей, имеющих низкую критическую температуру, не позволяет получить достаточно высокие значения  $\Delta T$ .

Применение установки с непосредственным электрическим обогревом существенно упрощает методику проведения эксперимента и обработку полученных данных, однако относительная сложность системы фиксирования температуры ограничивает использо-

вание этого способа.

Применение комбинированного способа обогрева позволяет упростить экспериментальную установку, причем в этом случае простая методика измерений сочетается с достаточно высокой точностью.

Авторы [136] полагают, что переходное кипение имеет место в интервале температурных напоров  $\Delta T_{\pi}$ — $\Delta T_{\rm kp2}$ , где  $\Delta T_{\pi}$  соответствует моменту начала полного высыхания жидкости в отдельных точках поверхности. Таким образом, точка первого кризиса оказывается включенной в переходную область, поскольку доля поверхности, занятая жидкостью, f, меньше единицы. Считая, что общий тепловой поток определяется совместным действием пузырькового и пленочного кипения, а также нестационарной теплопроводности в местах контактов, авторы [136] предлагают следующую формулу:

$$q = \alpha_{\text{n}} f \frac{\Delta T}{1 + \left[\frac{\rho' c' \rho \lambda'}{\rho c \lambda}\right]^{1/2}} + \alpha_{\text{n}n} \Delta T (1 - f) + \frac{2f}{\sqrt{\tau_{\text{K}}}} \sqrt{\frac{\rho' c' \rho \lambda'}{\rho c \lambda}} \frac{\Delta T}{1 + \left[\frac{\rho' c' \rho \lambda'}{\rho c \lambda}\right]^{1/2}}, \tag{6-6}$$

где коэффициенты теплоотдачи  $\alpha_{\rm K}$  и  $\alpha_{\rm пл}$  определяются по экспериментальным данным. При этом, основываясь на данных [466], предполагается, что зависимость  $\alpha_{\rm K} = f(\Delta T)$ , полученная при устойчивом пузырьковом кипении, справедлива и в случае кратковременных контактов жидкости с поверхностью в области переходного кипения.

Продолжительность контактов  $\tau_{\rm k}$ , по данным авторов работы [136], равна **0,01** с при  $\Delta T_{\rm kp1} < \Delta T < \Delta T_{\rm kp2}$ , а в интервале  $\Delta T_{\pi} < \Delta T < \Delta T_{\rm kp1}$  определяется следующим образом:

$$\frac{1}{\sqrt{\tau_{\rm K}}} = 10 \frac{\Delta T - \Delta T_{\pi}}{\Delta T_{\rm Kp1} - \Delta T_{\pi}} . \tag{6-7}$$

Значение f рассчитывалось с учетом экспериментальных данных. В результате обобщения было получено

$$f = \frac{1 - \frac{\Delta T - \Delta T_{\pi}}{\Delta T_{\text{Kp2}} - \Delta T_{\pi}}}{1 + 3\frac{\Delta T - \Delta T_{\pi}}{\Delta T_{\text{Kp2}} - \Delta T_{\pi}}}.$$
(6-8)

На наш взгляд, формула (6-6), полученная только на основании экспериментальных данных по кипению азота, может быть применима лишь для узкого диапазона условий опытов, близких к условиям опытов работ [72, 376]. Очевидно, то же самое можно сказать и о соот-202

ношении, предложенном в [155], которое в принципе отличается от формулы (6-6) лишь отсутствием составляющей пузырькового кипения, что в соответствии с рассмотренными выше данными [210, 355, 378], должно приводить к существенной ошибке в расчетах.

Согласно опытным результатам авторов данной монографии [71, 193] в переходной области кипения (рис. 6-3) интенсивность теплоотдачи несколько выше на материалах, имеющих более низкое значение комплекса  $\sqrt{\lambda c\rho}$ . По-видимому, при одинаковых значениях температурного напора

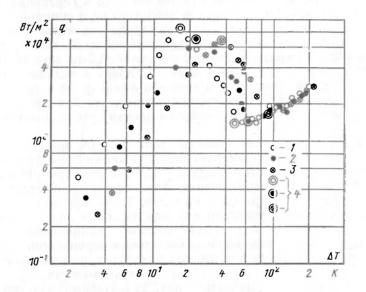


Рис. 6-3. Кипение азота на поверхностях из различных металлов (нестационарный метод исследования) [89]. Вертикальные трубки l=150 мм, d=12 мм,  $\delta=2$  мм, обработка поверхности по 6-му классу чистоты  $\kappa_1=7$  мкм. l=медь; 2=никель; 3=нержавеющая сталь; 4=соответствует кризисам кипения.

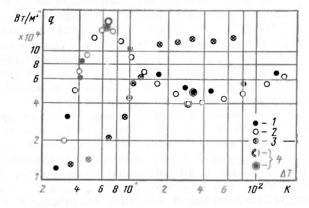


Рис. 6-4. Влияние низкотеплопроводных покрытий на теплоотдачу при кипении азота на горизонтально расположенном торце медного стержня  $d{=}12$  мм [89].

1 — без покрытия (обработка поверхности по 6-му классу чистоты,  $\kappa_*=7$  мкм); 2 — слой льда толщиной приблизительно 0,1 мм; 3 — слой льда толщиной приблизительно 3 мм; 4 — соответствует кризисам кипения.

...... пагрева, имеющая контакт с жидкостью, выше для материалов с меньшими значениями комплекса /  $\lambda c \rho$ . Причем расслоение по материалам кривых кипения в переходной и пузырьковой областях получено как на горизонтальных (плоских), так и на вертикальных (трубчатых) поверхностях при любом методе (стационарном или нестационарном) исследования. Подобные результаты дают основание считать, что влияние теплофизических свойств материала поверхности нагрева распространяется и на переходную область кипения, хотя и выражено в ней менее ярко, чем в пузырьковой. Влияние низкотеплопроводных покрытий на интенсивность теплоотдачи в переходной области изучалось автором [89]. Согласно [89] тонкий, толщиной приблизительно 1 мм, слой снега (рис. 6-4) несколько увеличивает теплоотдачу в переходной и пленочной областях, причем наибольшее влияние отмечается в области кризиса пленочного кипения. Это дает основание полагать, что причиной указанного эффекта является наличие кристаллов, имеющих больший размер, чем толщина ламинарной паровой пленки у поверхности нагрева. Поэтому, естественно, что при приближении ко второму кризису (уменьшении толщины пленки) увеличивается влияние покрытия.

Слой льда значительно большей толщины (б примерно равно 3,0 мм) существенно трансформирует всю кривую кипения (рис. 6-4) вслед за пузырьковой областью следует участок с примерно постоянной величиной плотности теплового потока. Аналогичные результаты получены авторами [283, 405] при кипении гелия. Такой эффект обусловлен наличием на поверхности довольно крупных видимых неровностей, высота которых превосходит возможную толщину ламинарной паровой пленки. Кроме того, существование значительных неровностей фактически превращает поверхность в неизотермическую, т. е. пленочное кипение в основании выступов сочетается с пузырьковым на их концах. В итоге кривая кипения приобретает вид, характерный для неизотер-

мических поверхностей.

При нанесении на поверхность сплошного лакового покрытия кривая кипения сдвигается в область более высоких температурных напоров, причем существенно расширяются зоны наиболее интенсивных видов кипения — пузырькового и переходного (рис. 6-5 и 6-6). Представленные результаты, полученные квазистационарным методом, подтверждают общий характер закономерностей, выявленных в опытах по нестационарному охлаждению в объеме криогенных жидкостей [136, 226, 281] и в стационарных условиях с обычными жидкостями [220]. Характер сдвига зависимости  $q = f(\Delta T)$  при нанесении сплошных низкотеплопроводных пленок аналогичен сдвигу кривых кипения на поверхностях нагрева из различных материалов и поэтому может быть объяс-

нен влиянием теплофизических свойств покрытия.

При нанесении частичного покрытия кривая кипения приобретает седлообразную форму (рис. 6-5 и 6-6) и оказывается еще более сильно растянутой вдоль оси температурных напоров. Такой вид кривой, очевидно, обусловлен взаимодействием процессов теплообмена, происходящих на покрытой лаком и чистой поверхностях. Отмеченный эффект может быть использован как метод интенсификации теплообмена в переходной области, позволяющий получить значительное увеличение тепловых потоков в более широком диапазоне изменения температурных напоров. Нам, кроме работы [89], известна всего лишь одна публикация по исследованию кипения на поверхности с частичным покрытием [246], однако внимание ее авторов было сосредоточено на измерениях  $q_{\rm kp1}$  и  $q_{\rm kp2}$ ; переходная область не изучалась. Авторами настоящей работы было проведено исследование влияния шероховатости на теплоотдачу в области переходного кипения на горизонтальных поверхностях нагрева из меди, никеля и нержавеющей стали. Средняя высота микронеровностей поверхности нагрева изменялась от 0,6 до 14 мкм, что соответствует диапазону от 10-го до 5-го классов чистоты

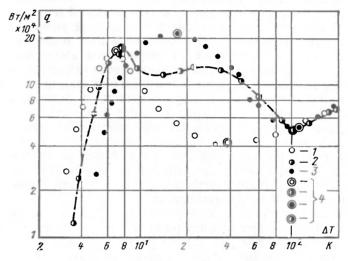


Рис. 6-5. Влияние низкотеплопроводных покрытий на теплоотдачу при кипении азота на горизонтально расположенном торце медного стержня d—12 мм [89].

1 — без покрытия (обработка поверхности по 6-му классу чистоты,  $R_*$ =7 мкм); 2 — покрытие лаком (50% поверхпости); 3 — покрытие лаком (100% поверхности); 4 — соответствует кризисам кипения.

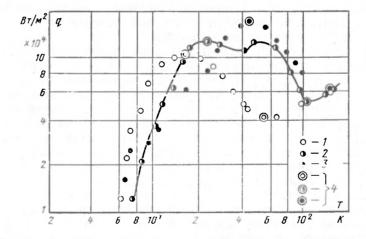


Рис. 6-6. Влияние низкотеплопроводных покрытий на теплоотдачу при кипении азота на горизонтально расположенном торце стержня  $d{=}12$  мм из нержавеющей стали [89].

1 — без покрытия (обработка поверхности по 6-му классу чистоты,  $\bar{\kappa}$  = 7 мкм); 2 — покрытие лаком (50% поверхности); 3 — покрытие лаком (100% поверхности); 4 — соответствует кризисам кипения.

обработки по ГОСТ 2789-59. Анализ полученных результатов позволил заключить, что уменьшение шероховатости поверхности для всех исследованных металлов приводит к сдвигу кривых как переходного, так и пузырькового кипения в сторону более высоких температурных напоров. В переходной области в отличие от пузырьковой интенсивность теплоотдачи выше на менее шероховатых поверхностях. Зона автомодельности шероховатости наступает в пузырьковой области начиная приблизительно с 6-го класса (такой вывод был сделан нами ранее (см. § 1-2), а в переходной — с 8-го класса чистоты обработки. Сдвиг зоны автомодельности в сторону низких значений высот микронеровностей может быть объяснен существованием трех составляющих теплового потока в области переходного кипения [376]: пузырькового и пленочного кипения, а также нестационарной теплопроводности в местах контакта жидкости с поверхностью. Согласно данным [376] вклад последних двух составляющих, не зависящих от шероховатости, в величину общего теплового потока составляет, по крайней мере в опытах на азоте, не менее 75-80%, в результате чего влияние чистоты обработки начинает проявляться лишь на очень гладких поверхностях. Отметим, что в упомянутых выше работах [220, 357] не была установлена зона автомодельности коэффициента теплоотдачи от шероховатости при переходном кипении, поскольку контроль чистоты обработки поверхности объективными методами не производился.

Подавляющее большинство экспериментов по изучению переходного кипения выполнялось при атмосферном давлении, поэтому особенно интересными представляются результаты работы [345], в которой было исследовано кипение фреонов при давлениях от 0,5·10° до 30·10° Па. Как следует из результатов [345], тепловой поток в области переходного кипения падает с увеличением давления. Автор [345] не наблюдал контактов жидкости с поверхностью нагрева в верхней (по температуре) части переходной области. Заметим, что по данному вопросу в литературе содержатся весьма противоречивые сведения, хотя, как нам представляется, существенная зависимость теплоотдачи в переходной области от шероховатости и материала поверхности нагрева подтверждает наличие контактов жидкости с твердой поверхностью во всем

диапазоне температур переходного кипения.

В [467] содержится интересный вывод о наличии гистерезиса в переходной области кипения, когда значение  $q_{\rm кp1}$ , полученное при прямом ходе (повышении температуры), оказывается выше значения  $q_{\rm kp1}$ , соответствующего обратному ходу. Авторы объясняют это тем, что при повышении температуры момент кризиса определяется потерей устойчивости паровой фазы, удаляющейся с поверхности при наличии на ней сухих пятен. При обратном же ходе максимальная плотность теллового потока соответствует исчезновению очагов пленочного кипения, т. е. равна, пользуясь терминологией [355], значению плотности теплового потока при кризисе собственно пузырькового кипения.

Очевидно, исследование переходного и пленочного кипения должно включать и изучение кризисов кипения, являющихся границами указанных областей. Это тем более важно, так как существует мнение, что механизм переходного кипения является развитием механизма кризиса [378, 510]. Зависимость первой критической плотности теплового потока от различных факторов была рассмотрена нами в первой части мо-

нографии.

В гл. 7 рассматриваются некоторые вопросы, связанные со вторым кризисом кипения.

Глава седьмая

# ВТОРАЯ КРИТИЧЕСКАЯ ПЛОТНОСТЬ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Как было показано, анализ неустойчивости Тейлора дает хорошие результаты при описании пленочного кипения на горизонтальных поверхностях. Впервые этот метод для изучения кризиса пленочного кипения был применен Н. Зубером [513], который рассматривал величину  $q_{\rm kp2}$  как плотность теплового потока, соответствующую началу неустойчивости колебаний поверхности раздела жидкость — пар. Величина  $q_{\rm kp2}$  определяется по Н. Зуберу следующим образом:

 $q_{ ext{kp 2}} = \left[ egin{array}{c} ext{энергия, уносимая} \\ ext{одним пузырем} \end{array} \right] imes \left[ egin{array}{c} ext{число пузырей на единицу} \\ ext{поверхности за одно колебание} \end{array} \right] imes \left[ egin{array}{c} ext{частота} \\ ext{колебаний} \end{array} \right] ext{.}$  (7-1)

Величина первого сомножителя равна  $\frac{\pi}{0} r \rho^{\alpha} D^{\beta}$ . где отрывной диа-

метр сферического пузыря принимается равным  $l_{\rm kp}/2$ . Предполагается, что за одно колебание с квадратной площадки со стороной  $l_{\rm kp}$  отрываются два пузыря, а частота колебаний определяется совместным действием сил тяжести и поверхностного натяжения. В окончательном виде уравнение (7-1) для горизонтальной плоской поверхности может быть записано

$$q_{\text{KP2}} = \frac{\pi}{24} r \rho'' \sqrt{\frac{4}{V}} \frac{\sqrt{\varrho \sigma (\rho' - \rho'')}}{(\rho' + \rho'')^2}$$
 (7-2)

Согласно [513] для горизонтальной трубчатой поверхности необходимо учитывать колебание поверхности раздела и по периметру трубы, а так как длича волны может изменяться от  $l_{\rm Kp}$  до  $l_D = l_{\rm Kp} \sqrt{3}$ , то и постоянный коэффициент в формуле (7-2) может меняться в пределах 0,11—0,14.

Уравнение (7-1) является общим, и все последующие решения по существу сводились к уточнению характерного размера и частоты

колебаний поверхности раздела.

Так, П. Беренсон [221] предположил, что для плоской горизонтальной поверхности характерным размером является не критическая, а наиболее вероятная длина волны  $l_D$ , а время образования пузыря (величина, обратная частоте) равно времени перемещения поверхности раздела от узловой точки до высоты, равной отрывному диаметру пузыря. Однако итоговое выражение [221] совпадает с уравнением (7-2) с точностью до коэффициента, который П. Беренсон определил по экспериментальным данным:

$$q_{\text{kp2}} = 0.09 r \rho'' \sqrt[4]{\frac{g\sigma(\rho' - \rho'')}{(\rho' + \rho'')^2}}$$
 (7-3)

Используя полученное в [9] выражение для коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  в области пленочного кипения, автор получил выражение для температурного напора, соответствующего второму кризису:

$$\Delta T_{\text{kp2}} = \frac{q_{\text{kp2}}}{u_{\text{kp2}}} = 0.127 \frac{r \rho''}{\lambda''} \left[ \frac{g \left( \rho' - \rho'' \right) \eta''}{\left( \rho' + \rho'' \right)^2} \right]^{1/3} \left[ \frac{\sigma}{g \left( \rho' - \rho'' \right)} \right]^{1/2}. \quad (7-4)$$

Экспериментальное исследование [185], предпринятое с целью проверки соотношений Н. Зубера и П. Беренсона, показало, что модели

этих исследователей являются весьма приближенными. В частности, сильное отличие формы пузырей от сферической, беспорядочное размещение пузырей по поверхности, а также справедливость для отрывного диаметра соотношения  $\bar{\nu}_c \approx \frac{3}{4} i_D$ , являются, по мнению авторов [185],

факторами, объясняющими заметное отклонение опытных данных от

расчетных.

Д. Линард и П. Вонг [112] получили выражение для наиболее вероятной длины волны в случае большой кривизны поверхности (применительно к горизонтальным цилиндрическим нагревателям малого диаметра), которое хорошо согласуется с экспериментальными данными. Подставляя полученный результат в выражение (7-1), авторы с учетом корректировки по опытным данным получили соотношение

$$q_{\text{kp2}} = 0.16 \frac{r \rho^{\prime \prime}}{D} \left[ g \frac{\rho^{\prime} - \rho^{\prime \prime}}{\rho^{\prime} + \rho^{\prime \prime}} + \frac{2\sigma}{(\rho^{\prime} + \rho^{\prime \prime})^{2} D^{2}} \right]^{1/2} \left[ \frac{g (\rho^{\prime} - \rho^{\prime \prime})}{\sigma} + \frac{2}{D^{2}} \right]^{-3/4}.$$
(7-5)

Необходимо отметить, что асимптотическая форма уравнения (7-5) при  $D \rightarrow \infty$  (плоская поверхность) дает значение  $q_{\mathtt{Rp2}} = 0$ ; поэтому уравнение (7-5) обязательно должно быть дополнено указанием пределов его применимости. Судя по данным [112 и 148], этим пределом является  $l_{\rm RP}/D \approx 10$ .

В работе [137] развивается предложенный В. М. Боришанским [10] метод обобщения опытных данных по второй критической плотности

теплового потока в виде зависимости

$$\frac{q_{\text{KP2}}}{q^*_{\text{KP2}}} = f\left(\frac{p}{p_{\text{KP}}}\right),\tag{7-6}$$

где  $q^*_{ ext{kp2}}$  — вторая критическая плотность теплового потока при некотором эталонном давлении  $p^*$ .

Для обобщения данных, полученных в широком интервале изменения  $p/p_{\rm кp}$ , авторами [137] предложена следующая формула:

$$\frac{q_{\text{KP2}}}{q^{*}_{\text{KP2}}} = 1.67 \left( \frac{p}{p_{\text{KP}}} \right)^{0.24} \left( 1 - \frac{p}{p_{\text{KP}}} \right)^{0.61}, \tag{7-7}$$

где в качестве масштабного выбрано давление  $p^*$ =0,31 $p_{\rm kp}$ . Такой метод обобщения, безусловно, весьма удобен, но лишь при наличии достаточных сведений о величине  $q^*_{{
m kp2}}$ .

Метод соответственных состояний применен и в работах Д. Линарда с сотрудниками [111, 114, 192] с той разницей, что в качестве опорной величины для  $q_{\mathrm{kp2}}$  используется параметр

$$G = g^{1/4} p_{\kappa p} \frac{\sigma^{1/4}}{\rho' - \rho''} \left( \frac{8M p_{\kappa p}}{3R T_{\kappa p}} \right)^{3/4}, \tag{7-8}$$

M — молекулярная масса; R — газовая постоянная.

Последний из вариантов подобного обобщения предложен в работе [114]

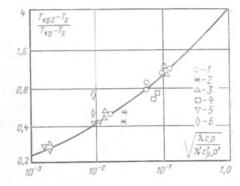
$$q_{\text{KP2}} = 0.03r \rho'' \sqrt[4]{g \sigma \frac{\rho' - \rho''}{(\rho' + \rho'')^2}} \sqrt[4]{\frac{144}{D'^2 [D'^2 + 2]}}, \tag{7-9}$$

где

$$D' = \frac{D}{\sqrt{\frac{g}{g(\rho' - \rho'')}}}.$$

При исследовании второго кризиса кипения весьма важным моментом является определение не только второй критической плотности теплового потока  $q_{\rm kp2}$ , но и температурного напора, соответствующего минимальной нагрузке,  $\Delta T_{\rm kp2}$ . Автором [156] было высказано предположение, что наступление устойчивого пленочного кипения связано с достижением перегрева стенки, соответствующего температуре предельного перегрева жидкости  $\Delta T_{\rm nn}$ .

Рис. 7-1. Обобщение опытных данных по температуре кризиса пленочного кипения [64]. I — фреон-12; 2 — вода; 3 — азот; 4 — фреон-22; 5 — фреон-13; 6 — этанол.



Позднее в работе [479] были представлены некоторые экспериментальные данные по температуре второго кризиса, примерно равной  $T_{\text{пм}} \approx \frac{27}{32} \, T_{\text{кр}}$ , вычисленной по уравнению Ван-дер-Ваальса при давле-

ниях, достаточно далеких от критического. Однако в последние годы появились многочисленные публикации (см., например, [226, 246, 133]), в которых отмечена сильная зависимость величин  $\Delta T_{\rm кp2}$  и  $q_{\rm kp2}$  от теплофизических свойств материала поверхности нагрева. В частности, результаты обширного исследования [64], выполненного для случая захолаживания в большом объеме криогенных жидкостей цилиндров и сфер различных размеров, показали, что:

1) величина  $\Delta T_{\text{кр2}}$  не зависит от глубины погружения и координаты участка, а также от шероховатости поверхности в пределах от 1-го до 14-го класса [220];

2) зависимость  $\Delta T_{\rm kp2}$  от теплофизических свойств материала поверхности нагрева может быть выражена соотношением

$$\frac{\Delta T_{\text{KP2}}}{T_{\text{KP}} - T_s} = 0,165 + 2,5 \left[ \frac{\lambda' c'_{\rho} \rho'}{\lambda c \rho} \right]^{1/4} + \frac{\lambda' c'_{\rho} \rho'}{\lambda c \rho}$$
(7-10)

Сравнение результатов расчета по формуле (7-10) и опытных данных представлено на рис. 7-1.

Зависимость  $\Delta T_{\text{кр2}}$  от свойств материала стенки авторы работы [64] объясняют тем, что гидродинамическая возможность контакта жидкости с поверхностью нагрева обеспечивается и при  $\Delta T > \Delta T_{\text{пп}}$ , а температура, устанавливающаяся на границе контакта, зависит от теплофизических свойств материала:

$$\Delta T_{\rm rp} = \frac{\Delta T}{1 + \sqrt{\frac{\lambda' c' \rho \rho'}{\lambda c \rho}}} \,. \tag{7-11}$$

При этом, если  $\Delta T_{\rm rp}$  оказывается ниже  $\Delta T_{\rm mn}$ , развивается кризис пленочного кипения.

14—183

Автор работ [343, 344], исходя из рассуждений, аналогичных тем, что приведены в работе [64], получил следующее соотношение:

$$\frac{\Delta T_{\text{kp2}}}{T'_{\text{kp2}} - T_{.7}} = 1 + 0.42 \left[ \sqrt[7]{\frac{\lambda' c' \rho \rho'}{\lambda c \rho}} \frac{r}{c''_{\rho} (T'_{\text{kp2}} - T_{.8})} \right]^{0.6}, \quad (7-12)$$

где  $T'_{\rm кр2}$  — величина температуры кризиса пленочного кипения, определяемая по формуле (7-4).

Изменение теплофизических свойств материала поверхности нагрева по данным [89] (см. рис. 6-3) в значительной мере определяет положение кризисов кипения, причем уменьшение значения комплекса  $\sqrt{\lambda c \rho}$  увеличивает  $\Delta T_{\rm kp2}$  и  $q_{\rm kp2}$ . Это подтверждается данными исследований [64, 220, 343, 344], появившихся в последние годы.

Смещение точки второго кризиса объясняется тем, что на материапах с низким значением  $\sqrt{\lambda c} \rho$  увеличивается вероятность касания жидкостью твердой стенки и развития переходного кипения [64]. Тем не менее имеется немало публикаций, в том числе недавних [222, 243], в которых проводится необоснованное сравнение данных разных авторов без учета влияния теплофизических свойств материала поверхности.

При изменении ориентации поверхности от горизонтальной к вертикальной происходит некоторое снижение, примерно на 30—35%, величины максимальной плотности теплового потока [89]. Полученный результат находится в хорошем соответствии с данными работ [23, 405] по пузырьковому кипению на поверхностях различной ориентации.

Метод исследования оказывает довольно слабое влияние на положение обоих кризисов при кипении на горизонтальной поверхности [89], по крайней мере в изученном диапазоне скоростей охлаждения. При кипении на вертикальной поверхности наблюдается существенный рост величины  $\Delta T_{\kappa p_2}$  (и  $\Delta T_{\kappa p_1}$ ) при переходе от стационарного к нестационарному методу исследования. Первыми на эту особенность указали авторы [222], основываясь на данных [18, 442], однако их собственные результаты оказались противоречивыми ввиду отсутствия идентичности в условиях проведения опытов. При нестационарном методе исследования значения  $\Delta T_{\kappa p_2}$  определяются совпаденем термодинамической и гидродинамической возможностей возникновения устойчивого контакта жидкости с какой-либо частью твердой стенки, в результате чего кризис быстро распространяется по всей поверхности нагрева. При стационарном методе исследования, когда величина q является независимой переменной, на поверхности возможно сосуществование переходного и пленочного кипения и момент кризиса определяется потерей устойчивости режима кипения [90]. При кипении в переходной области (в нестационарных условиях) количество образующегося пара столь велико, что он не услевает отводиться и блокирует вертикальную поверхность теплообмена, что делает невозможным дальнейший рост теплового потока и, естественно, приводит к увеличению  $\Delta T_{\kappa p_1}$ .

Увеличение в определенных пределах диаметра горизонтальной поверхности дает заметное снижение величины  $q_{\rm KP2}$  (и  $q_{\rm KP1}$ ). Таким образом, можно говорить о наличии зоны автомодельности критических плотностей тепловых потоков относительно размера поверхности нагрева. В опытах [89] на азоте границами зоны автомодельности являлись значения диаметра: 16 мм для  $q_{\rm KP1}$  и 28 мм для  $q_{\rm KP2}$  (см. рис. 5-6); полобные данные для криогенных жидкостей получены впервые. Из других известных публикаций лишь авторы [380] указали на зависимость  $q_{\rm KP2}$ , а авторы [113] и  $q_{\rm KP1}$  от размера горизонтальной поверхности нагрева, причем в работе [113] экспериментальные образцы были изготовлены из различных металлов, что, очевидно, не дает возможности выявить влияние диаметра теплоотдающей поверхности на  $q_{\rm KP2}$  в явном виде. Эффект снижения  $q_{\rm KP2}$  (и  $q_{\rm KP1}$ ) с увеличением размера поверхности на-

грева описывается гидродинамической теорией. Однако применение ее асимптотических вариантов [99, 511], полученных для кипения на пластине бесконечных размеров, к обобщению данных по кипению на горизонтальных поверхностях малых размеров [52], равно как и на поверхностях различных конфигураций [477], неправомерно.

Глава восьмая

# НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Авторы [281, 282] первыми указали на возможность существенного сокращения времени охлаждения в азоте металлических массивов при нанесении на их поверхность слоя низкотеплопроводного материала, причем скорость охлаждения увеличивалась при нанесении любого из 15 исследованных типов покрытий. Было установлено также, что существует оптимальная толщина покрытия, соответствующая минимальному времени охлаждения образца; впоследствии аналогичные результаты были получены при охлаждении тел различной формы и другими криогенными жидкостями [133, 226, 310, 408]. Авторы [310] попытались объяснить наблюдаемый эффект снижением температуры на слое нанесенного покрытия, однако расчеты показывают, что это снижение не превышает 2 К, тогда как  $\Delta T_{\rm kp2}$  возрастает на десятки градусов. Л. Мэнсону [133] удалось с помощью аналоговой схемы, моделирующей процесс пленочного кипения на пластине с покрытием, показать, что при наличии волнового движения поверхности раздела пар -жидкость температура покрытия в отдельных точках оказывается существенно ниже средней температуры металлической подложки, что может привести к смачиванию жидкостью твердой поверхности и возникновению пузырькового жипения. В настоящее время наиболее распространенной является точка зрения авторов работы [375], развиваемая в [64, 136]. Они считают, что причиной сокращения времени захолаживания при нанесении покрытий является повыщение температуры, соответствующей кризису пленочного кипения. Вероятно, существует и другая причина сокращения времени охлаждения - повышение коэффициентов теплоотдачи в пленочной области кипения при нанесении низкотеплопроводного покрытия. Заметим, что такие результаты были получены в [246, 282, 133], но лишь в последние годы им было найдено объяснение в упоминавшейся работе [66].

Теплообмен в условиях нестационарного охлаждения обладает рядом особенностей, отличающих его от теплообмена в стационарных условиях. Это обстоятельство долгое время оставалось неизученным. Вероятно, благодаря хорошему совпадению результатов по пленочному кипению авторы многочисленных работ [86, 240, 243] рассматривают как равноправные данные, полученные различными методами и для других областей кипения. Как показано в [147, 154], такой вывод правомерен лишь в случае небольших скоростей охлаждения, однако диавлятия иму авторами [147, 154], не указывается

пазон для них авторами [147, 154] не указывается. Э. Берглс и У. Томпсон [222] впервые показали, что полученные нестационарным методом данные дают более высокие значения  $\Delta T_{\rm KP}$ I,

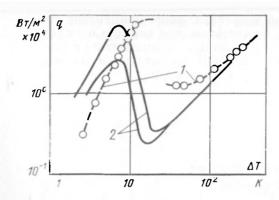


Рис. 8-1. Сравнение дайных по кипению азота, полученных стационарным и нестационарным методами [222].

1 — стационарный; 2 — нестационарный.

 $\Delta T_{\rm kp2}$  и более низкие  $q_{\rm kp1}$ . В результате изучения кипения воды, фреона-113 и азота обнаружено существенное влияние метода исследования на ход кривой кипения (рис. 8-1), однако выводы, сделанные авторами [222], противоречивы. Так, кривые кипения фреона-113, полученные нестацио-

нарным методом, лежат правее кривых, полученных стационарным методом, азота — левее. На основании этого сравнения авторы приходят к выводу, что отмеченное смещение кривых кипения фреона-113 объясняется образованием накипи на поверхности нагрева; при более «чистых» условиях проведения эксперимента (на азоте) получаются более надежные данные. На наш взгляд, в опытах [222] имело место влияние и побочных факторов. Так, образцы, применяемые в стационарном и нестационарном методах исследования, имели различную форму и изготавливались в ряде случаев из различных материалов (медь и нержавеющая сталь). Кроме того, конструкция образца, применявщегося для стационарных экспериментов на азоте, не обеспечивает надежного предохранения от торцевых утечек теплоты. Указанные обстоятельства, очевидно, не позволили авторам [222] выявить в явном виде особенности теплообмена при нестационарном охлаждении.

В работе [494] было проведено сравнение результатов стационарного и нестационарного экспериментов по кипению фреона-113 на одной и той же поверхности нагрева — медной сфере диаметром 23,8 мм. Однако и в этом случае не выполнялось условие идентичности, поскольку в стационарных опытах использовался индукционный обогрев поверхности, который мог привести к увеличению коэффициентов теплоотдачи.

Автор [464] отметил хорошее совпадение данных, полученных обо-ими методами, для пузырьковой и пленочной областей при кипении азо-

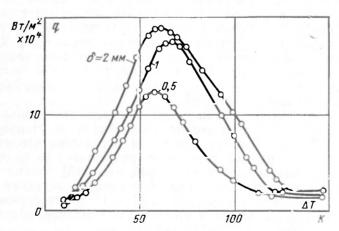


Рис. 8-2 Зависимость интенсивности теплоотдачи от скорости охлаждения при кипении азота на трубках с различнои толщиной стенки δ [136].

та на поверхности вертикальных медных трубок. Но данные стационарного эксперимента обнаруживают значительное расхождение с результатами других исследователей, проводивших опыты в сходных условиях [60, 281, 296], и, вероятно, должны быть признаны ошибочными.

Влияние скорости охлаждения отмечалось в работе [136] при захолаживании в азоте трубок из нержавеющей стали с различной толщиной стенки (рис. 8-2). Уменьшение наклона кривых  $q = f(\Delta T)$  в пузырьковой области с ростом  $dT/d\tau$  объясняется тем, что ранее работавшие центры парообразования не успевают «выключаться» при снижении  $\Delta T$ . На толстых трубках коэффициенты теплоотдачи оказываются выше, так как в быстропротекающем процессе охлаждения плотность щентров парообразования, успевающих активизироваться выше на трубках, имеющих большую толщину стенки и, соответственно меньшую величину  $aT/d\tau$ .

Сравнение результатов [89, 71, 193], полученных с помощью стационарного и нестационарного методов исследования, показало существование определенной зависимости теплообмена от скорости изменения температуры поверхности нагрева (скорости охлаждения поверхностного слоя). При этом стационарный и нестационарный методы дают практически совпадающие результаты лишь при достаточно малой ско-

рости охлаждения.

Необходимо отметить, что хорошее совпадение данных, полученных различными методами, зафиксировано и авторами [154] при пузырьковом и пленочном кипении фреона-113 на горизонтальной поверхности, а также в работе [147] при кипении фреона-113 на вертикальном цилиндре. В обоих случаях скорость охлаждения была весьма малой. При увеличении скорости охлаждения интенсивность теплоотдачи в переходной области возрастает, причем этот эффект наиболее ярко выражен для поверхностей с ограниченными возможностями отвода па-– для вертикальных трубок.

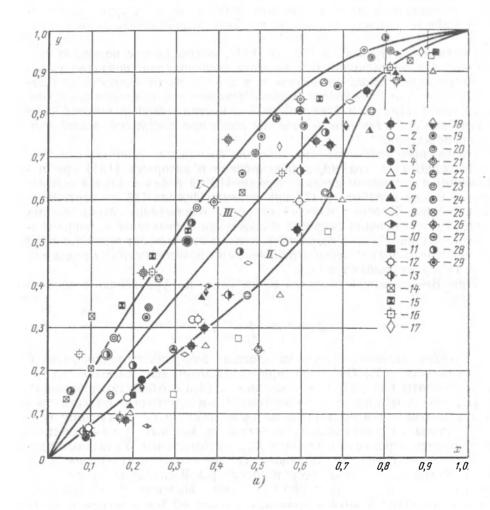
При Ві о скорость охлаждения согласно уравнению теплового

баланса

$$q = -c\rho \frac{V_0}{F} \frac{dT}{dz}, \tag{8-1}$$

определяется отношением величин площади поверхности теплообмена F и теплоемкости  $c_0V_0$ . Очевидно, при охлаждении тел, имеющих малыє запасы теплоты или развитую поверхность (что соответствует большим  $dT/d\tau$ ), контакты жидкости с поверхностью в переходной области приводят к падению температуры в месте контакта и последующему подводу теплоты из близлежащих областей, в которых, таким образом, увеличивается вероятность касания жидкостью стенки. Указанные процессы приводят к резкому, лавинообразному нарастанию плотности теплового потока q с уменьшением температуры. В случае же малого или равного нулю (при стационарном методе) значения dT/d au контакт жидкости со стенкой хотя и приводит к падению температуры в месте касания, но может быть локализован за счет подвода теплоты из глубинных областей или теплового потока от внешнего нагревателя. В результате этого имеет место более плавное нарастание величины qс уменьшением температуры. Имеющиеся данные [128, 136, 357, 467] подтверждают предположение о различном виде кривых переходного кипения при стационарном и нестационарном методах исследования. Так, чисто стационарным данным обычно соответствует вогнутая форма кривой кипения, т. е. более или менее плавное нарастание q с уменьшением  $\Delta T$ ; случаю же нестационарного исследования, как правило, соответствует лавинообразный рост плотности теплового потока с уменьшением температуры стенки.

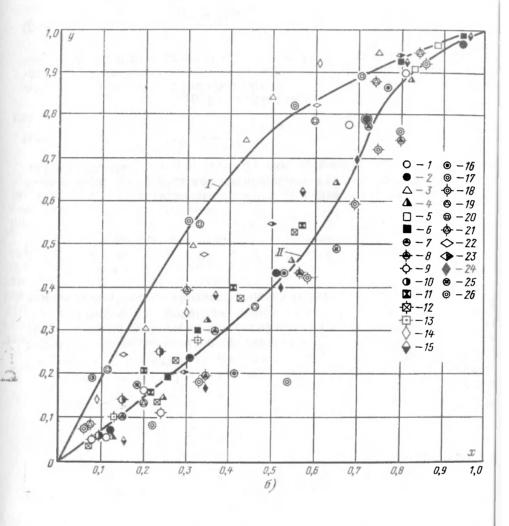
В пузырьковой области существенное влияние скорости охлаждения на интенсивность теплоотдачи обнаружено автором [89] лишь на вертикальных поверхностях нагрева. Очевидно, в этом случае решающую роль играет механизм отвода пара: при кипении в переходной и пузырьковой областях количество образующегося пара настолько велико, что он не успевает отводиться, блокируя вертикальную поверх-



ность теплообмена. Это приводит к ухудшению условий охлаждени в результате чего пузырьковое кипение происходит при более высоки:

по сравнению со стационарными условиями  $\Delta T$ .

Таким образом, влияние скорости охлаждения на интенсивност теплоотдачи проявляется при наличии контактов жидкости с поверх ностью нагрева или больших расходах пара при затрудненном отвод последнего. По-видимому, эти обстоятельства объясняют нечувствитель ность пленочного кипения к изменению метода исследования. К таком выводу пришли авторы [128, 464, 494], сопоставившие результаты ста



I — лак (нестационарный); 2 — медь (стационарный); 3 — никель (стационарный); 4 — нержаве нержавеющая сталь, полированная поверхность (нестационарный); 11 — медь (нестационарный); 12 — медь, полированная поверхность (стационарный); 11 — медь (нестационарный); 12 — медь, полированная поверхность (стационарный); 12 — медь (нестационарный); 17 — медь (нестационарный); 17 — медь (нестационарный); 18 — медь (нестационарный); 18 — медь (нестационарный); 18 — медь (стационарный); 18 — медь (стационарный); 18 — медь (стационарный); 18 — медь — пентан (стационарный); 18 — медь (нестационарный); 18 — медь — фреон-113, р=0,5 · 10 медь — медь — фреон-114 — медь — фреон-113 (нестационарный); 19 — медь (нестационарный); 19 — медь — медь — фреон-113 (нестационарный); 19 — медь — фреон-114 — медь — медь — фреон-114 — медь — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — медь — фреон-114 — медь — фреон-114 — медь — мед

ционарного и нестационарного методов исследования пленочного кипения обычных и криогенных жидкостей на поверхности сфер и вертикальных цилиндров. Мерой стационарности может служить скорость охлаждения  $\overline{at}/a\tau$  и ее средняя по переходной области величина  $\overline{dT}/d\tau$ . На основании физической модели процесса охлаждения в переходной области кипения автором [89] было получено предельное значение скорости  $\overline{dT}/d\tau$ , при которой падение температуры сопровождается резким возрастанием величины плотности теплового потока, а именно:

$$\frac{d\Gamma}{d\tau} = C \sqrt{\frac{\lambda' c' p l'}{\lambda c p}} \frac{\Delta T_{\text{Kp}2} - \Delta T_{\text{Kp}1}}{\tau_{\text{K}}}.$$
 (8-2)

где  $\tau_{\kappa}$  — продолжительность времени контакта жидкости с твердой стенкой в области переходного кипения. Величина  $\tau_{\kappa}$  оценивалась с помощью решения задачи об испарении топкого слоя жидкости, нанесенного на поверхность полуограниченного массива [89]:

$$\tau_{\rm K} = \frac{1}{2} \frac{r \rho'}{\lambda'} \frac{\delta^2_{\rm Kp2}}{\Delta T_{\rm Kp2}}, \tag{8-3}$$

где  $\delta_{\text{кр2}}$  — толщина паровой пленки при кризисе пленочного кипения. В работе [89] показано, что безразмерным критерием нестационарности в переходной области кипения может служить величина

$$W = \frac{\frac{dT}{d\tau} \tau_{K}}{\sqrt{\frac{\lambda' c' \rho \rho'}{\lambda c \rho} (\Delta T_{KP2} - \Delta T_{KP1})}}$$
 (8-4)

В соотношение (8-4) входит среднее значение скорости охлаждения  $\overline{dT}/d\tau$ , являющееся обычно неизвестной величиной. На основании аналитического изучения процесса охлаждения в переходной области в [89] были получены выражения, позволяющие оценить значения величины  $\overline{dT}/d\tau$  как функции теплофизических свойств жидкости и материала, а также геометрических размеров образца и параметров кризисов кипения:

при Ві < 1

$$\frac{\overline{dT}}{d\tau} = (m+1) M; \tag{8-5}$$

при 1 < Ві < 100

$$\frac{\overline{dT}}{d\tau} = (m+1) M \left[ 1 + 0.25 \left( \frac{\lambda c \rho}{\lambda' c' \rho \rho'} \right)^{-0.25} (\overline{Bi} - 1) \right]; \tag{8-6}$$

при Bi > 100

$$\frac{dT}{d\tau} = (m+1) M \left[ 1 + 25 \left( \frac{\lambda c \rho}{\lambda' c' \rho \rho'} \right)^{-0.25} \right], \tag{8-7}$$

где

$$\operatorname{Bi} = \frac{1}{m} \frac{q_{\text{Kp1}} - q_{\text{Kp2}}}{\Delta T_{\text{Kp2}} - \Delta T_{\text{Kp1}}} \frac{\frac{V_0}{F}}{\lambda}; \quad m = \frac{\lg \left(q_{\text{Kp1}}/q_{\text{Kp2}}\right)}{\lg \left(\Delta T_{\text{Kp2}}/\Delta T_{\text{Kp1}}\right)}; \quad M = \frac{q_{\text{Kp2}} \left(1 - \frac{\Delta T_{\text{Kp1}}}{\Delta T_{\text{Kp2}}}\right)}{\lg \left(\Delta T_{\text{Kp2}}/\Delta T_{\text{Kp1}}\right)}$$

чины с известными экспериментальными данными позволило выделить три области значений W

1)  $W<2\cdot 10^{-4}$  — область, где имеет место плавное нарастание плотности теплового потока в переходной области с понижением температуры;

2)  $W>2\cdot 10^{-3}$  — область, характеризуемая лавинообразным нарастанием плотности теплового потока;

3)  $2 \cdot 10^{-4} < W < 2 \cdot 10^{-3}$  — область, где кривая переходного кипения занимает некоторое промежуточное положение.

Соответствующие расчетные соотношения, описывающие положение кривой кипения в переходной области, имеют вид [89]:

$$y = x - 0.1 \sin 2\pi x^2$$
 при  $W < 2 \cdot 10^{-4}$ ; (8-8)

$$y = 1 - (1 - x)^{4/3}$$
 при  $2 \cdot 10^{-4} < W < 2 \cdot 10^{-3}$ ; (8-9)

$$y = x(2-x)$$
 при  $W > 2 \cdot 10^{-3}$ , (8-10)

где

$$y = \frac{\lg (q/q_{\text{KP2}})}{\lg (q_{\text{KP1}}/q_{\text{KP2}})}; \quad x = \frac{\lg (\Delta T_{\text{KP2}}/\Delta T)}{\lg (\Delta T_{\text{KP2}}/\Delta T_{\text{KP1}})}$$

Сравнение практически всех известных экспериментальных данных по переходной области кипения, имеющихся в литературе, с результатами расчетов по соотношениям (8-8), (8-9) и (8-10) представлено на рис. 8-3.

Следует подчеркнуть, что число работ, посвященных изучению физики кипения в переходной области, по своей сложности превосходящей процессы пузырькового и пленочного кипения, крайне ограничено. В частности, нет достаточного количества данных по таким важнейшим внутренним характеристикам процесса, как время контакта жидкости и пара с поверхностью и частота контактов. Поэтому мы считаем, что в настоящее время эмпирический подход [89] является не только оправданным, но и единственно возможным.

#### Глава девятая

## НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА Не-11

Жидкий гелий является единственной жидкостью, имеющей две различные жидкие фазы. При температурах от критической точки ( $T_{\rm кp}=5,201~{\rm K},~p_{\rm kp}=2,274\cdot10^5~{\rm \Pi a}$ ) до так называемой  $\lambda$ -точки ( $T=2,172~{\rm K},~p=0,0504\cdot10^5~{\rm \Pi a}$ ) (рис. 9-1) жидкий гелий обладает всеми свойствами, присущими обычной классической жидкости. При температурах выше  $\lambda$ -точки гелий называется He-I, а при понижении температуры ниже  $\lambda$ -точки он переходит в новое состояние, называемое He-II. С ростом давления температура  $\lambda$ -перехода перемещается в область более низких температур. При больших давлениях He-II переходит в твердое состояние. Точка пересечения  $\lambda$ -линии с кривой, ограничивающей твердое со-

тверйый T=1,763 К и  $p=30,127 \times 10^5$  Па. Изучение поведения гелия при его переходе через  $\lambda$ -линию показало, что наблюдаемый пере-

при его переходе через  $\lambda$ -линию показало, что наблюдаемый переход не имеет свойств, присущих фазовому переходу первого рода, т. е. наблюдаемое явление идет без выделения или поглощения теплоты. Было установлено, что в данном случае имеет место фазовый переход второго рода, характерной особенностью которого является разрыв первой произ-

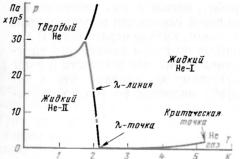


Рис. 9-1. Фазовая диаграмма для гелия.

водной энтальпии по температуре. Это означает, что в некоторой области температур для гелия зависимость удельной теплоемкости при постоянном давлении от температуры имеет экстремальный характер, т. е.  $c_p \longrightarrow \infty$ . Необычность свойств He-II проявляется также в том, что при наличии теплового потока при  $\lambda$ -переходе претерпевают разрыв не только энтальпия и плотность, но и температура и давление [149, 150], т. е. проявляются некоторые черты фазового перехода первого рода.

Как уже отмечалось, He-1 является обычной жидкостью, не имеющей аномалий в свойствах. Переход He-I в He-II сопровождается резким изменением свойств переноса. Жидкий гелий при температуре ниже  $\lambda$ -точки обладает исключительно высокой теплопроводностью (при определенных температурах почти на порядок выше коэффициента теплопроводности серебра или меди), значительной теплоемкостью и исчезающе малой (например, при протекании через узкую щель или капил-218

ляр) вязкостью. Одной из особенностей He-II является его довольно высокая сжимаемость. В  $\lambda$ -точке плотность гелия максимальна. Все эти и некоторые другие свойства He-II делают его совершенно непохожим на известные жидкости.

Способность He-II сохранять жидкое состояние вплоть до абсолютного нуля температур позволяет использовать его как теплоноситель в системах охлаждения устройств, работающих при температурах ниже лючки. Уже сейчас ведутся интенсивные разработки по созданию сверхпроводящих соленоидов для линейных ускорителей, использующих температурный диапазон существования гелия He-II. Одной из перспективных областей применения сверхтекучего гелия является создание рефрижераторов, основанных на растворении He<sup>3</sup> в He-II для получения сверхнизких (вплоть до 0,005 K) температур [495]. В обозримом будущем можно ожидать создания рефрижераторных устройств, основанных на фильтровании сверхтекучего компонента, когда за фильтром вследствие равенства нулю энтропии этого компонента будет происходить

снижение температуры [502].

Использование He-II в качестве хладагента в системах охлаждения сверхпроводящих обмоток имеет ряд преимуществ по сравнению с применением He-I. С одной стороны, снижение уровня температур позволяет увеличить критический ток сверхпроводника, с другой — сверхтекучий гелий имеет возможность проникнуть в мельчайшие межвитковые каналы и тем самым увеличивает эффективность охлаждения обмоток с весьма плотной упаковкой. Обладая высокой теплопроводностью, He-II обеспечивает надежный тепловой контакт между элементами установки. Однако, как показано в [158], применение He-II целесообразно лишь в случаях, когда заведомо известно, что не будет превышена критическая плотность теплового потока. В противном случае возникновение на поверхности сверхпроводника, охлаждаемого He-II, нормальной зоны сопровождается более значительным ростом температуры, чем при охлаждении He-I. Последнее обстоятельство, естественно, снижает надежность работы сверхпроводящих устройств.

Создание систем охлаждения и рефрижераторных установок для температурного интервала He-II, включающих в себя теплообменники, криостаты и различное другое оборудование, требует знания закономер-

ностей теплоотдачи к Не-II в области температур ниже λ-точки.

В ближайшие годы область практического применения He-II будет непрерывно расширяться. Поэтому изучение особен-

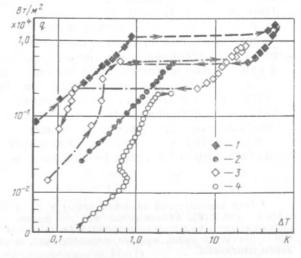


Рис. 9-2. Сравнение интенсивности теплоотдачи к He-I и He-II [304]. I— серебро,  $T_s$ =2,10 K (He-II); 2— нержавеющая сталь,  $T_s$ =2,00 K (He-II); 3— серебро,  $T_s$ =4,21 K (He-I); 4— нержавеющая сталь,  $T_s$ =2,19 K (He-I). Стрелками указано направление теплового потока.

ностей теплоотдачи к He-II представляет в настоящее время не только научный, но и все возрастающий практический интерес.

По некоторым данным [200, 304, 403] интенсивность теплоотдачи к He-II соизмерима, а в ряде случаев превышает значения коэффициентов теплоотдачи  $\alpha$ , полученных на He-I. На рис. 9-2 приведен график зависимости  $q=f(\Delta T)$ , позволяющий произвести сравнение теплоотдачи к He-I и He-II на образцах из серебра и нержавеющей стали. Как и

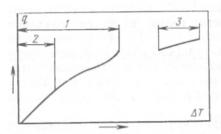


Рис. 9-3. Характерная кривая теплоотдачи к He-II. I— «беспленочное кипение»; 2— «сопротивление Капицы»; 3— пленочное кипение.

в случае теплообмена с He-I, следует отметить своеобразный гистерезис кривой теплообмена с He-II, полученный при повышении и понижении плотности теплового потока.

На рис. 9-3 схематически изображена кривая  $q = f(\Delta T)$ , характерная для теплоотдачи к He-II. Положение этой кривой в общем случае зависит от размеров и конфигурации исследуемого образца, глубины его погружения и температуры

в объеме гелиевой ванны 1.

Всю температурную область, в которой может быть осуществлена теплоотдача к He-II, условно можно разделить на две зоны. В первой из них, получившей название «беспленочного кипения» (см.

рис. 9-3), в свою очередь можно выделить два характерных режима. В первом, так называемом режиме «сопротивления Капицы», плотность теплового потока пропорциональна разности температур поверхности нагрева и жидкости в объеме. Этот режим характерен для малых плотностей теплового потока и ограничен температурными напорами  $\Delta T$ , не превышающими приблизительно  $10^{-2}$  К. Во втором режиме линейная зависимость плотности теплового потока от температурного напора нарушается.

С ростом q в режиме «беспленочного кипения» наступает момент, когда температура поверхности резко возрастает и наступает режим теплообмена, названный по аналогии с кипением других жидкостей режимом пленочного кипения. В этом режиме между теплоотдающей поверхностью и He-II возникает паровая пленка и теплоотдача определяется толщиной и режимом течения этой пленки. Плотность теплового потока  $q^*$ , при которой происходит переход от режима «беспленочного» к режиму пленочного кипения, получила название максимальной или критической плотности теплового потока.

Теплоотдача при пленочном кипении He-II по многим внешним признакам сходна с нормальным пленочным кипением других жидкостей, однако ее интенсивность, как и величина  $q^*$ , зависят от глубины погружения поверхности теплообмена в жидкость. Как уже отмечалось, обратный переход к режиму «беспленочного кипения» (если плотность теплового потока является независимой переменной) наступает при за-

 $<sup>^1</sup>$  Под температурой гелиевой ванны в дальнейшем будем понимать температуру жидкого гелия  $T_s$ , находящегося под давлением насыщенных паров. Так как He-II обладает очень большой теплопроводностью, то его термическое сопротивление в объеме практически равно нулю и, следовательно, температура во всех точках гелиевой ванны одинакова.

метно меньшем значении плотности теплового потока (см. рис. называемой минимальной плотностью теплового потока  $q^*_{\scriptscriptstyle \mathrm{MMH}}$ .

Изучению различных физических явлений, возникающих на гр це твердое тело — He-II, посвящено достаточно большое число эксп ментальных и теоретических работ. Однако отсутствие долгие годы ластей практического применения температурного диапазона ниж точки привело к тому, что исследованием особенностей теплоот к He-II специалисты в области теплообмена занялись по существу л в последнее десятилетие. В связи с этим количество работ, в кото изучались закономерности теплоотдачи к He-II в различных услов невелико. Эти работы условно можно разделить на три группы.

К первой и наиболее многочисленной группе работ можно отн исследования, посвященные изучению «беспленочного кипения». В давляющем большинстве этих работ изучался теплообмен в обл

«сопротивления Капицы».

Ко второй группе относятся работы по исследованию максим ной (или минимальной) плотности тепло-

вого потока.

И, наконец, в отдельную группу можно выделить работы, в которых экспериментально и теоретически изучалось пленочное кипение He-II.

Прежде чем рассматривать особенности теплоотдачи к He-II, обсудим некоторые вопросы, связанные с теплопроводностью этой уникальной жидкости.

Как уже отмечалось, жидкий гелий, по при температурах ниже λ-точки обладает чрезвычайно высокой теплопроводностью, значительно превышающей теплопроводность Не-I. Высокая теплопроводность Не-II может быть объяснена с позиций двухкомпонентной модели, впервые предложенной Л. Д. Ландау [110].

ложенной Л. Д. Ландау [110]. Согласно теории Л. Д. Ландау, жидкий Не-II можно условно рассматривать как совокупность двух компонентов сверхтекучего, обладающего нулевой

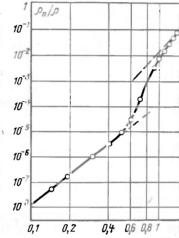


Рис. 9-4. Зависимость  $\rho_n/\rho$  от температуры [5].

вязкостью, нулевой энтропией и не несущего квантов возбуждет. е. как бы находящегося при абсолютном нуле температур, и мального, который ведет себя как обычная жидкость и облад квантами возбуждения (фононами и ротонами). Основываясь на представлениях, механизм передачи теплоты в He-II, который с бо отличается от обычной теплопроводности, в первом приближе может быть представлен как взаимно противоположное движение д составляющих, когда от поверхности нагрева идет поток нормалы компонента, а ему навстречу — равный поток сверхтекучего компота, в то время как действительное, макроскопическое, течение в Н отсутствует. Другими словами, если в жидком He-II существует гра ент температур, то в нем осуществляется внутренняя конвекция (тер ческий противоток) двух взаимопроникающих компонентов. Так нормальный компонент переносит тепловую энергию, то возникаю тепловой поток обеспечивает интенсивный перенос теплоты, обусло вающий столь высокую теплопроводность He-II.

Очевидно, что плотность теплового потока пропорциональна скорости нормального компонента

$$q = \rho_n s I \, w_n, \tag{9-1}$$

где  $\rho_n$  — плотность нормального компонента; s — удельная энтропия; T — температура;  $w_n$  — скорость нормального компонента.

Суммарный массовый расход жидкости при термическом противотоке равен нулю:

$$\rho_n \overset{\rightarrow}{w}_n + \rho_s \overset{\rightarrow}{w}_s = 0, \tag{9-2}$$

где  $\rho_s$  — плотность сверхтекучего компонента;  $\overset{\rightarrow}{w_s}$  — скорость сверхтекучего компонента.

При этом плотность He-II можно рассматривать как сумму

$$\rho = \rho_n + \rho_s. \tag{9-3}$$

При T=0 K He-II целиком состоит из сверхтекучего компонента с плотностью  $\rho_s$ , а при  $T_2$  — только из нормального с плотностью  $\rho_n$ .

Экспериментально полученная зависимость отношения  $\rho_n/\rho$  от температуры приведена на рис. 9-4 (см. также табл.  $\Pi$ -2).

В общепринятом смысле жидкий He-II не подчиняется закону Фурье, поэтому для того, чтобы оценить его способность «проводить» теплоту, в ряде

работ [265, 266] вводится понятие эффективного коэффициента теплопроводности.

Согласно представлениям [266] величина эффективного коэффициента теплопроводности He-II является сложной функцией градиента температуры, термодинамического состояния, температуры и геометрии системы, физических свойств жидкости:

$$\lambda_{\Rightarrow \varphi \varphi} = C(T_s) T_s \eta_n^{1/3} \rho^{2/3} s^{4/3} (\operatorname{grad} T)^{-2/3}, \tag{9-4}$$

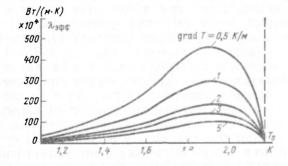


Рис. 9-6. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности He-II от температуры жидкости при постоянных значениях градиента температуры [265].

٥

80

70

50

Рис. 9-5. Зависимость безразмерного параметра  ${\it C}$  от температуры [266].

где C — некоторый безразмерный параметр, зависящий от температуры;  $\eta_n$  — коэффициент вязкости нормального компонента;  $\rho$  — общая плотность жидкости.

Зависимость  $C=f(T_s)$ , построенная по экспериментальным данным различных авторов, приведена на рис. 9-5. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности при различных значениях grad T представлена на рис. 9-6. Следует отметить, что величина  $\lambda_{\text{фф}}$  имеет ярковыраженный максимум при температуре, равной приблизительно 1,9 К и любых значениях grad T, и быстро уменьшается по мере приближения к абсолютному нулю (когда исчезает нормальный компонент) и к температуре, соответствующей  $\lambda$ -точке, в которой величина теплопроводности соответствует обычному значению  $\lambda$  жидкого He-I. Максимальное значение  $\lambda_{\text{эфф}}$  He-II согласно [266] более, чем на шесть порядков превышает коэффициент теплопроводности He-I (при  $T_s$ =2,5 K) и почти в 5 раз — теплопроводность чистого серебра при этой же температуре. Таким образом, температурные перепады в He-II, даже при значительных скоростях переноса теплоты, будут весьма малы и температура в любой точке объема He-II будет практически одинакова.

Заметим также, что несмотря на то, что подобный характер зависимости  $\lambda_{\text{офф}}$  от температуры неоднократно подтверждался экспериментально, в настоящее время отсутствует физически обоснованное объяснение существования максимума теплопроводности He-II при температуре 1,9 K.

Глава десятая

### ТЕПЛООТДАЧА **К** He-II

### 10-1. «БЕСПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ»

## Режим «сопротивления Капицы» $(\Delta T \ll T_s)$

Режим теплоотдачи к He-II до температурных напоров, соответствующих началу пленочного кипения, как уже упоминалось в § 9-1, получил название режима «беспленочного кипения». Вследствие исключительно высокой теплопроводности He-II термическое сопротивление слоя гелия чрезвычайно мало, градиент температур по высоте столба жидкости практически отсутствует и процесс теплоотдачи определяется термическим сопротивлением, существующим на границе твердое тело— He-II. Это сопротивление, лимитирующее количество теплоты, отдавасмое поверхностью нагрева, является важной характеристикой механизма теплоотдачи к He-II. Существование упомянутого контактного термического сопротивления на границе He-II было впервые экспериментально обнаружено П. Л. Капицей (1941 г.) и получило название «сопротивления Капицы».

Возникающее в тонком (приблизительно  $10^{-2}$  мм) слое поверхности раздела «сопротивление Капицы» реализуется в форме скачка температур между твердым телом и He-II.

П. Л. Капица [73, 74] объяснил этот скачок наличием некоторого гипотетического теплопроводного слоя, характеризуемого величиной

$$h_0 = \frac{Q}{EAT},\tag{10-1}$$

которал по существу представляет сооои коэффициент теплоотдачи от твердой стенки к He-II и обычно называется «проводимостью Капицы», единица измерения которой  $Bt/(M^2 \cdot K)$ . Величина, обратная «проводимости Капицы», названа «сопротивлением Капицы»  $^{\rm I}$ 

$$R_0 = \frac{1}{h_0} = \frac{F\Delta T}{Q},\tag{10-2}$$

где Q — тепловой поток через поверхность раздела твердое тело — He-II; F — площадь поверхности раздела;  $\Delta T$  —  $T_w$  —  $T_s$  — скачок температур между температурой поверхности теплообмена  $T_w$  и температурой объема гелиевой ванны  $T_s$ .

В дальнейшем было показано [394], что при низких температурах существование подобного термического сопротивления на границе раздела двух сред обязательно для любой пары твердое тело — жидкость, твердое тело — газ либо на границе контакта двух твердых тел. Однако вследствие уникальных теплопроводящих свойств He-II проявление термического контактного сопротивления на границе твердое тело — He-II особенно явно. Теплоотдача от поверхности нагрева при малых тепловых потоках и температурных напорах приблизительно до  $\Delta T$ =0,03 $\div$ 0,05 K [410] характеризуется практически постоянной величиной коэффициента проводимости во всем интервале режима «сопротивления Капицы».

Изучение режима «сопротивления Капицы», механизм теплоотдачи в котором в настоящее время до конца не выяснен, имеет важное значение для решения вопросов интенсификации теплообмена He-II в области очень низких температурных напоров ( $\Delta T \ll T_s$ ) и понимания механизма теплоотдачи к He-II в целом.

Экспериментальному и теоретическому изучению теплоотдачи к He-II в области «сопротивления Капицы» посвящено значительное число работ. С обзором ранних исследований, касающихся указанной проблемы, можно познакомиться в работе [284] и монографии Д. Уилкса [504]. Обсуждение вопросов, связанных с теплоотдачей к He-II при температурах выше 1 К, содержится в [372], а ниже 1 К — в экспериментальной работе [208]. Довольно подробные обзорные статьи по «сопротивлению Капицы» в последние годы были опубликованы Т. Фредеркингом [306, 307], Г. Поллаком [444] и Н. Снайдером [478]. Там же приведена обширная библиография экспериментальных и теоретических работ по данному вопросу. Механизм теплообмена на границе твердое тело — Не³ рассматривается автором работы [444].

Теоретическое обоснование существования скачка температуры на границе раздела твердое тело — Не-ІІ было впервые предложено И. М. Халатниковым [182] в 1952 г., несколько позднее — авторами работ [8, 402]. Согласно [182] при всех температурах ниже λ-точки теплообмен на границе раздела осуществляется в основном двумя способами. С одной стороны происходит передача энергии от поверхности нагрева в жидкий гелий путем излучения (в виде фононов). С другой — происходит обратный процесс поглощения фононов, поступающих из Не-ІІ на поверхность тела. Поток энергии, возникающий на границе раздела, определяется разностью этих двух потоков, направленных от

¹ Принимая во внимание терминологию, сложившуюся среди специалистов, занимающихся в настоящее время вопросами теплообмена с He-II, в последующем авторы будут пользоваться понятиями «проводимости Капицы» (или для краткости, просто «проводимости») и «сопротивления Капицы», понимая под этим соответственно коэффициент теплоотдачи к He-II и величину, обратную этому коэффициенту.

твердого тела к жидкости и от жидкости к твердому телу. Другими сло вами, «сопротивление Капицы» есть сопротивление проходу тепловых фононов, движущихся с обеих сторон, которые сталкиваются на грани це раздела фаз между твердым телом и жидким гелием и не могут пройти через нее.

И. М. Халатниковым впервые было аналитически показано, что результирующая плотность теплового потока пропорциональна разно

сти четвертых степеней температур указанных тел, т. е.

$$q \approx (T_w^4 - T_s^4). \tag{10-}$$

Для малых разностей температур ( $\Delta T{\longrightarrow}0$  или практически пр  $\Delta T{\ll}\,T_s$ )

$$q = h_0 \Delta T$$
, (10-4)

причем  $h_0$  в свою очередь пропорционально  $T^3{}_s$  (результат, впервые экс периментально полученный П. Л. Капицей [73, 74]) и зависит от аку стических и упругих свойств твердого тела и жидкости [182].

Для коэффициента теплоотдачи (проводимости) И. М. Халатникс

вым получено выражение

$$h_0 = \frac{q}{\Delta T} = \frac{16\pi^4 k \rho_{\mathcal{H}} w_{\mathcal{H}}}{15h \rho_{\mathcal{T}} w^3_t} F\left(\frac{w_t}{w_t}\right) T^3_s, \tag{10}$$

где k — постоянная Больцмана;  $\rho_{\mathbf{m}}$  и  $\rho_{\mathbf{T}}$  — плотности жидкого гелия твердого тела соответственно; h — постоянная Планка;  $w_{\mathbf{m}}$  — скорост первого звука в жидком гелии;  $w_t$  и  $w_t$  — скорость продольного и перечного распространения звука в твердом теле соответственн  $F\left(w_t/w_t\right)$  — функция упругих констант твердого тела.

По данным различных авторов для подавляющего большинсти твердых тел  $F(w_t/w_t)=1.5-2$ . Упругие константы твердых тел и жидк стей можно найти в [207]. В табл. 10-1 приведены значения  $F(w_t/w_t)$ 

для некоторых металлов по данным [42].

Таблица 10

Значения  $F(w_t/w_l)$  ряда металлов

Метал п	Nı	Pb	Sn	Cu	Pt
$F(\boldsymbol{w}_t/\boldsymbol{w}_l)$	2,10	2,00	2,08	2,06	2,06

Соотношение для коэффициента проводимости (10-5) может бы записано в более удобной для расчетов форме через температуру Деб: [306, 307]:

$$h_{o} = \frac{9.7 \cdot 10^{5} \rho_{m} w_{m} F(w_{t}/w_{t}) T^{3}_{s}}{M \theta^{3}_{D}}, \tag{10}$$

где М — молекулярная масса твердого тела.

В табл. 10-2 приведены значения дебаевского параметра  $\theta_D$  ря веществ по данным [157]. В скобках даны величины температуры Дбая, рекомендованные автором [307].

В качестве примера вычислим коэффициент проводимости для п

ры медь — He-II:

$$F(w_t/w_l)=2,06.$$

Дебаевский параметр для меди:  $\theta_D$ =380 К.

Плотность гелия:  $\rho_{m}=144 \text{ кг/м}^{3}$ . Скорость звука в гелии:  $\omega_{m}=238 \text{ м/c}$ . В результате расчета получим теоретическое значение коэффициента теплоотдачи от меди к He-II  $h_{0}\approx 20 \, T_{3_{n}}^{3} \, \text{Вт/(м}^{2} \cdot \text{K)}$ . В табл. 10-3 приведены теоретические значения «проводимости Капицы», рассчитанные по теории И. М. Халатникова согласно [444].

Таблица 10-2

### Значение $\theta_D$ ряда веществ

Вещество	AI	Sı	Ti	NI	Си	Ag	In
$\theta_D$ , K	420	670 (658)	278	465 (456; 470)	343 (399)	225 (225)	110 (109)
Вещество	Sn	w	v	Pt	Au	Pb	Сг
θ <sub>D</sub> , Κ	190 (189)	405 (379; 390)	273	233 (229; 235)	165 ( 165)	95 (94,5)	402
Вещество	Fe	Hg	Co	Zn	Mo	С (алмаз)	С (графит
θ <sub>D</sub> , Κ	467	75 (60; 71,9)	<b>44</b> 5	305	425	2000	391

Таблица 10-3

#### Значения $h_0$ и $F(w_t/w_l)$ для ряда веществ

Madana Anton	$F(w_t/w_l)$	t P=1/1.0 K)	M	$F(w_t/w_t)$	( Ba (() 2 K)
Материал образца	- (w <sub>t</sub> /w <sub>l</sub> /	h <sub>0</sub> , Вт/(м²⋅К)	Материал образца	1 (01/01/	h <sub>0</sub> , Вт/(м <sup>2</sup> ·К)
Никель	1,5	$7,15 T_s^3$	Медь	1,6	20,8 T <sub>s</sub>
Кварцевое стекло	1,5	17,4 $T_s^3$	Платина	2,0	$25 T_s^3$
Свинец	1,5	550 $T_s^3$	Олово	1,5	58,8 T <sub>s</sub>

Как видно из таблицы, теория И. М. Халатникова дает значение показателя степени (в выражении  $h_0 = AT^n_s$ ) n=3 независимо от материала, состояния и температуры поверхности нагрева.

Сопоставим полученные расчетным путем результаты по коэффициентам проводимости с имеющимися экспериментальными данными различных авторов.

Поскольку перепады температур в объеме жидкости вследствие большой теплопроводности He-II чрезвычайно малы, то в подавляющем большинстве экспериментальных методик температура жидкости в непосредственной близости от поверхности нагрева принимается равной температуре объема гелиевой ванны  $T_s$  при данном дазлении. В этом случае экспериментальное определение температурного скачка может быть сведено к определению с требуемой точностью температуры поверхности теплообмена и температуры насыщения He-II при заданном давлении.

Измерение температуры насыщения в большинстве экспериментальных работ производилось при помощи датчика температуры, погруженного непосредственно в объем

Не-II, и контролировалось по газовому термометру.

Измерение температуры поверхности осуществлялось либо с помощью одного термометра сопротивления, помещенного как можно ближе к поверхности нагрева, либо линейной экстраполяцией температурного градиента, измеренного по нескольким термометрам, расположенным на различных расстояниях от поверхности. В ряде работ измерение температуры температуры поверхности в различных расстояниях от поверхности. рение температуры теплоотдающей поверхности осуществлялось при помощи термометра сопротивления, которым служила сама поверхность нагрева, выполненная в виде проволочек, тонких лент и т. п.

В табл. 10-4 приведена сводка данных по «проводимости Капицы», составленная нами по известным экспериментальным работам, в кото-

рых опытные результаты обрабатывались в виде  $h_0 = AT^n_s$ .

Как видно из табл. 10-4, показатель степени *п* может изменяться в зависимости от условий проведения опытов в довольно широких пределах. Значения коэффициента проводимости могут различаться в ряде случаев более чем на порядок. Столь большой разброс опытных данных позволяет сделать заключение о весьма сложном влиянии, которое оказывают на «проводимость Капицы» различные поверхностные условия, такие как шероховатость, состояние поверхности и ее предыстория, способы обработки, условия проведения опытов (нормальное или сверхпроводящее состояние исследуемой поверхности) и множество других,

самых неожиданных факторов.

Из металлов наиболее полно исследованы медь [6, 42, 43, 182, 208, 253, 254, 255, 257, 268, 294, 297, 372, 413, 414, 424, 503] и свинец [142, 253, 254, 255, 256, 260, 325, 372, 414], причем разброс экспериментально полученных значений «проводимости Капицы», например, для  $T_s$  = 1,9 K по данным [478] довольно велик:  $(1,2-7,5)\,10^3$  Вт/ $({\rm M}^2\cdot{\rm K})$  — для свинца. Еще более широкий диапазон значений проводимости (при этой же температуре) можно получить, анализируя результаты экспериментальных исследований, представленных в табл. 10-4:  $(0,7-10,8)\,10^3$  Вт/ $({\rm M}^2\cdot{\rm K})$  — для меди и  $(1,9-32,1)\,10^3$  Вт/ $({\rm M}^2\cdot{\rm K})$  — для свинца. Значительный разброс экспериментально полученных значений проводимости для ртути  $(0,15\,T^3_s< h_0<<0.45\,T^3_s)$  отмечается авторами работы [444], сопоставившими большое число известных опытных данных. Аналогичный вывод можно сделать и для других металлов (см. табл. 10-4), причем значения коэффициентов проводимости, полученные экспериментальным путем для любых поверхностей нагрева оказываются значительно выше, чем это предсказывается теорией.

В чем же причины большого разброса опытных данных и значительного расхождения результатов теоретических расчетов и экспери-

ментов?

Несмотря на большое расхождение известных опытных данных, некоторые тенденции в ряде случаев могут быть прослежены. Так, экспериментальные результаты работы [42] позволяют сделать заключение, что одной из причин, вызывающих значительное расхождение между теорией И. М. Халатникова и опытом, является наличие толстого (по сравнению с длиной волны фоиона при данной температуре) деформированного слоя (слоя Бейльби), образующегося после механической обработки поверхности и имеющего аморфную структуру. При сравнении опытных результатов с теорией используются упругие константы для металлов, имеющих нормальную кристаллическую структуру. Процесс излучения фононов происходит фактически с поверхности аморфного слоя, упругие константы которого неизвестны. В случае восстановления кристаллической структуры поверхности опытные результаты во многих случаях приближаются к теоретическим. Правда, подобная точка зрения способна обосновать лишь те экспериментальные результаты, для которых при  $T_s$  показатель степени n>3. Объяснить же отклонение показателя степени от кубического закона, когда n < 3, в частности, данные, полученные в работе [59] для ряда металлов, в настоящее время не представляется возможным.

Чистые поверхности, у которых каким-либо способом сняты поверхностные напряжения (например, механической обработкой под слоем

Таблица 10-4 Значение  $h_{m 0}$  ряда веществ в зависимости от способа обработки поверхности и температуры гелиевой ванны  $T_s$ 

Обработка поверхности образца	h <sub>0</sub> , Вт/(м²⋅К)	$T_{s}$ , K	Источник
Теоретический расчет	20 Ts		[182]
	•	0,3-1,0	[294]
Crassian Selection of			[503]
the production of the second			[56]
1907 Carlo American	$480 \ T_s^{2,6}$	0,570—2,075	[43]
Обработка на токарном стан- ке с последующим обезжири- ванием этиловым спиртом	850 T <sub>s</sub> <sup>3,34</sup>		
Обработка на токарном стан- ке с последующим обезжири- ванием этиловым спиртом, электрополированием и повтор-	480 T <sub>s</sub> <sup>4,11</sup>	1,3—2,1	[424]
Механическая обработка под слоем He-II После выдерживания на воз-	910 $T_s^{3,1}$ 1430 $T_s^{2,6}$	1,3—2,15	[253, 254]
Механическое полирование Поверхность получена спека-	200 $T_s^3$ 250 $T_s^3$	0,1-1,3	[57]
Механическая обработка	1048 $T_s^{2.7}$	1,55-2,142	[268]
То же	189 $T_{s}^{2,4}$	0,8—1,7	[297]
Теоретический расчет	180 T <sub>s</sub>		[260]
Обезжиривание спиртом и четыреххлористым углеродом До электрополирования	420 $T_s^3$ 820 $T_s^3$	Part I may be a second	
Электрополирование с удалением слоя примерно 34 мкм Электрополирование с удалением слоя примерно 102 мкм; выдерживание 7 сут на воздухе	1100 $T_s^{2,9}$ 700 $T_s^{2,9}$	1,2—2,0	[42]
Обработка поверхности фрезой под слоем He-II Тот же образец через 4 мес	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	1,3-2,1	[42]
Машинное полирование	1430 $T_s^3$	1,3-2,0	[325]
Машинная обработка с по- следующей выдержкой об- разца Два дня в атмосфере кисло- рода при $T=300~\mathrm{K}$	$N - 2500 T_s^{2,5}$ $S - 1000 T_s^{3,25}$ $N - 2500 T_s^{2,5}$ $S - 1000 T_s^{3,25}$		
	Теоретический расчет Не указана То же  Обработка на токарном станке с последующим обезжириванием этиловым спиртом Обработка на токарном станке с последующим обезжириванием этиловым спиртом, электрополированием и повторным обезжириванием Механическая обработка под слоем Не-II После выдерживания на воздухе Механическое полирование Поверхность получена спеканием порошка Механическая обработка То же  Теоретический расчет Обезжиривание спиртом и четыреххлористым углеродом До электрополирования Электрополирование с удалением слоя примерно 34 мкм Электрополирование с удалением слоя примерно 102 мкм; выдерживание 7 сут на воздухе  Обработка поверхности фрезой под слоем Не-II Тот же образец через 4 мес Машинное полирование Машинная обработка с последующей выдержкой образца Два дня в атмосфере кисло-	Теоретический расчет     Не указана     То же     То же     То же     То же     То же     То беработка на токарном станке с последующим обезжириванием этиловым спиртом Обработка на токарном станке с последующим обезжириванием этиловым спиртом, электрополированием и повторным обезжириванием Механическая обработка под слоем He-II     После выдерживания на воздухе     Механическое полирование     Поверхность получена спеканием порошка     Механическая обработка     То же     Теоретический расчет     Обезжиривание спиртом и четыреххлористым углеродом Ло электрополирование с удалением слоя примерно 34 мкм     Электрополирование с удалением слоя примерно 34 мкм     Электрополирование с удалением слоя примерно 102 мкм; выдерживание 7 сут на воздухе     Обработка поверхности фрезой под слоем He-II     Тот же образец через 4 мес Машинное полирование     Машинная обработка с последующей выдержкой образца     Два дня в атмосфере кислорова пои $T = 300$ К      То же     Теоретический выдержкой образца     Два дня в атмосфере кислорова пои $T = 300$ К      То же     То ж	Теоретический расчет Не указана То же

Материал	Обработка повержности образца	h <sub>0</sub> , B <sub>T</sub> /(M <sup>2</sup> ⋅K)	$T_{S}$ , K	Источник
Свинец	Один день в атмосфере гелия при $T = 300 \; { m K}$	$N = 2000  T_s^{3.5}$ $S = 1000  T_s^{3.5}$		
	Снятие электрополированием слоя примерно 500 мкм и выдерживание один день в ат-	$N = 2500 T_s^{3,5}$ $S = 1300 T_s^{3,5}$		
	мосфере гелия при $T=300\ {\rm K}$ Снятие электрополированием слоя примерно $800\ {\rm mkm}$ и	$N = 2500  T_s^{3,5}$ $S = 1700  T_s^{3,5}$	1,3—2,2	[256]
	выдерживание один день в атмосфере гелия при $T=300~{\rm K}$ Снятие электрополировани-	$N = 3000 T_s^{3.7}$		
	ем слоя примерно $100$ мкм. Отжиг в течение $15$ ч в вакууме при $T=573$ К	$S = 2500  T_s^{3,5}$		
Платина	Теоретический расчет	120 T <sub>s</sub>		[182]
	Механическая обработка	215 $T_s^{2,8}$	1,55—2,142	[268]
	Не указана	625 T.	1,7-2,1	[73, 74]
	Отжиг 3 ч при $T=773$ К с последующим обезжириванием спиртом, четыреххлористым углеродом	470 $T_c^{2,3}$	1,2—2,1	[42]
Никель	Промывка спиртом и четы-реххлористым углеродом	620 T <sub>s</sub> ,9	1,4-2,1	[42]
	Удаление электрополирова- нием слоя примерно 140 мкм	142 $T_s^{2,5}$	1,5—2,0	[42]
	Выдерживание 7 ч при <i>T</i> = 1273 K в вакууме	640 T <sub>s</sub> <sup>3,6</sup>		
	Обработка на токарном станке	690 T <sub>s</sub> <sup>3,6</sup>	1-2,0	[261]
	Удаление электрополирова- нием слоя примерно 80 мкм	140 T <sub>s</sub> <sup>1,5</sup>		
	Промывка спиртом и четы- реххлористым углеродом	740 $T_{3}^{3,6}$	}	
Олово	Промывка спиртом и четы- реххлористым углеродом с по- следующим удалением элек- трополированием слоя пример- но 2,5 мкм и повторной про- мывкой	810 T <sub>s</sub> <sup>2.9</sup>	1,15—2,0	[42]
	Машинное полирование	$N - 1820 T_s^3$ $S - 1660 T_s^3$	1,3—2,0	[324, 325]
Железо	Выдерживание 8 ч при $T = 1013$ K в чистом водороде	770 T <sub>s</sub> ,4	1	100000
	Последующее удаление на станке слоя примерно 0,2 мм и механическое полирование	920 T <sub>s</sub> <sup>3,0</sup>		3000

II подолже			10 1
II DOOOJI HC	e nue	man n.	11/-4

Материал	Обработка поверхности образца	h <sub>0</sub> , Вт/(м²⋅К)	<i>T<sub>s</sub>,</i> K	Источник
Ко <b>б</b> ал <b>ь</b> т	Выдерживание 92 ч при <i>Т</i> — = 653 К в вакууме	850 T <sub>s</sub> <sup>3,2</sup>		
	Удаление в дальнейшем на станке слоя примерно 0,2 мм с последующей полировкой	980 T <sub>3</sub> ,2	1—2	[261]
Ниобий	Удаление на станке слоя 0,3 мм и выдерживание 5 мес на воздухе с последующей обработкой ацетоном и спиртом	170 T <sub>s</sub> <sup>3,62</sup>		
	Химическое полирование, последующий отжиг в вакууме и выдерживание 6 дней в вакууме; обработка на токарном станке с постедующим химическим полированием и обработкой этиловым спиртом	200 T <sub>s</sub> <sup>4,65</sup>	1,3—2,1	[424]
<b>А</b> люминий	Выдерживание в течение 1 ч при $T = 723$ К на воздухе; то-карная обработка, обезжиривание, химическое полирование и обработка этиловым спиртом	350 T <sub>s</sub> <sup>4,21</sup>	1,3-2,1	[424]
<b>A</b> 1 6061 (сплав)	Обработка на токарном станке с последующим обезжириванием этиловым спиртом и выдерживанием в течение 1 ч на воздухе	900 T <sub>s</sub> <sup>3</sup>		
Индий	Машинное полирование	$N - 1050 T_s^3$ $S - 990 T_s^3$	1,3-2,0	[324, 325]
Серебро	Механическое полирование с последующим обезжиривани- ем ацетоном Отжиг с последующим элек- трополированием и длительным выдерживанием под вакуумом в течение:	820 T <sub>s</sub> <sup>3</sup>	1,4-2,1	[266]
	2 дней 11 дней 30 дней	$   \begin{array}{ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	1,2-2,1	[205]
Нержа- веющая сталь	Механическое полирование Поверхность получена спе- канием порошка	263 $T_s^3$ 222 $T_s^3$	} 0,1—1,3	[57]
Зана дий	Механическое полирование	260 T <sub>s</sub> <sup>3,5</sup>	1	
<b>З</b> олото	То же	1250 $T_s^3$	- h 12 h 1	
Кремний	2 2	290 T <sub>s</sub> , 15	1,3—2,15	[372]
LiF		430 T <sub>s</sub> <sup>3,75</sup>	J	

Материал	Обработка поверхности образца	$h_0$ , $Br/(M^2 \cdot K)$	T <sub>s</sub> , K	Источни
Кварц	Шлифовка и полирование с последующим обезжириванием спиртом и четыреххлористым углеродом	570 T <sub>s</sub> <sup>3,6</sup>	1,151—2,157	[42]
Сапфир	Ручное полирование	227 $T_s^3$	1,3—2,0	[325]

Примечание. И-образец в нормальном состоянии; S-образец в сверхпроводящем состояния.

жидкого гелия, с последующей рекристаллизацией при комнатной температуре) [42, 478], имеют более высокие значения проводимости по сравнению с загрязненными или не подвергавшимися специальной обработке. Подобный вывод расходится с результатами [208]. Более высокие проводимости в большинстве случаев получены на образцах, поверхностные слои которых были удалены электрополированием, травлением или ионной бомбардировкой [42, 256, 424], т. е. способами, при помощи которых можно удалить верхний, деформированный слой, не нарушая при этом кристаллической структуры основного металла.

Увеличение времени выдержки серебряных образцов в вакууме [205] заметно уменьшало величину  $h_0$ . Увеличение слоя окислов в большинстве случаев также снижает величину проводимости [6, 42, 305]. В то же время известны данные [257, 372], отрицающие это положение, когда  $R_0$  для чистых медных образцов заметно превышали значения «сопротивления Капицы», полученные для окисленных или подвергнутых травлению образцов. Однако по данным [42] влияние пленок окислов на процесс теплоотдачи к He- $\Pi$ , равно как и слоя газа, адсорбированного поверхностью нагрева, оказывается меньшим, чем влияние слоя Бейльби, толщина которого может достигать нескольких миллиметров.

Состояние поверхностного слоя (например, при плохом контакте слоя окиси с основной массой металла или уплотнении поверхностного слоя, обусловленного холодной обработкой), создавая дополнительное термическое сопротивление, при обработке опытных данных может сильно влиять на экстраполяцию температурного градиента к поверхности раздела. Величина такого термического сопротивления при низких температурах может быть соизмерима с величиной «сопротивления Капи-

цы» и существенно искажать получаемые результаты.

Влияние шероховатости поверхности нагрева на теплоотдачу в области «сопротивления Капицы» было рассмотрено авторами работ [253—255, 401]. Так как длина волны фононов в диапазоне температур от 1 до 2,1 К чрезвычайно мала (10<sup>-5</sup> мм в металле и 10<sup>-6</sup> мм в гелии) и соизмерима или меньше размеров шероховатости, то процесс отражения фононов весьма чувствителен к состоянию поверхности. Однако в связи с тем, что эффективная поверхность теплообмена может быть больше геометрической (видимой) на величину суммарной площади впадин и выступов, неучет шероховатости должен привести к завышенным экспериментальным значениям «проводимости Капицы». Заметим, что поправка на шероховатость вносилась в известных нам работах лишь автором [424], когда профиль микронеровностей определялся с по-

мощью микроскопа, а рассчитанная с учетом шероховатости эффективная поверхность теплообмена превышала видимую приблизительно на 27%. К результатам, подтверждающим подобную точку зрения, можно отнести и опытные данные автора работ [253—255], получившего на полированной поверхности спектроскопически чистой меди наивысшие по сравнению с шероховатыми поверхностями значения «сопротивления Капицы». Отмеченные обстоятельства в меньшей степени сказываются в области температур ниже 1 К. Так, в [57] представлены результаты измерений «сопротивления Капицы» от 0,1 до 1,3 К, полученные на образцах одинаковой геометрии из меди и нержавеющей стали. Два образца из разных материалов имели гладкую, механически полированную поверхность, два других — шероховатую, полученную методом спекания в атмосфере водорода. Эти результаты в пределах точности эксперимента удовлетворяют зависимости  $h_0 = AT_s$  (см. табл. 10-4), причем развитая поверхность довольно незначительно (для меди на 20%, для нержавеющей стали приблизительно на 16%) снижает величину термического сопротивления. Расчетные значения величины Ко лежат заметно выше экспериментальных. И если закон  $h_0 = AT_s$  при низких (ниже 1 K) температурах, по мнению автора [57], не вызывает сомнений, то количественное различие между отдельными экспериментальными результатами и их отклонение от теоретических расчетов в этом диапазоне температур в настоящее время не имеют приемлемого, физически обоснованного объяснения. Опытные данные авторов [209], полученные при  $T_{s} < 0.1$  K, также удовлетворяют этой зависимости. Следует отметить, что при очень низких температурах экспериментально полученные значения  $h_0$  несколько лучше согласуются с теоретическими, чем при  $T_s$ >1 K [209, 294].

В работах [253—256, 324, 325, 401, 430, 431, 440] было показано, что «сопротивление Капицы» несколько выше для металлов, находящихся в сверхпроводящем состоянии, чем в нормальном. Другими словами, при переходе материала в сверхпроводящее состояние интенсивность теплоотдачи снижается— заключение, имеющее принципиальное значение для расчета и проектирования систем охлаждения сверхпроводящих

устройств.

Так, в [440] для индия, находящегося в нормальном состоянии, получено значение величины  $\vec{R}_{\text{c}} = (19.3 \pm 0.2) \, T_{\text{c}}^{-2.55}$ , а в сверхпроводящем состоянии в диапазоне температур гелиевой ванны  $0.6 - 2.2 \, \text{K}$  величина  $R_{\text{o}} = (20 \pm 0.3) \, T_{\text{c}}^{-2.55}$ .

Согласно экспериментальным данным [332, 333] переход металла в сверхпроводящее состояние увеличивает «сопротивление Капицы» приблизительно на 10% для олова и на 5% для индия. Еще большее, почти в 3 раза, увеличение  $R_0$  обнаружено автором [253, 254] для свинца (при  $T_s$ =1,3 K) при переходе в сверхпроводящее состояние. Подтверждением влияния на величину  $R_0$  перехода из нормального состояния в сверхпроводящее могут также служить экспериментальные результаты работы [217], где показано, что термическое сопротивление между двумя металлами (медью и оловом, медью и свинцом) в диапазоне температур 1,4—2 K выше в случае, когда один из металлов находится в сверхпроводящем состоянии.

Зависимость коэффициента теплоотдачи от давления в области «сопротивления Капицы» исследовалась в работах [42, 205, 257, 290]. Согласно теории И. М. Халатникова изменение величины  $\rho_{\mathbf{x}} \boldsymbol{w}_{\mathbf{x}}$  в уравнении (10-6) при увеличении давления до  $(20 \div 25) \cdot 10^5$  Па уменьшает

величину  $R_0$  (вследствие высокой сжимаемости He-II) на 60-65%. Одна ко опытные данные [42, 205, 257, 290] позволяют сделать вывод, чт повышение давления от  $p_{\lambda}$  до  $25 \cdot 10^5$  Па снижает скачок температур лишь на 10—20% по сравнению с насыщенной жидкостью [411]. Пр этом  $\kappa_0$  практически не зависит от давления при  $T_s > 1-1,3$  К (макси мально снижение К₁ с ростом давления до 25 · 105 Па не превышает 5% [257]), монотонно увеличиваясь с ростом  $T_s$  вплоть до  $\lambda$ -точки. Автори работ [205, 257] объясняют расхождение теоретических и эксперимен тальных результатов существованием вблизи поверхности нагрева плот ного слоя гелия, обусловленного действием ван-дер-ваальсовских си взаимодействия между атомами твердого тела и гелия, который не учи тывается уравнением (10-5). Наличие этого слоя уменьшает влияни изменения плотности гелия с ростом давления, причем «эффективность такого слоя, как и следует из опытных данных, выше для более корот коволновых фононов, доминирующих при более высоких температура: И, следовательно, влияние давления на изменение величины  $R_0$  должн быть заметнее при низких температурах. Как показывают расчет [205, 257] R<sub>0</sub> близко к 60—65% при 0 К и 10% при 2,0 К.

Экспериментальные результаты [6], указывающие на уменьшени величины R₀ в 10—20 раз при увеличении давления приблизительно д  $8 \cdot 10^5$  Па в диапазоне температур от 1,6 K до  $\lambda$ -точки, расходятся с ре зультатами всех других работ, посвященных влиянию давления на ин тенсивность теплоотдачи к Не-ІІ. Эти результаты, очевидно, следуе

отнести к разряду ошибочных.

В настоящее время практически отсутствует информация о влияни чистоты материала образца на «проводимость Капицы»; немногочислен ные опытные данные по этому вопросу [255] не позволяют сделать ка

ких-либо определенных выводов.

Изменение положения экспериментального образца с горизонталь ного на вертикальное [268], а также изменение размеров нагревательного элемента [268, 349, 356] не оказывает влияния на теплоотдач в режиме «сопротивления Капицы». Коэффициент теплоотдачи практи чески не зависит в этом режиме и от глубины погружения образц в гелиевую ванну. Не обнаружено в режиме «сопротивления Капицы: и явления гистерезиса.

Следует отметить еще один интересный результат, полученный авто ром работы [42]. Экспериментальные данные по теплоотдаче от олов: к He-II, полученные при вращении жидкого гелия в сосуде со скоростьк до 400 об/мин, с достаточно высокой точностью совпадали с результа

тами, полученными в покоящемся гелии.

Таким образом, анализ экспериментальных данных по теплоотдаче в области «сопротивления Капицы» позволяет сделать вывод о практи чески полном отсутствии воспроизводимости результатов, полученных различными авторами. Специальному изучению вопроса воспроизводи мости результатов посвящены работы [205, 261, 374]. Эти попытки, за редким исключением, успеха не имели. Следует отметить, однако, что воспроизводимость несколько улучшается после удаления оксидного или подвергавшегося механической обработке поверхностного слоя [261].

В [306, 307, 478] показано, что коэффициент «проводимости Капицы» можно получить на основе модели «фононного» излучения черного тела. Плотность теплового потока за счет «фононного» излучения черного тела согласно [314] равна:

 $q_0 = \sigma_B (T^4_{ \text{W}} - T^4_{ \text{S}}) = \sigma_B (T_S + \Delta T)^4 - \sigma_B T^4_{ \text{S}} = h_0 \Delta T$ 

или при условии  $\Delta T \ll T_s$ :

(10-8 233 где  $\sigma_{B}$  — некоторый параметр, зависящий от специфических свойств жидкости и твердого тела. Тогда

$$h_0 = \frac{q_0}{\Delta T} = 4\sigma_B T^3 s. \tag{10-9}$$

Уравнение (10-9) может быть записано через температуру Дебая [313, 314] как

$$h_0 = 1,93 \cdot 10^7 \left(\frac{\rho_T}{M}\right)^{2/3} \theta_D^{-2} T^3_s, \tag{10-10}$$

где  $\rho_{\rm T}$  — плотность твердого тела. Следует отметить, что в отличие от теории И. М. Халатникова данная методика не учитывает кристаллической структуры реального твердого тела и ее влияния на скорости (продольную и поперечную) звука, а также свойств He-II. Как показано в [306, 307], выражение (10-10), очевидно, является верхним пределом коэффициента теплоотдачи He-II.

В табл. 10-5, заимствованной нами из работы [478], приведено сравнение наиболее высоких значений «проводимости Капицы», полученных экспериментально на поверхностях нагрева, изготовленных из различных материалов (при  $T_s = 1.9$  K), со значениями  $h_0$ , вычисленными для тех же поверхностей на основе модели «фононного» излучения черного тела по формуле (10-10).

Таблица 10-5 C равнение  $h_0$ , полученных экспериментально, с расчетом по формуле (10-10) для поверхностей нагрева из различных материалов при  $T_s=1,9~{
m K}$ 

Материал поверхности напрева	$\theta_D$ , K	Теоретическое значение $h_0\cdot 10^{-3}$ , Вт/(м²·К)	Экспериментальное значение $h_0\cdot 10^{-3}$ , BT/(м²·К)	Источник
Hg	72	440	30	[431]
Pb	100	190	32	[256], [257]
In	111	171	- 300011 canal	[431]
Au	162	155	8,8	372
Pt	221	62	10	405
Ag	226	55	6,0	266
Ag Sn	195	54	12,5	325
Cu	343	30	7,5	3721
Ni	440	19	4,0	[42]
W	405	18	2.5	[372]
KC1	230	22	2,5 6,9	[372]
SiO, (кварц)	290	19	5,7	[42]
Š1	636	6,4	4,2	[372]
LiF	750	5,1	4,5	[372]
$Al_2O_3$	1000	1,5	1,6	[325]

Анализ табл. 10-5 позволяет отметить весьма значительные отклонения экспериментальных данных от предсказываемых теорией. Например, для меди максимальная величина проводимости, полученная опытным путем, отличается от теоретической в 4 раза, для свинца — в 6, причем можно зафиксировать некоторую тенденцию сближения результатов по мере роста температуры Дебая, в особенности для неметаллических поверхностей,  $\hat{n}^{\circ}$  которых гораздо ближе, чем у металлов, к пределу «радиации фононов».

На рис. 10-1 и 10-2 в координатах  $h_0 = f(\theta_D^{-1})$  нанесены экспериментальные результаты по «проводимости Капицы» при  $T_s$ =1,9 К для нескольких твердых тел, подвергнутых приблизительно одинаковой обработке.

Опытные данные на рис. 10-1 могут быть [478] аппроксимированы выражением:  $h_2 \sim \theta_D^{-0,0}$ , а на рис.  $10-2-h_0 \sim \theta_D^{-0,6}$ , причем следует отметить, что необработанные поверхности не позволяют выявить четкую зависимость проводимости от дебаевской температуры [478].

Аналогичная обработка опытных данных содержится и в [252]. Анализ максимальных значений проводимости, полученных при  $T_s$ 

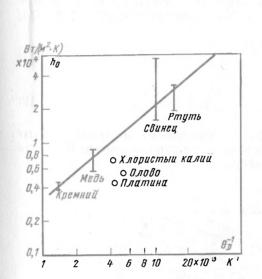


Рис. 10-1. Опытные данные по «проводимости Капицы» при  $T_s$ =1,9 К для химически очищенных поверхностей нагрева согласно [478].

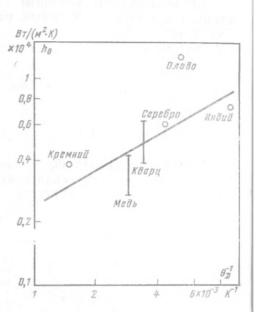


Рис. 10-2. Опытные данные по «проводимости Капицы» при  $T_s$ =1,9 K для полированных поверхностей нагрева согласно [478].

=1,5 К экспериментальным путем для 14 веществ, включающих металлы, позволил автору [252] аппроксимировать результаты зависимостью  $\hat{n}_0 \sim \hat{v}_D^{-1}$ .

Аппроксимации, полученные в [252 и 478], значительно отличаются от теоретических зависимостей ( $h_{\circ} \sim \theta_{D}^{-3}$  — теория И. М. Халатникова и  $h_{\circ} \sim \theta_{D}^{-2}$  — теория предела "радиации фонона"), отражающих влияние на величину  $h_{\circ}$  упругих свойств твердого тела. Г. Поллак [444] со ссылкой на неопубликованную работу Д. Нипе отмечает, что для низких температур (ниже 1 K) данные по теплоотдаче к He-II с поверхности ртути, индия и свинца могут быть аппроксимированы выражением  $n_{\circ} \sim 0^{-3}_{D}$ , что соответствует закону, предсказываемому теорией И. М. Халатникова, и совпадает с выводами авторов [57, 209, 294]. Таким образом, влияние огромного количества факторов, включающих в себя температуру и давление в гелиевой ванне, условия проведения опытов и сложный комплекс поверхностных условий, не позволяет в настоящее время ввести необходимые коррективы в существующие теоретические зависимости. В ряде случаев последние, правильно отражая характер

влияния на интенсивность теплоотдачи характеристик теплоотдающей поверхности и овойств жидкости (при  $\Delta T \ll T_s$ ), дают существенно заниженные значения коэффициентов теплоотдачи.

### Режим «сопротивления Капицы» $\Delta T \approx T_s$

Предполагая, что механизм передачи теплоты, основанный на понятии «сопротивления Капицы», распространяется и на большие, чем бесконечно малые значения температурных напоров, коэффицией теплоотдачи в области  $\Delta T \approx T_s$  может быть записан как [268, 313, 314, 266, 306, 307]

$$h = h_0 f\left(\frac{\Delta T}{T_s}\right), \tag{10-11}$$

где

$$f\left(\frac{\Delta T}{T_s}\right) = 1 + \frac{3}{2}\left(\frac{\Delta T}{T_s}\right) + \left(\frac{\Delta T}{T_s}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{\Delta T}{T_s}\right)^3. \tag{10-12}$$

Выражение (10-11) было впервые предложено автором работы [410] и позволяет экстраполировать данные по «проводимости Капицы» в область больших температурных напоров <sup>1</sup>.

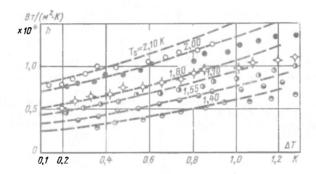


Рис. 10-3. Сопоставление экспериментальных данных по «сопротивлению Капицы» для серебра [266] с данными расчета по соотношению  $h_0{=}0,082~T^3{}_s$ , экстраполированному при помощи функции  $f(\Delta T/T_s)$  в область больших температурных напоров.

Зависимость (10-11) рекомендована [266, 306, 307] для расчета коэффициента теплоотдачи к He-II в области высоких тепловых потоков (вплоть до критических), если известны значения  $h_0$  (полученные экспериментально) для каждой из исследуемых поверхностей нагрева.

Как показали экспериментальные исследования [266, 268, 349, 410], в области больших тепловых потоков при температурах поверхности нагрева, приблизительно превышающих температуру  $\lambda$ -точки, экспериментальные значения h располагаются ниже предсказываемых теорией, причем с ростом температуры образца это расхождение увеличивается (рис. 10-3). Так, отклонение экспериментальных значений h, полученных авторами [268], от расчетных в области, прилегающей

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Соотношение (10-11) может быть получено путем деления соотношения (10-7) на (10-8). При  $\Delta T$ — $\rightarrow$ 0 выражение для h превращается в выражение для  $h_0$ .

к  $q^*$ , достигало 35%. Подобное отклонение согласно [6] может бы объяснено следующим. При температурах, превышающих  $T_{\lambda}$ , меж поверхностью нагрева и He-II появляется слой жидкого He-I, создащий вследствие его низких по сравнению с He-II теплопроводну свойств дополнительное термическое сопротивление. По другим исто никам [306, 307] это связано с резким возрастанием термическое сопротивления слоя He-II, прилегающего к поверхности нагрегобусловленным наложением тепловой нагрузки.

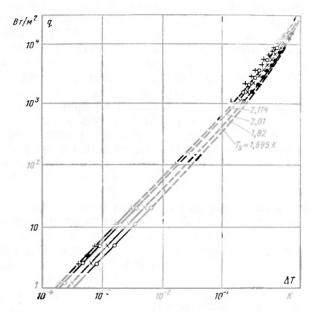


Рис. 10-4. Сопоставление экспериментальных данных по теплоотдаче к He-II с поверхности платины [73, 74] и серебра [266] с рассчитанными по соотношению  $q=-625\ T^3_s\Delta T$  [73, 74], экстраполированному с помощью функции  $f(\Delta T/T_s)$  в область больших температурных напоров.

На рис. 10-4 представлена зависимость плотности теплового по ка q от температурного напора  $\Delta T$ , когда интервал  $\Delta T$  охватыв несколько порядков. Экспериментальные данные П. Л. Капицы 74] для стекла, покрытого слоем платины, удовлетворяющие соот шению  $h_0 = 625$   $T^3_s$ , были экстраполированы [306, 307] при помофункции (10-11) в область больших температурных напоров. На грананесены также опытные данные [266] для поверхности из сереб полученные при больших  $\Delta T$  и практически совпадающих значен температуры гелиевой ванны.

В пределе (при  $\Delta T \gg T_s$ ) уравнения (10-7) и (10-9) дают асим

тическое соотношение

$$q = \frac{\Delta T^4 h_0}{4T_S} \ . \tag{1}$$

 $\Theta$ днако значения  $\Delta T$ , при которых это выражение может счита действительным, превышают температурные напоры, соответствую началу парообразования.

Следует отметить, что на сегодня область температурных напоров, при которых наблюдается значительное отклонение от «закона Капицы»  $\Delta T^* > \Delta T \geqslant T_s$ , исследована весьма слабо. Очевидно, основные закономерности теплоотдачи, обнаруженные в режиме преобладающего влия ния «сопротивления Капицы», будут справедливы и в области более значительных  $\Delta T$ . Однако возможное появление (при  $I_m \gg I_{\gamma}$ ) поверхности нагрева тонкой низкотеплопроводной прослойки Не-І будет вносить дополнительную неопределенность при анализе теплоотдачи в этом режиме. По некоторым данным [349] в этом температурном диапазоне отмечается влияние размера нагревательного элемента на процесс теплоотдачи к Не-ІІ, что свидетельствует о заметной роли архимедовых сил, а при высоких (близких к  $\Delta T^*$ ) температурных напорах — влияние глубины погружения образца. Последнее возможно лишь после появления на поверхности паровой фазы. Исследования авторами настоящей работы [200] теплоотдачи к пленке He-II (толщиной в несколько десятков микрон), создаваемой орошением поверхности из специальной форсунки, дали результаты, практически совпадающие с результатами по теплоотдаче в большом объеме. Это позволяет сделать вывод о том, что механизм переноса теплоты от поверхности нагрева к объему и пленке He-II одинаков. Во всем диапазоне тепловых нагрузок при прочих равных условиях интенсивность теплоотдачи к пленке He-II оказалась практически выше, чем при пузырьковом кипении в пленке Не-1.

Расчетные соотношения для описания теплоотдачи в режиме, соответствующем диапазону  $\Delta T \gg T_s$ , в настоящее время отсутствуют. Использование соотношения (10-11), как уже отмечалось, может привести к значительным ошибкам, которые будут возрастать по мере приближения температурного напора к  $\Delta T^*$ .

### 10-2. КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ

Изучению максимальной или критической плотности теплового потока  $q^*$ , при которой происходит переход к пленочному кипению He-II, посвящено значительное число работ. Закономерности поведения  $q^*$  при кипении на поверхностях тонких проволочек и одиночных цилиндров исследовались в работах [152, 268, 308, 312, 323, 349, 356, 396, 410, 418, 455, 456], на плоских горизонтальных пластинах — [200, 266, 313, 403], в каналах и капиллярах — [266, 313]. Следует также отметить работу, когда в качестве нагревательного элемента (при решении задачи определения границ устойчивой работы сверхпроводящих соленоидов) использовались витые нагреватели [488].

Знание величины критической плотности теплового потока при теплоотдаче к He-II обязательно при проектировании и эксплуатации сверхпроводящих устройств. Превышение значения а на сверхпроводнике приводит к резкому увеличению температуры тепловыделяющего элемента, его переходу в нормальное состояние и в случае отсутствия контроля за температурой поверхности (при большой плотности тока) — к расплавлению, «пережогу» и выходу из строя сверхпроводящей жилы. Режим пленочного кипения He-II в большом объеме на поверхностях с высоким коэффициентом теплопроводности развивается достаточно быстро. На поверхностях нагрева сложной конфигурации с низким коэффициентом теплопроводности еще до того, когда вся поверхность будет покрыта слоем пара, возможно длительное существование ло-

кальных паровых участков — своеобразный режим «переходного» (по аналогии с кипением других жидкостей) кипения.

Величина  $q^*$  по данным многих наблюдений может колебаться от  $0.1\cdot 10^3$  до  $(10\div 15)\cdot 10^4$  Вт/м² в зависимости от температуры гелиевой занны, размеров и формы поверхности нагрева и глубины ее погрукения.

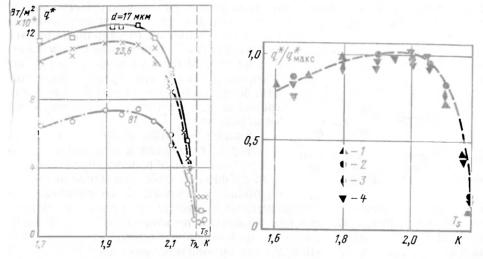


Рис. 10-5. Зависимость максимальной плотности теплового потока в He-II от температуры гелиевой ванны и диаметра нагревательного элемента (горизонтальные константановые проволочки) [312]. Глубина погружения H=100 мм.

Рис. 10-6. Зависимость приведенной плотности максимального теплового потока от температуры гелиевой ванны для различных глубин погружения и диаметров нагревательного элемента [312].

Номер точки	d, mkm	Н, мм	q* <sub>макс</sub> ·10 <sup>-4</sup> , Вт/м²
1 2 3	23,6	50 100 200	9,6 1,2 3,4
4	50,1	100	9,8

Влияние температуры гелиевой ванны  $T_s$  на величину  $q^*$  иллюстрирует рис. 10-5. По мере снижения температуры ванны, начиная с  $T_{\flat}$ ,  $q^*$  увеличивается и, достигая максимума при  $T_s$  около 1,9 K, плавно уменьшается при дальнейшем снижении  $T_s$ . Такой характер кривой  $q^* = f(T_s)$  закономерен для большинства исследований и практически не зависит от размеров экспериментальных образцов, их формы и глубины погружения. Учитывая идентичный характер влияния температуры гелиевой ванны для различных исследованных параметрое и глубин погружения, авторы работы [312] представили эту зависимость в безразмерной форме в виде отношения  $q^*/q^*_{\text{макс}}$  (см. рис. 10-6).

Как. следует из рис. 10-5, величина  $q^*$  заметно зависит от размера нагревательного элемента, уменьшаясь (при любых температурах гелиевой ванны) с увеличением диаметра горизонтально расположенной

проволочки. Подобная закономерность отмечается большинством исследователей, когда значения  $q^*$  (при фиксированной глубине погружения), полученные на проволочках малого диаметра [308, 312, 396] были значительно выше, чем для цилиндров [349] и плоских поверхностей нагрева [110, 200, 313, 403].

На рис. 10-7 нанесены максимальные значения  $q^*_{\text{макс}}$  (при минимальной глубине погружения H), полученные различными авторами [308, 312, 349, 396] на горизонтальных цилиндрах и проволочках в зависимости от величины, обратной диаметру образца. Точки, представленные на графике, получены экстраполяцией экспериментально

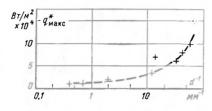


Рис. 10-7. Зависимость  $q^*_{\text{макс}}$  от диаметра горизонтально расположенных цилиндров [307].

найденных значений (в каждой из работ) для случая H=0. Некоторый разброс данных на рис. 10-7, по мнению автора работ [306, 307], откуда этот график заимствован, частично объясняется операцией экстраполяции, частично — погрешностями эксперимента.

Анализ рис. 10-7 позволяет выявить некоторые тенденции в поведении функции  $q^*_{\text{макс}}$  для образцов, представляющих собой горизонтально расположенные поверхности нагрева. С увеличением диа-

метра образца максимум максимальной плотности теплового потока уменьшается, асимтотически приближаясь к некоторой постоянной величине. При  $a \to \infty$  можно в первом приближении оценить величину этого максимума. Из рис. 10-7 эта величина приблизительно равна  $1 \cdot 10^4 \, \mathrm{Bt/m^2}$ , что, несмотря на некоторую условность оценки, достаточно хорошо согласуется с опытными данными, полученными на плоских горизонтально расположенных поверхностях. Рисунок 10-7 позволяет, с нашей точки зрения, сделать также вывод о существовании зоны автомодельности величины  $q^*_{\mathrm{макс}}$  относительно размера горизонтально расположенного цилиндра. Можно предположить, что при диаметрах цилиндра, больших 10 мм, максимальная плотность теплового потока в He-II практически не зависит от размера нагревателя.

Зависимость максимальной плотности теплового потока, как впрочем и интенсивности теплоотдачи при пленочном кипении (см. § 10-3), от глубины погружения экспериментального образца является одной из интереснейших особенностей теплообмена с He-II. Влияние глубины погружения образца в гелиевую ванну на величину  $q^{\pm}$  наглядно иллюстрирует рис. 10-8. Представленные на рис. 10-8 сглаженные кривые для  $q^*$  [396] имеют характерный максимум при температуре ванны около 1,9 К; по мере приближения к λ-точке влияние глубины погружения уменьшается, полностью исчезая в точке, соответствующей  $\lambda$ -переходу. С ростом глубины погружения образца величина  $q^{-}$  увеличивается. По данным [308] критическая плотность теплового потока возрастает приблизительно линейно с увеличением глубины погружения, в то время как по другим данным величина  $q^*$  пропорциональна  $H^{1/3}$ . В случае, когда в качестве экспериментальных образцов использовались горизонтально расположенные цилиндры или длинные тонкие проволочки, было обнаружено, что при полном погружении величина  $q^*$ сначала линейно растет от H [308, 349, 356]. Когда же H достигнет величины, приблизительно равной диаметру сосуда Дьюара, то  $q^*$ начинает зависеть от площади поперечного сечения сосуда Дьюара [266, 312]. Другими словами, наряду с температурой жидкости  $T_s$  и

лубиной погружения H, для таких нагревателей параметром, опревеляющим величину  $q^*$ , будет являться также размер (форма) сосуда Цьюара. Для характеристики такого влияния в работе [312] вводится рункция вида

 $q^*/q^*_{\text{Marc}} = f(H/D),$ 

где H— глубина погружения; D— диаметр сосуда Дьюара. Так как отношение характерных размеров H/D в опытах каждого из авторов, естественно, различно, то подобное влияние может в какой-то мере объяснить весьма значительный разброс данных по  $q^*$ ,

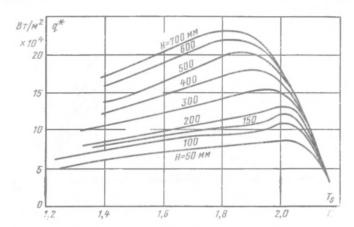


Рис. 10-8. Зависимость максимальной плотности теплового потока от глубины погружения и температуры гелиевой ванны (сглаженные кривые) [396].

полученных разными исследователями [312]. По данным [266] влияние на величину  $q^*$  диаметра и формы сосуда Дьюара становится заметным лишь при  $T_s < 1.7$  К. Авторы [396], используя в качестве нагревателя провод диаметром 76 мкм и гелиевый Дьюар внутренним диаметром 65 мм, представили данные по  $q^*$  и  $q^*_{\text{мин}}$  при изменении глубины погружения от 50 до 700 мм. Т. Фредеркннг и Р. Хабен [312], используя в качестве поверхности нагрева проволочки диаметрами 12, 23 и 81 мкм при работе с гелиевым сосудом диаметром 100 мм получили аналогичные зависимости, однако численные значения  $q^*$  оказались несколько ниже, чем в [396]. По мнению Т. Фредеркинга [307] это может быть вызвано разницей в геометрии образца, конструкции его крепления и размерах сосуда Дьюара. Для того чтобы проверить некоторые из этих предложений, авторы [398], используя образец, аналогичный примененному в [396], провели исследования дважды. В одном случае была использована методика измерений [312], сосуд Дьюара, система крепления образца и измерительное оборудование (контроля температуры гелиевой ванны и глубины погружения) из лаборатории Т. Фредеркинга, а в другом — собственные методика и соответствующая измерительная аппаратура. Полученные результаты позволили прийти к заключению, что ни различие в системах крепления образца, ни электроизмерительная схема, ни, наконец, размер сосуда Дьюара не оказывают заметного влияния на величину максимальной плотности теплового потока в He-II.

2

Проведя такие сравнения, авторы [398] высказали предположение, что различие в величинах  $q^*$ , полученных разными авторами, в значительной мере может быть объяснено наличием дефектов поверхности нагрева (местных уплотнений, вкраплений и т. п.). Это приводит к локальному выделению в месте дефекта джоулевой теплоты и повышению температуры. Последняя может превысить температуру, необходимую для образования паровой пленки, которая быстро распространяется по всей поверхности нагрева. Тщательные, с использованием высокоскоростной съемки, наблюдения за образованием паровой пленки на образцах с явно выраженными локальными дефектами и без них (наличие дефектов контролировалось микроскопом) подтвердили точку зрения

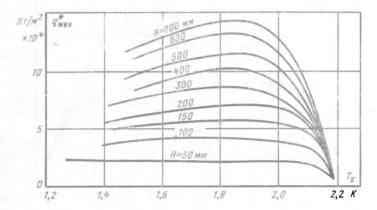
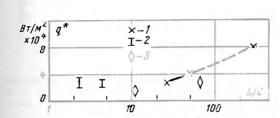


Рис. 10-9. Зависимость минимальной плотности теплового потока от глубины погружения и температуры гелиевой ванны (сглаженные кривые) [396].

авторов, что паровая пленка сначала образуется на дефектах. Наличие последних снижало величину  $q^*$  во всем исследованном интервале температур ванны (от  $T_s = 1.2$  K до  $T_{\lambda}$ ) до 60%. По мере приближения к температуре  $\lambda$ -точки эта разница постепенно сокращалась.

Величина минимальной плотности теплового потока  $q^*_{
m MИH}$ , при которой происходит обратный переход к режиму «беспленочного кипения», так же так и  $q^*$ , зависит от глубины погружения — увеличивается пе мере роста столба жидкости над поверхностью теплообмена. При температуре гелиевой ванны, равной 1,9 K, кривая  $q^*_{\text{мин}} = f(T_s)$  также имеет характерный максимум. На рис. 10-9 приведены сглаженные кривые авторов работы [396], характеризующие влияние глубины погружения и температуры гелиевой ванны на величину минимальной плотности теплового потока. Заметим, что при глубине погружения 50 мм величина  $q^*_{\text{мин}}$  практически не зависит от температуры  $\check{T}_s$ , в то время как влияние этой температуры на величину  $q^*$  отмечается при всех исследованных в [396] уровнях жидкости (от 700 до 50 мм). Однако можно предположить, что при меньших уровнях зона автомодельности относительно  $T_s$  существует и для  $q^*$ . Так, например, согласно [496] температура гелиевой ванны перестает оказывать влияние на  $q^*$ при глубинах погружения начиная приблизительно с 10 мм. По данным [398] величина  $q^*$  весьма слабо меняется в зависимости от температуры гелиевой ванны при  $T_s$  ниже 1,7—1,8 K и высоте столба жидкости, не превышающей 50 мм.

Очевидно, чувствительность  $q^*$  к глубине погружения опытного образца в He-II связана с изменением давления над поверхностью нагрева и появлением паровой фазы в момент перехода от режима «беспленочного кипения» к пленочному кипению He-II. В предельном глучае, когда теплота с поверхности твердого тела снимается жидкой пленкой He-II, температура поверхности близка к температуре  $\lambda$ -точки. Тоследнее положение подтверждается опытными данными авторов настоящей работы [200] по кипению He-II в тонкой пленке жидкости, когда срыв пленки He-II, характеризующий достижение максимальной плотности теплового потока, практически совпадал с моментом появления на теплоотдающей поверхности He-I.



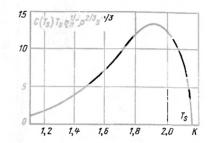


Рис. 10-10. Зависимость максимальной плотности теплового потока в трубках малого диаметра и капиллярах от их характерных размеров [307].

h, mm	d, mm	
164	0,55	
29,0	0,59	
29,0	1,12	
23.0	10,0	
25,4	5,84	
98	1,5	
86	8,2	
	164 29,0 29,0 23,0 25,4	

Рис. 10-11. Зависимость C ( $T_c$ )  $T_c \eta_c^{1/3} \rho^{2/3} s^{4/3}$  от температуры [265].

Характерная для пузырькового кипения He-I в тонкой пленке тенденция к снижению значений максимальной плотности теплового потока с уменьшением давления (что соответствует срыву пленки с теплоотдающей поверхности) распространяется и на область ниже λ-точки [200]

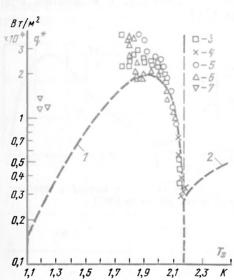
По некоторым данным [268] значения  $q^*$ , полученные на горизонтально расположенной поверхности, были несколько выше, чем в случае вертикального расположения образца. Изменение величины  $q^*$  при изменении наклона горизонтальной пластины отмечалось также автором [403].

На рис. 10-10 представлены сопоставленные Т. Фредеркингом [307] экспериментальные данные ряда авторов по теплоотдаче к He-II в узких каналах и капиллярных трубках в зависимости от отношения длины канала (трубки) L к ее внутреннему диаметру d. Очевидно, и длина канала и его диаметр оказывают определенное влияние на

243

величину максимальной плотности теплового потока в He-II, однако единого мнения о характере такого влияния из-за малого объема информации в настоящее время не существует. По мнению ряда исследователей, например [266], величина  $q^{\pi}$  в каналах значительно ниже, чем для горизонтальных теплоотдающих поверхностей, погруженных в объем He-II.

В настоящее время практически отсутствуют соотношения для расчета максимальной плотности теплового потока в He-II.



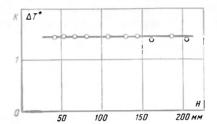


Рис. 10-13. Влияние глубины погружения образца на перепад температур  $\Delta T^*$ , соответствующий значению максимальной плотности теплового потока [403].

 $T_a = 1.88 \text{ K}; \quad q^* = 2.1 \cdot 10^4 \quad \text{BT/M}^2; \quad q^* \approx q^*_{\text{Make}}.$ 

Рис. 10-12. Зависимость максимальной плотности теплового потока от температуры гелиевой ванны при различных глубинах погружения Н [266].

1— расчет по формуле (10-14); 2— опытные данные [403] по  $a_{min}$  при кипении He-I; 3, 4, 5, 6, 7— соответственно при H=266; 242; 152; 117; 38 мм.

Т. Фредеркинг [266, 306, 307] для аппроксимации опытных данных по  $q^*$ , полученных на тонких проволочках и цилиндрах малого диаметра, предложил зависимость, отражающую роль эффективной теплопроводности He-II в механизме теплообмена:

$$q^* = KC(T_s)T_s\eta_s^{1/3}\rho^{2/3}s^{4/3}.$$
 (10-14)

где по данным [266, 306, 307] коэффициент  $K=0,15\div0,2$ . Зависимость комплекса теплофизических свойств  $C(T_s)T_s\eta_z^{1/3}\rho^{2/3}s^{4/3}$  от температуры по данным [265] приведена на рис. 10-11.

Нетрудно видеть, что соотношение (10-14), качественно отражая связь между  $q^{-}$  и  $T_s$ , не учитывает зависимости величины максимальной плотности теплового потока от глубины погружения нагревателя в He-II и его размеров.

Сопоставление опытных данных авторов [266] с расчетом по соотношению (10-14) представлено на рис. 10-12. Следует отметить, что в [266] экспериментальные значения  $q^*$  весьма слабо зависят от высоты слоя жидкости над исследуемой поверхностью, что противоречит упоминавшимся данным [307, 312, 349, 356, 396]. Влияние глубины погружения на перепад температур  $\Delta T^*$ , соответствующий значению макси мальной плотности теплового потока, по данным [256] (рис. 10-13) также пренебрежимо мало.

Можно предположить, что определяющее влияние на опытные результаты работы [266] оказало конструктивное исполнение экспе-244

риментального образца, когда теплообмен осуществлялся с торцевой поверхности цилиндрического стержня диаметром 10 мм из серебра, заключенного в короткую тонкостенную трубку из нержавеющей стали высотой 23 мм

Отметим, что опытные данные работы [266] по  $q^*$  на границе  $\lambda$ -перехода достаточно хорошо (см. рис. 10-12) согласуются с экспериментальными данными [403] по  $q_{\rm кр1}$ , полученными при кипении He-I.

Исходя из анализа данных различных авторов в работах [306, 807] показано, что по порядку величины  $\Delta T^*$  приблизительно соответствуют значениям  $\Delta T_{\rm крl}$ , полученным при пузырьковом кипении He-I, однако загрязнение поверхности (в том числе и наличие оксидных пленок) может привести к завышенным значениям  $\Delta T^*$ .

Температурный напор, соответствующий переходу к пленочному кипению, для ненасыщенного He-II, несколько ниже, чем для насы-

ценного.

 $\Delta T^*$  на сегодня не существует.

#### 10-3. ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ

Переход от режима беспленочного к режиму устойчивого пленочного кипения He-II протекает весьма своеобразно. Как показали визуальные наблюдения авторов настоящей работы [200] за поведением He-II на торцевой полированной поверхности медного стержня диаметром 10 мм при тепловой нагрузке, близкой к максимальной ( $T_s = 2,07$  K), у поверхности нагрева после нескольких мгновенных всплесков образовывалась пленка пара в виде диска, которая существовала при заданной тепловой нагрузке неограниченно долгое время. Аналогичное поведение He-II в соответствующих условиях было зафиксировано в опытах на проволочках [455] и цилиндрах [152]. Всплески, предшествовавшие образованию устойчивой паровой пленки, являлись, по-видимому, пузырьками пара, которые возникали на поверхности нагрева и конденсировались при незначительном удалении от нее. Совершенно очевидно, что рост пузырьков пара был возможен только в  $H_{\rm C}$ I, прослойка которого могла образоваться у теплоотдающей поверхности при существующих в опытах перегревах.

Фотографическое изучение паровой пленки [334] на тонкой ( $d=15\,$  мкм) платиновой проволочке при больших температурных напорах показало, что ее толщина увеличивается приблизительно пропорционально  $\Delta T$ , причем при  $\Delta T \approx 500\,$  K радиус газообразного цилиндра по всей исследуемой длине (30 мм) достигал 0,3 мм и, следовательно, температурные градиенты в паровой пленке превышали

значение I,5·106 K/м.

Существование между поверхностью нагрева и Не-II низкотеплопроводной паровой пленки значительно снижает эффективность высоких

теплопроводящих свойств He-II.

Различные аспекты пленочного кипения He-II рассмотрены в работах [6, 152, 200, 245, 265, 267, 268, 285, 302, 303, 305, 308, 309, 312, 348, 349, 350, 356, 396, 410, 454, 480], причем подавляющее большинство экспериментальных исследований выполнено на тонких (10—100 мкм) проволочках. Лишь в нескольких работах [200, 348, 349, 350, 356, 395] при изучении пленочного кипения He-II использовались опытные образцы, в основном горизонтальные цилиндры диаметром несколько миллиметров.

Коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении He-II зависит от температуры гелиевой ванны, температуры образца, глубины его погружения и характерных размеров. В некоторых случаях пленочное кипение He-II сопровождается своеобразным шумом. По данным многочисленных исследований [6, 268, 285, 302, 303, 308, 314, 349, 350, 356, 395, 396, 455, 480] коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении увеличивается с ростом глубины погружения экспериментального образца в объем He-II. На рис. 10-14 и 10-15 представлены опытные данные по интенсивности теплоотдачи в области пленочного кипения He-II, позволяющие судить о характере такого влияния. Последнее особенно заметно при температурах поверхности ниже 200 K [395] и уменьшается по мере приближения температуры гелиевой ванны

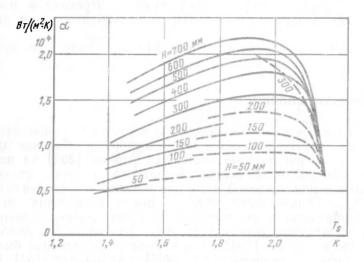


Рис. 10-14. Зависимость интенсивности теплоотдачи при пленочном кипении He-II от температуры гелиевой ванны и глубины погружения H (сглаженные кривые) [395].  $T_w$ =80 K. Сплошные линии — устойчивая пленка, кипение без шума; пунктирные — колеблющаяся пленка, кипение с шумом.

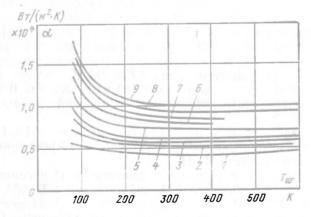


Рис. 10-15. Зависимость интенсивности теплоотдачи при пленочном кипении He-II от температуры поверхности и глубины погружения H (сглаженные кривые) [395].  $T_{\mathfrak{s}}{=}1,52$  K. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 — соответственно при H=50; 100; 150; 200; 300; 400; 500; 600; 700 мм.

к  $\lambda$ -переходу, полностью исчезая в  $\lambda$ -точке [308, 395], когда жидкий гелий переходит в нормальное состояние.

Зависимость интенсивности теплоотдачи от температуры гелиевой ванны (рис. 10-14), как и величина максимальной плотности теплового

потока, имеет характерный максимум в районе  $T_s \approx 1.9$  K.

Одна из возможных причин увеличения коэффициента теплоотдачи с ростом глубины погружения анализируется авторами работы [152]. В условиях кипения в большом объеме давление у свободной поверхности He-II равно, как правило, давлению насыщения, соответствующему требуемой температуре в объеме ванны. При погружении экспериментального образца в He-II давление на его поверхности будет превышать давление насыщения на величину гидростатического напора, зависящего от глубины погружения. Тогда в случае появления между поверхностью нагрева и He-II пленки жидкого или газообразного He-I\* граница между двумя гелиевыми фазами будет иметь температуру насыщения, соответствующую местному давлению на этой границе и, следовательно, разность температур на границе раздела фаз  $T_b$  и насыщения системы  $T_s$  будет зависеть от глубины погружения поверхности нагрева.

С другой стороны, В. П. Пешковым [149, 150] показано, что при наличии между поверхностью нагрева и He-II жидкой прослойки He-I температура последней непрерывно меняется от температуры тепловыделяющего элемента  $I_w$  до температуры раздела фаз  $T_b$ . Вследствие высокой теплопроводности He-II его температура  $T_s$  остается по высоте постоянной и независимой от глубины погружения. В результате этого на границе раздела фаз происходит скачок температуры, изменяющийся от температуры  $T_b$  до температуры в объеме ванны  $T_s$ . Существующий скачок температуры будет определять тепловой поток к He-II, который также должен зависеть от глубины погружения поверхности нагрева.

Одной из первых серьезных публикаций, посвященных пленочному кипению He-II, следует считать работу [455], в которой была исследована теплоотдача с поверхности тонкой проволочки. Авторы работы [455] предположили, что теплота, подводимая к поверхности нагрева, переносится свободной конвекцией пара в пленке He-I, окружающей проводник. Т. Фредеркинг [305] на основании опытных данных [455] вычислил значение плотности теплового потока  $q_b$  на границе раздела фаз и показал, что она не зависит от величины плотности теплового потока на поверхности нагрева и температурного напора в пленке  $\Delta T = T_w - T_s$ , но в значительной степени определяется глубиной погружения опытного образца в объеме He-II.

В работе [152] (единственное известное на сегодня аналитическое исследование пленочного кипения He-II) проведен анализ теплоотдачи при ламинарном пленочном кипении He-II на плоских вертикальных пластинах и горизонтальных цилиндрах для случая, когда поверхность нагрева отделена от He-II пленкой жидкого He-I (Pr=0,4) или газообразного гелия (Pr=0,7). Поскольку в стационарных условиях не наблюдается отрыва от паровой пленки паровых пузырей, естественно предположить, что теплота, отдаваемая поверхностью нагрева, должна переноситься в He-II свободной конвекцией в пленке пара. Исходя из этого, авторы применили к описанию процесса переноса теплоты обыч-

<sup>\*</sup> Очевидно, при давлениях, превышающих давление в  $\lambda$ -точке (см. рис. 9-1), над поверхностью могут одновременно существовать две пленки He-I — паровая и жид-

ный анализ уравнений ламинарного пограничного слоя. Система граничных условий, характеризующих режим свободной конвекции в пленке пара, была дополнена граничным условием, предусматривающим разрыв профилей скорости и температуры на поверхности раздела пленки пара и He-II. В этом случае на границе раздела фаз предполагалось существование плотности теплового потока  $q_b$ , определяемой лишь условиями термодинамического равновесия, температурой ванны

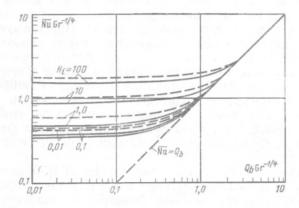


Рис. 10-16. Результаты аналитического расчета среднего коэффициента теплоотдачи при пленочном кипении He-II на поверхности горизонтального цилиндра [152].

Сплошные линии — пленка жидкого гелия; пунктирные — пленка газообразного гелия

и глубиной погружения поверхности раздела фаз He-II — паровая (жидкая) пленка He-I.

Последнее обстоятельство подтверждается расчетами [480], проведенными на основании полученных экспериментальных данных: зависимости теплоотдачи от толщины паровой пленки, температуры гелиевой ванны и глубины погружения, а также упоминавшимися вычислениями автора работы [305], использовавшего опытные данные по толщине паровой пленки из работы [455].

Решение системы уравнений и численный расчет искомых величин позволил авторам [152] выделить четыре безразмерных числа подобия, характеризующих средний коэффициент теплоотдачи. Согласно [152] число Нуссельта при пленочном кипении Не-II определяется следующими числами подобия:

числом Прандтля 
$$\Pr = \frac{\gamma_{i}\rho_{p}}{\lambda};$$
 (10-15)

числом Грасгофа Gr = 
$$\frac{gD^3\rho}{\eta^2}$$
; (10-16)

параметром, определяющим скачок энтальпии на поверхности раздела гелиевых фаз,

$$H_i = \frac{\Delta t}{c_p \Delta T_{\rm cp}} \tag{10-17}$$

и параметром, характеризующим тепловой поток на поверхности раздела,

$$Q_b = \frac{Dq_b}{\lambda \Delta T_{\rm cp}},\tag{10-18}$$

где  $\Delta T_{\rm cp} = T_w - T_b$ ;  $\Delta i$  — изменение энтальпии на поверхности раздела фаз;  $\bar{D} = r$  — для цилиндра; D = L — для пластины. Анализируя результаты расчетов, представленные в координатах

 $NuGr^{-1/4}=f(Q_bGr^{1/4})$  на рис. 10-16 и 10-17, авторы работы [152] выделяют три характерных режима теплообмена. Первый — режим конвекции, характеризуемый значениями  $Q_bGr^{-1/4}<0.01$  (большие  $\Delta T_{\rm cp}$ и малые  $q_b$ ).

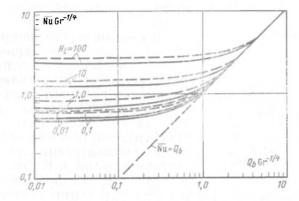


Рис. 10-17. Результаты аналитического расчета среднего коэффициента теплоотдачи при пленочном килении He-II на поверхности вертикальной плоской пластины [152]. Сплошные линии - пленка жидкого гелия; пунктирные - пленка газообраз-

Плотность теплового потока на границе раздела фаз  $q_b$  в этом режиме оказывается существенно меньше плотности теплового потока, отводимой от поверхности нагрева, и влиянием первой можно пренебречь. Число Нуссельта практически не зависит от произведения  $Q_b \, \mathrm{Gr}^{-1/4}$  и представляет собой функцию чисел Gr Pr и параметра  $H_\imath$ , и характер теплообмена по своей природе идентичен обычному пленочному кипению.

Основная доля теплоты, отдаваемой поверхностью нагрева, аккумулируется жидкостью, поступающей из объема He-II в пленку через поверхность раздела фаз, и отводится в процессе конвекции от поверхности нагрева в виде пузырей или «нитей» жидкости, поднимающихся

к свободной поверхности He-II.

Второй режим, названный в [152] режимом проводимости, характеризуется  $Q_h Gr^{-1/4} > 10$ . Теплоотдача может быть описана соотношением:  $Nu = Q_b$ . Этот режим определяется только значением  $Q_b$ и характеризуется едва заметным ростом пленки вдоль окружности цилиндра или вдоль пластины и пренебрежимо малым массовым

расходом в пленке в верхних точках цилиндра и пластины.

Конвекция жидкости через поверхность раздела фаз пренебрежимо мала, и основная часть теплоты от поверхности нагрева передается теплопроводностью через пленку к поверхности раздела фаз и далее в объем He-II. Величина этого потока определяется температурой гелиевой ванны и значением скачка температуры на границе раздела. В. П. Пешков [149, 150] исследовал зависимость плотности теплового потока  $q_b$  на границе раздела фаз He-I—He-II от перепада температур на поверхности раздела  $\Delta T_i = T_s - T_b$ . Эта зависимость приведена на рис. 10-18. Однако в настоящее время информация об этой плотности

теплового потока недостаточна; соотношений для расчета величины  $q_{b}$ не существует.

Отсутствие аналитического выражения для плотности теплового потока на границе раздела гелиевых фаз не позволяет рассчитать величину безразмерного комплекса  $Q_b$  и, следовательно, ограничивает

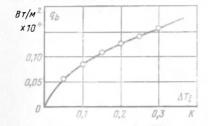


Рис. 10-18. Зависимость плотности теплового потока через поверхность раздела фаз Не-I — He-II от перепада температур на границе раздела [149, 150].

использование результатов аналитического исследования [152]. Некоторые сведения о плотности теплового потока на границе раздела фаз можно найти в [350]

**В** третьем, переходном режиме 0,01≤  $\leq Q_b$  Gr $^{-1}$   $\leq$  10, закономерности процесса теплообмена особенно сложны, и авторы [152] рекомендуют использовать полученные ими расчетные данные (рис. 10-16 и 10-17). В [350] экспериментальные данные авторов по пленочному кипению He-II сравнивались с известными расчетными соотношениями для теплоотдачи Л. Бромли [242] и Б. Брина и Д. Вествотера [238]. Сопоставление показало,

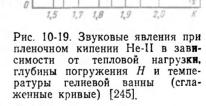
что удовлетворительное согласование с указанными соотношениями получено лишь для малых чисел Нуссельта (большие температурные напоры), что соответствует, согласно терминологии [152], режиму кон-

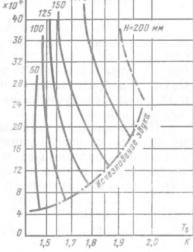
векции, где  $Q_b$  Gr<sup>-1/4</sup>< 0.01. Расхождение между теоретическими вт/м2 и экспериментальными результатами, увеличивающееся по мере роста чисел Нуссельта, очевидно, может быть объяснено возрастающим влиянием величины плотности теплового потока на границе раздела фаз  $q_b$ , фактически отражающего особенности жидкого He-II, но которые не учитываются ни одним из известных (исключая решение [152]) расчетных соотношений, полученных для пленочного кипения других жидкостей. Экспериментальные данные [350] достаточно удовлетворительно (в пределах 14%) согласуются с результатами численного решения [152], хотя в переходном и конвективном режимах опытные данные располагаются ниже расчетных.

Как уже отмечалось, теплоотдача при пленочном кипении He-II в ряде случаев сопровождается хорошо слышимым шумом высокой частоты [244, 245, 267, 268, 285, 314, 395, 396].

Режим теплоотдачи, сопровождаюженные кривые) [245]. щийся шумовыми эффектами, характери-

зуется постоянным изменением толщины паровой пленки, причем звуковые явления чаще всего возникают при незначительной глубине погружения образца (см. рис. 10-14). В случае, когда звук отсутствует, паровая пленка обычно визуально





устойчива и имеет одинаковую толщину по всей поверхности нагрева

[267, 268, 396].

Как показано в [268], интенсивность теплоотдачи в режиме пленочного кипения, сопровождающегося шумом, приблизительно на 60% ниже, чем при «бесшумовой» разновидности теплообмена. Аналогичные данные были получены также авторами [245, 267, 395, 396], причем эта закономерность не зависела от материала образиа [268].

закономерность не зависела от материала образца [268].

Зависимость звуковых явлений, возникающих при пленочном кипении He-II, от условий проведения эксперимента наглядно иллюстрируют опытные данные [245] (рис. 10-19), полученные на тонкой проволочке

диаметром 76,2 мк.

Результаты этих исследований показывают, что режим кипения, сопровождающийся звуковыми эффектами, возникает при вполне фиксированных значениях плотности теплового потока, глубины погружения и температуры гелиевой ванны. Причины этого явления на сегодня не выяснены. Можно предположить, что появление шума связано с быстрым разрушением паровых пузырей — явление, напоминающее звуковые эффекты при кавитации, возникающей в обычных жидкостях. Спектральный анализ этого шума [245] показал, что по частотным характеристикам он весьма близок к звуковым явлениям, имеющим место при кипении обычных жидкостей.

Изменение ориентации теплоотдающей поверхности с горизонтальной на вертикальную не оказывает влияния на интенсивность теплоотдачи в области пленочного кипения He-II. Уменьшение диаметра образца, по некоторым данным [308, 349, 350], приводит к увеличению коэф-

фициента теплоотдачи.

# ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П-1

Температура, давление и плотность  $He^4$ , соответствующие  $\lambda$ -линии [416]

Т, К	р.10-в Па	р, кг/м <sup>3</sup>	Т, К	р.10-5 Па	р, кг/м <sup>8</sup>
2,172	0,050	146,2	1,95	18,457	170,5
2,15 2,10 2,05	2,360	150,6	1,90 1,85	21,830	173,6
2,10	6,929	157,6	1,85	25,021	176,3
2,05	11,052	162,7	1,80	28,030	178,8
2,00	14,871	166,9	1,763	30,127	180,4

Таблица П-2

Отношение нормального компонента плотности к общей плотности He-II в зависимости от давления и температуры [447]

	5380		p · 10	0-5, Па	1776				11 11	p.10	ъ, Па		
<i>T</i> , K	Давление на ы ден- ных пароз	5,065	10,130	15,195	20,260	25,325	т, к	Дав ение всыщен-	5,065	10,130	15,195	20,260	25,325
1,10 1,20 1,30 1,40 1,50 1,55 1,60 1,65 1,70	0,015 0,029 0,049 0,075 0,111 0,136 0,164 0,194 0,232	0,021 0,036 0,058 0,089 0,125 0,140 0,170 0,210 0,270	0,027 0,045 0,070 0,103 0,145 0,180 0,210 0,250 0,315	035 058 085 0120 0,180 0,210 0,260 0,330 0,390	0,044 0,070 0,100 0,150 0,215 0,270 0,330 0,390 0,460	0,054 0,084 0,125 0,180 0,300 0,350 0,410 0,470 0,550	1,75 1,80 1,85 1,90 1,95 2,00 2,05 2,10 2,15	0,268 0,317 0,381 0,430 0,494 0,573 0,653 0,766 1,000	0,310 0,355 0,420 0,480 0,560 0,645 0,750 0,900	0,360 0,420 0,490 0,570 0,655 0,780 0,945	0,450 0,520 0,600 0,700 0,800 1,000	0,520 0,610 0,720 0,870	0,650 0,780 1,000

Таблица П-3

Yдельная энтропия s, Дж/( $\kappa z \cdot K$ ), He-II в зависимости от давления и температуры [447]

<i>T</i> , K			p·	10 <sup>-5</sup> , Па						p·10	)-₅, Па		
	2,533	5,065	10,130	15,195	20,260	<b>25,32</b> 5	Т, К	2,533	5,065	10,130	15,195	20,260	25,325
1,15 1,20 1,30 1,40 1,50 1,60	41 53 88 136 202 292	43 56 91 142 210 303	49 63 102 157 232 332	57 74 116 178 261 374	68 86 134 205 300 430	80 100 157 238 350 502	1,70 1,80 1,90 2,00 2,05	409 560 752 994 1149	424 581 782 1035 1209	464 637 863 1164	524 721 982	602 836	709

Таблица П-4

Давление насыщенных паров, плотность, коэффициент объемного расширения, удельная теплоемкость при постоянном давлении, удельная энтропия, вязкость He-II в зависимости от температуры при давлении насыщения [447]

Т, К	р, Па	р, кг/м <sup>3</sup>	β·103, K-1	c <sub>p</sub> , Дж/(кг⋅К)	s, дж/(кг·К)	η·10 <sup>7</sup> , Па·с
0,6 0,7	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	145,2 145,2	0,227 0,343	4,4 9,8	1,5 2,5	

II nodo a recurso	maka	17.4

<i>T</i> , K	р, Па	р, кг/м³	β·10³, K⁻¹	с <sub>р</sub> , Дж/(кг·К)	s, Дж/(кг·К)	η-107, Па-с
0,8	1,525×100	145,2	0,464	22,2	4,4	158
0,9	$5,543\times10^{\circ}$	145,2	0,522	51,0	8,5	65
1,0	$1,600\times10^{1}$	145,2	0,484	104,2	16,4	37
1,1	$3,895\times10^{1}$	145,2	0,301	191,0	30,0	23
1,2	$8,331\times10^{1}$	145,2	-0,064	322,0	51,0	17,7
1,3	$1,610\times10^{2}$	145,2	-0,633	516,0	85,0	16
1,4	$2,873\times10^{2}$	145,2	-1,42	780.0	132,0	15,1
1,5	$4,798\times10^{2}$	145,2	-2,44	1150,0	196,0	14,1
1,6	$7,585 \times 10^{2}$	145,2	-3,63	1619.0	284,0	13
1,7	$1,145\times10^{3}$	145,3	-5,14	2198.0	398.0	12,8
1,8	$1,662\times10^{3}$	145,4	-6,75	2975,0	545,0	12,8
1,9	$2,330\times10^{3}$	145,5	-9,04	3950,0	732,0	13,8
2,0	$3,169 \times 10^3$	145,7	-12,0	5274.0	963,0	14,6
2,1	$4,190 \times 10^{3}$	145,9	-16,9	7380,0	1268,0	16,5
2,15	4,770×10 <sup>3</sup>	146,0	-24,8	9420.0	1462,0	$\hat{2}_{1,5}$

Таблица П-

Плотность р, кг/м³, Неч в зависимости от давления и температуры [447]

1 10				p·10⁻₅, I	Та		
1', K	0,499	5,126	10,140	15,205	20,361	25,254	28,364
1,30	146,0	153,0	159,2	164,6	169,2	173,4	)
1,35	146,0	153,1	159,3	164,7	169,3	173,5	Твердое
1,40	146,0	153,1	159,3	164,7	169,4	173,6	состояни
1,50	146,1	153,2	159,4	164,8	169,6	173,8	
1,60	146,1	153,3	159,6	165,0	169,9	174,2	)
1,70	146,2	153,4	159,8	165,3	170,2	174,8	177,7
1,80	146,3	153,6	160,1	165,7	170,8	175,8	179,2
1,90	146,4	153,9	160,5	166,4	171,9	176,8	179,3
2,00	146.6	154,2	161,1	167,4	172,4	176,7	179, 2
2,10	146,8	154,8	161,8	167,4	172,3	176,6	179,1
2,20	147,0	155,0	161,7	167,3	172,1	176,4	178,9
2,30	146,7	154,7	161,5	167,1	171,9	176,2	178,7
2,40	146,3	154,4	161,2	166,9	171,7	176,0	178,4
2,50	145,8	154,0	160,9	166,6	171,4	175,7	178, 2
2,70	144,4	153,1	160,1	165,9	170,8	175,2	177,6
3,00	142,0	151,4	158,8	164,8	169,8	174,3	176,7
3,20	140,0	150,1	157,8	163,9	169,1	173,6	176,1
3,50	136,3	147,9	156,1	162,5	167,8	172,5	175,0
3,80	Газ	145,3	154,2	161,0	166,5	171,2	173,9

Таблица П-6

Коэффициент объемного расширения  $\beta,\ K^{-1},\ в$  зависимости от давления и темпе ратуры  $He^4$  [447]

m 15	p·10⁻⁵, Па										
Т, К	0,499	5,126	10,140	15,205	20,361	25,254	28,364				
1,30 1,35 1,40 1,50 1,60	-0,88 $-1,39$ $-1,89$ $-2,73$ $-3,79$	-2,69 -3,26 -4,06 -5,73 -7,79	_3,79 _4,68 _5,94 _8,07 _11,18	-5,09 -6,07 -7,29 -11,10 -15,27	$ \begin{array}{c c} -6,40 \\ -7,94 \\ -9,48 \\ -14,68 \\ -19,8 \end{array} $	-8,70 -9,83 -11,86 -19,00 -28,3	Твердое состояние				
1,70	-5,22	-10,85	15,5	-21,7	-29,6	-43,0	-65,5				

Продолжение табл. П-5

				p 10-5, T	la		
<i>T</i> , K	0,499	5,126	10,140	<b>15,20</b> 5	20,361	25,254	28,364
1,80 1,90 2,00 2,10 2,20 2,30 2,40 2,50 2,70 3,00 3,50 3,80	-7,16 -9,38 -12,9 -18,7 +12,3 +27,0 +33,1 -38,9 -50,8 +64,1 +78,7 +101,3 Γas	-14,54 -19,8 -26,6 -48,0 +9,7 +18,5 +23,2 +27,0 +33,0 -40,346,0 +54,1 +64,5	-21,7 -29,8 -46,3 0,0 +10,7 +15,3 +18,6 +21,4 +25,1 +30,0 +33,6 +38,9 +44,5	-30,0 -45,6 -27,9 +5,4 +11,0 +13,8 +16,2 +18,4 +21,0 +24,4 +26,7 +31,0 +34,5	-45,1 -77,5 +1,6 +8,7 +11,9 -12,6 +15,4 +16,3 +19,0 +21,1 +23,5 +25,8 +28,2	-75,1 -1,5 +6,4 +9,8 +11,9 +12,9 +13,7 +14,6 +16,5 +19,1 20,3 22,4 +25,0	-34,8 +2,7 +8,5 +10,6 +11,9 +12,9 +14,7 +16,0 +18,1 +18,9 +21,1 +23,3

Таблица  $\Pi$ -7 Термодинамические свойства  $He^4$  на линии фазового равновесия жидкость—пар между  $\lambda$ -точкой и критической точкой [416]

т, қ	<i>p</i> ·10⁻⁵, Па	U'-105, M3/Kr	υ''·105, м3/кг	i', Дж/кг	ι'', Дж/к
0 177	0,05034	0,06839	8,494	25 410	25 410
2,177	0,05324	0,06842	8,099	3276	25 510
2,20	0,05324	0,06850	7,327	3429	25 710
2,25	0,05995	0,06860	6,654	3567	25 910
2,30	0,06715	0,06870	6,062	3695	26 110
2,35	0,07495		5,540	3816	26 300
2,40	0,08335	0,06882	5,070	3932	26 490
2,45	0,09239	0,06894	5,077	4045	26 680
2,50	0,10211	0,06907	4,665	4157	26 860
2,55	0,11244	0,06921	4,297		27 040
2,60	0,12348	0,06936	3,967	4269	
2,65	0,13534	0,06952	3,670	4382	27 210
2,70	0,14790	0,06969	3,402	4496	27 380
2,75	0,16117	0,06986	3,160	4612	27 550
2,80	0,17525	0,07004	2,941	4731	27 710
2,85	0,19024	0,07023	2,741	4851	27 870
2,90	0,20594	0,07043	2,559	4975	28 030
2,95	0,22266	0,07064	2,393	5102	28 180
3,00	0,24018	0,07085	2,241	5231	28 330
3,00	0,25862	0,07107	2,101	5364	28 470
3,05	0,23802	0,07130	1,972	5501	28 610
3,10		0,07155	1,854	5640	28 740
3,15	0,29833	0,07180	1,745	5783	28 870
3,20	0,31970	0,07205	1,644	5930	28 990
3,25	0,34199	0,07200	1,550	6081	29 110
2,30	0,36539	0,07232	1,000	6235	29 220
3,35	0,38980	0,07261	1,463	6393	29 320
3,40	0,41533	0,07290	1,382	6555	29 430
3,45	0,44197	0,07320	1,307	6722	29 520
3,50	0,46673	0,07352	1,237		29 610
3,55	0,49870	0,07385	1,171	6893	
3,60	0,52879	0,07419	1,110	7068	29 690
3,65	0,55999	0,07454	1,053	7247	29 770
3,70	0,59250	0,07492	0,999	7432	29 840
3,75	0,62624	0,07530	0,9487	7621	28 910
3,80	0,66129	0,07571	0.9013	7816	29 960
3.85	0,69755	0,07613	0,8567	8016	30 020
3,90	0,73513	0,07657	0,8147	8221	30 060

<i>T</i> , K	р·10-в, Па	υ'·105, м3/кг	σ''·105, M3/KΓ	<i>i'</i> , Дж/кг	<i>ι"</i> , Дж/к
3,95	0,77413	0,07704	0,7750	8433	30 090
4,00	0,81445	0,07752	0,7375	8650	30 120
4,05	0,85619	0,07803	0,7021	8874	30 140
4,10	0,89934	0,07856	0,6685	9105	30 150
4,15	0,94391	0,07912	0,6366	9343	30 150
4,20	0,98990	0,07971	0,6063	9588	30 140
4,224	1,0130	0,08001	0,5921	9711	30 130
4,25	1,0373	0.08034	0,5775	9842	30 120
4,30	1,0869	0.08100	0,5501	10 100	30 080
4,35	1,1376	0,08169	0,5239	10 370	30 040
4,40	1,1893	0,08244	0.4988	10 <b>6</b> 60	29 980
4,45	1,2430	0,08323	0,4749	10 950	29 900
4,50	1,2987	0,08407	0.4519	11 250	29 810
4,55	1,3564	0,08498	0,4297	11 570	29710
4,60	1,4152	0,08596	0.4084	11 900	29 580
4,65	1,4759	0,08702	0.3878	12 240	29 430
4,70	1,5387	0,08817	0.3677	12 610	29 250
4,75	1,6026	0,08945	0,3483	12 990	29 040
4.80	1,6694	0,09086	0,3292	13 400	28 800
4,85 4,90	1,7373	0,09246	0,3105	13 830	28 510
4,90	1,8072	0,09427	0,2919	14 300	28 180
4,95	1,8801	0,09639	0,2733	14 810	27 770
5,00	1,9541	0,09893	0,2545	1 <b>5 39</b> 0	27 280
5,05	2,0301	0,10210	0,2349	16 040	26 660
5,10	2,1091	0,10630	0,2137	16 820	25 830
5,201	2,2742	0,14360	0,1436	21 360	21 360

Таблица П- $T_{e\,pmo\,d}$  инамические свойства  $He^4$  на линии фазового равновесия жидкость—пар между  $\lambda$ -точкой и критической точкой [416]

<i>т</i> . қ	s', Дж/(кг·К)	s'', Дж/(кг·К)	<i>c'</i> υ, <sup>®</sup> Дж/(кг·К)	с′′ <sub>ʊ</sub> . Дж/(кг∙К)	с' <sub>р</sub> Дж/(кг⋅К)	с'' <sub>р</sub> , Дж/(кг ×К)
2,177	11 920	11 920	3200	3200	5610	5610
2,20	1671	11 850	3100	3200	3160	5630
2,25	1738	11710	2730	3200	2810	<b>5</b> 660
2,30	1796	11 570	2460	3210	2560	5690
2,35	1849	11 450	2250	<b>321</b> 0	2380	5730
2,40	1898	11 320	2100	3220	2250	5770
2,45	1943	11 200	2000	3220	2170	5810
2,50	1986	11 090	1930	3220	2130	<b>585</b> 0
2,55	2027	10 980	1880	<b>3</b> 230	2110	5890
2,60	2068	10 870	1850	3230	2100	5930
2.65	2108	10 760	1840	3240	2120	5980
2,65 2,70	2147	10 660	1840	3240	2140	6020
2,75	2186	10 560	1840	3240	2180	6070
2,80	2225	10 470	1850	3250	2220	6130
2,85	2265	10 370	1870	3250	2270	6180
2,90	2304	10 280	1880	<b>32</b> 60	2310	6240
2,95	2343	10 190	1900	3260	2370	6300
3,000	2382	10 110	1920	3260	2420	6360
3,05	2422	10 020	1940	3270	2480	6420
3,10	2462	9937	1960	3270	2540	6490
3,15	. 2502	9855	1980	3270	2600	6560

	_	-
Продолжение	$ma \delta \Lambda$ .	17-8

3,20 3,25 3,30 3,35 3,40 3,45 3,50 3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2542 2583 2624 2665 2706 2748 2790 2832 2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9774 9694 9616 9539 9463 9389 9314 9241 9169 9097 9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463 8393	2000 2020 2040 2060 2070 2090 2110 2130 2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320 2340	3280 3280 3280 3290 3290 3290 3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 333	2670 2730 2800 2870 2950 3020 3190 3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350 4510	6640 6720 6800 6890 6980 7080 7180 7290 7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870 9100
3,25 3,30 3,35 3,40 3,45 3,50 3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2624 2665 2706 2748 2790 2832 2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9616 9539 9463 9389 9314 9241 9169 9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2040 2060 2070 2090 2110 2130 2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3280 3290 3290 3290 3300 3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 333	2800 2870 2950 3020 3100 3190 3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	6800 6890 6980 7080 7180 7290 7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,30 3,35 3,40 3,45 3,50 3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2665 2706 2748 2790 2832 2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9539 9463 9389 9314 9241 9169 9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2060 2070 2090 2110 2130 2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3290 3290 3290 3300 3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 333	2870 2950 3020 3100 3190 3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	6890 6980 7080 7180 7290 7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,35 3,40 3,45 3,50 3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2706 2748 2790 2832 2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9463 9389 9314 9241 9169 9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2070 2090 2110 2130 2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3290 3290 3300 3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 333	2950 3020 3100 3190 3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	6980 7080 7180 7290 7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,40 3,45 3,50 3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2748 2790 2832 2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3231 3330 3379	9389 9314 9241 9169 9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2090 2110 2130 2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3290 3300 3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 333	3020 3100 3190 3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	7080 7180 7290 7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,45 3,50 3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2790 2832 2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9314 9241 9169 9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2110 2130 2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3300 3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 333	3100 3190 3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	7180 7290 7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,50 3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2832 2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9241 9169 9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2130 2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3300 3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 333	3190 3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	7290 7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,55 3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2875 2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9169 9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2140 2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3300 3310 3310 3310 3320 3320 3330 3330	3280 3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	7400 7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,60 3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	9097 .9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2160 2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3310 3310 3310 3320 3320 3330 3330 3340 3340	3370 3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	7520 7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,65 3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2918 2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	.9025 8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2180 2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3310 3310 3320 3320 3330 3330 3340 3340	3470 3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	7660 7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	2962 3006 3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	8954 8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2190 2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3310 3310 3320 3320 3330 3330 3340 3340	3570 3680 3800 3920 4050 4190 4350	7790 7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3320 3320 3330 3330 3330 3340 3340	3680 3800 3920 4050 4190 4350	7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3050 3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	8884 8813 8743 8673 8603 8533 8463	2210 2230 2250 2260 2280 2300 2320	3320 3320 3330 3330 3330 3340 3340	3680 3800 3920 4050 4190 4350	7940 8100 8270 8450 8650 8870
3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3095 3141 3187 3234 3281 3330 3379	8813 8743 8673 8603 8533 8463	2230 2250 2260 2280 2300 2320	3320 3330 3330 3330 3340 3340	3800 3920 4050 4190 4350	8270 8450 8650 8870
3,90 3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3141 3187 3234 3281 3330 3379	8743 8673 8603 8533 8463	2250 2260 2280 2300 2320	3330 3330 3330 3340 3340	3920 4050 4190 4350	8270 8450 8650 8870
3,95 4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3187 3234 3281 3330 3379	8673 8603 8533 8463	2260 2280 2300 2320	3330 3330 3340 3340	4050 4190 4350	8450 8650 8870
4,00 4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3234 3281 3330 3379	8603 8533 8463	2280 2300 2320	3330 3340 3340	4190 4350	8650 8870
4,05 4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3281 3330 3379	8533 8463	2300 2320	3340 3340	4350	8870
4,10 4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3330 3379	8463	2320	3340		
4,15 4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3379					
4,20 4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55		0000		3340	4690	9350
4,224 4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3429	8322	2360	3350	4880	9630
4,25 4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3454	8287	2370	3350	4980	9780
4,30 4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3480	8250	2380	3350	5090	9940
4,35 4,40 4,45 4,50 4,55	3532	8177	2400	3350	5320	10 300
4,40 4,45 4,50 4,55	3585	8104	2420	3360	5580	10 700
4,45 4,50 4,55	3640	8029	2440	3360	5860	11 100
4,50 4,55	3695	7953	2470	3360	6180	11 600
4,55	3753	7876	2490	3370	6550	12 100
	3812	7796	2510	3370	6960	12 800
4 60	3873	7714	2540	3370	7440	13 500
4,60 4,65	3936	7629	2570	3380	8010	14 400
4,70	4002	7540	2590	3380	8680	15 500
4,75	4071	7448	2620	3380	9510	16 800
4,80	4144	7350	2660	3380	10 500	18 500
4,85	4221	7246	2690	3390	11 900	20 700
F. 36 S J J J J	4304	7133	2730	3390	13 600	23 600
4,90		1	2760		16 100	27 900
4,95	4394	7010		3390	19 900	34 600
5,00	4495	6871	2810	3390		
5,05	4609	6710	2860	3380	26 100	46 200
5,10 5,201	4747	6513 5589	2920	3370	38 500	71 500

Таблица 11-9 Термодинамические свойства Не<sup>4</sup> на линии фазового равновесия жидкость — пар между х-точкой и критической точкой [146]

<i>T</i> , K	σ-103, Н/м	ρ', KΓ/M³	р'', кг/м <sup>3</sup>	λ'·102, Br/(M·K)	., 10°, Bt/(M·K
2,17 <b>7</b>		146,2	1,177	0,447	0.447
2,20 2,25 2,30 2,35 2,40	0,3063	146,1			0,447
0,05			1,235	1,48	0,453
2,20	0,3012	146,0	1,365	1,52	0,467
2,30	0,2961	145, 8	1,503	1,55	0,480
2.35	0,2910	145.6	1,649	1,58	0,494
2 40	0,2859	145,3	1,805	1,60	
2,45	0,2808	145.1			0,508
2,50	0,2000	144.0	1,970	1,63	0,521
2,50	0,2757	144,8	2,144	1,65	0,535
2, <b>5</b> 5 2,60	0,2706	144,5	2,327	1,66	0,548
2,60	0,2655	144,2	2,521	1,68	0,562
2,65	0,2604	143,8	2,725	1,70	0,575
2,70	0,2553	143,5	2,939	1,71	0,589
2,75	0,2502	143,1	3,164	7 - 4	
2 80	0,2451			$\frac{1}{1},\frac{72}{74}$	0,603
2,80 2,85	0,2401	142,8	3,401	1,74	0,616
2,85	0,2400	142,4	3,648	1,75	0,630
2,90	0,2349	142,0	3,908	1,76	0,643
2,95	0,2298	141,6	4,179	1,77	0,657
3,00	0,2247	141,1	4,463	1,78	
3,05	0,2195		4,760		0,671
3,10		140,7	4,760	1,79	0,685
	0,2144	140,2	5,070	1,80	0,699
3,15	0,2093	139,8	5,394	1,81	0,712
3,20	0,2042	139,3	5,731	1,82	0,726
3,25	0,1991	138.8	6,084	1,83	0,741
3,30	0,1940	138,3	6.452	1,84	0,755
3,35	0,1889	137,7	6,835		0,700
3,40	0,1838			1,85	0,760
		137,2	7,235	1,86	0,784
3,45	0,1787	136,6	7,651	1,87	0,798
3,50	0,1736	136,0	8,085	1,88	0,813
3 <b>,5</b> 5	0,1685	135,4	8,537	1.89	0,828
3,60	0,1634	134,8	0,9008	1,90	0,843
3,65	0,1583	134,1	9,498	1,90	0,858
3,70	0,1532	133,5	10,01		0,000
3,75				1,91	0,874
	0,1481	132,8	10,54	1,92	0,890
3,80	0,1430	132,1	11,09	1,92	0,906
3,85	0,1379	131,4	11,67	1,93	0,922
3,90	0,1328	130,6	12,28	1.94	0,939
3,95	0,1277	129,8	12,90	1,94	0,957
4,00	0,1226	129,0	13,56	1,95	0,974
4,05	0,1175				0,974
		128,2	14,24	1,95	0,993
4,10	0,1124	127,3	14,96	1,96	1,01
4,15	0,1073	126, 4	15,71	1,96	1,03
4,20	0,1022	12 <b>5,</b> 4	16,49	1,96	1.05
4,224	0,0997	125,0	16,89	1,96	1.06
4,25	0,09709	124.5	17,35	1,97	1.07
4,30	0,09199	123,5			
			18,18	1,97	1,10
4,35	0,08688	122,4	19,09	1,97	1,12
4,40	0,08178	121,3	20,05	1,97	1,14
4,45	0,07668	120.2	21,06	1,97	1,17
1,50	0,07158	118,9	22,13	1,99	1,20
4,55	0,06648	117,7	23, 27	1,00	1,23
4 60		116.0	23,27	1,99	1,20
4,60	0,06137	116,3	24,49	2,00	1,27
4,65	0,05627	114,9	25,79	2,01	1,31
4,70	0,05117	113,4	27,19	2,01 2,02	1,35
4:75	0,04607	111,8	28,71	2,03	1,40
4,80	0.04096	110,1	30,37	2,05	1,47
4,85	0,03586	108,2	30,01	2,00	1,54
	0,00000		32,21	2,07	1,54
1,90	0,03076	106,1	34,25	2,10	1,64
4,95	0,02566	103,7	36,58	2,14	1,78

17—183

II nodo a sices	una mak	2 17 0

<i>T</i> , K	σ⋅108, Н/м	р', кг/ <b>м</b> з	ρ'', кг/м3	λ'·102, Bτ/(M·K)	λ''-102, Bτ/(м·K)
5,00 5,05 5,10 5,201	0,02055 0,01545 0,01035 0,000	101,1 97,96 94,69 69,64	39,30 42,58 46,80 69,64	2,22 2,35 2,63	1,98 2,32 3,01

Таблица П-10

Те рмодинамические свойства  $He^4$  на линии фазового равновесия жидкость — пар между  $\lambda$ -тсчкой и критической точкой [416]

<i>T</i> , K	η'·107, Πα·c	η''.10', Πa c	Pr'	Pr''	Т, Қ	η' - 10 <sup>7</sup> , Па·с	η''·107, Па∙с	Pr'	Pr''
2,177 2,20 2,25 2,30 2,35 2,40 2,45 2,55 2,60 2,65 2,75 2,85 3,05 3,15 3,20 3,35 3,30 3,35 3,35 3,36 3,55 3,60 3,65	5,38 36,1 36,4 36,7 36,9 37,1 37,3 37,3 37,3 37,3 37,3 37,3 37,5 36,8 36,6 36,5 36,6 36,5 36,8 35,7 35,5 35,1 34,9 34,5	5,38 5,45 5,60 5,76 5,92 6,07 6,23 6,54 6,69 6,85 7,17 7,32 7,48 7,86 7,96 8,29 8,45 8,62 8,95 9,30 9,47 9,65 9,82 10,2	0,675 0,770 0,674 0,605 0,556 0,521 0,497 0,482 0,472 0,468 0,471 0,475 0,481 0,487 0,500 0,507 0,514 0,522 0,529 0,537 0,545 0,553 0,562 0,571 0,589 0,599 0,610	0,675 0,677 0,680 0,683 0,686 0,690 0,694 0,698 0,702 0,707 0,712 0,712 0,722 0,728 0,734 0,741 0,755 0,762 0,770 0,787 0,787 0,787 0,807 0,817 0,828 0,840 0,852 0,865 0,878	3,70 3,75 3,80 3,85 3,90 3,95 4,00 4,05 4,15 4,20 4,22 4,25 4,30 4,45 4,40 4,55 4,40 4,55 4,60 4,55 4,60 4,70 4,75 4,80 4,85 4,90 5,00 5,00 5,10 5,201	34,2 34,0 33,8 33,6 33,1 32,6 32,3 31,7 31,7 31,6 31,3 31,7 30,7 30,1 29,5 29,2 28,5 28,5 28,5 28,5 27,4 26,4 25,8	10,4 10,6 10,7 10,9 11,1 11,3 11,5 11,7 11,9 12,1 12,6 13,3 13,5 13,8 14,3 14,6 14,8 15,1 15,5 15,8 16,6 17,0 17,5 18,1	0,621 0,633 0,646 0,667 0,674 0,690 0,707 0,726 0,745 0,767 0,791 0,804 0,818 0,847 0,879 0,916 0,957 0,994 1,10 1,16 1,24 1,34 1,45 1,59 1,78 2,02 2,37 2,87 3,68	0,908 0,924 0,960 0,980 1,00 1,02 1,05 1,07 1,10 1,13 1,15 1,16 1,20 1,24 1,28 1,33 1,39 1,45 1,52 1,60 1,70 1,81 1,95 2,11 2,32 2,60 2,97 3,50 4,30

Таблица П-1**t** 

Термодинамические свойства параводорода (п— $\rm H_2$ ) на линии фазового равновесия жидкость — пар между тройной и критической точками [157]

<b>т,</b> қ	р.10 <sup>-5</sup> , Па	υ'·10°, м³/моль	υ''-106, м³/моль	≀', Дж/моль	≀′′, Дж/моль	г, Дж/моль	σ-103, Н/м
14	0,07880	26,26	14529	<b>—</b> 623	285	908	_
15	0,1342	26,54	9072,9	609	303	912	2,83
16	0,2154	26,84	5968,9	594	321	915	2,66
17	0.3291	27,17	4102,5	<b>—</b> 580	337	917	2,49

П родолжение	masa	17 11
прооблясение	таол.	11-11

<i>T</i> , K	P·10 <sup>45</sup> , Πα	υ'·10°, м³/моль	и'' 106, м³/моль	ι', Дж/моль	<i>l''</i> , Дж/моль	r, Дж/моль	σ·103,⁴ Н/м
18	0,4820	27,53	2924,5	<b>—</b> 563	352	915	2,32
19	0,6812	27,92	2148,8	<b>—545</b>	367	912	2,15
20	0,9342	28,35	1618,9	<b>—526</b>	379	905	1,98
21	1,249	28,82	1245,2	<b>—5</b> 06	389	895	1,81
22	1,633	29,34	974,1	-484	398	882	1,64
23	2,095	29,91	772,7	<b>—4</b> 60	404	864	1,47
24	2,645	30,55	619,8	-435	409	844	1,30
25	3.290	31,27	501,7	-408	410	818	1,13
26	4,039	32,10	409,0	<b>—378</b>	409	787	0,960
27	4,901	33,05	335.0	346	404	750	0.796
28	5,883	34,18	275,1	-310	395	705	0,648
29	6,993	35,57	225,7	<b>—</b> 272	380	653	0,483
30	8,240	37,34	184,2	-228	359	587	0,333
30,5	8,920	38,45	165,5	-203	344	547	
31	9,638	39,81	147,8	<b>—176</b>	325	501	0,207
31,5	10,399	41,53	130,7	-144	301	445	
32	11,205	43,90	113,6	-107	269	376	0,106
32,5	12,068	47,77	94,88	<b>—</b> 56	220	276	0.062
32,98	12,933	64	64	-61	61	0	0,046*

\* Коэфрициелт поверхностлого натажения нормального водорода. Значения с параводорода при бане ительно на 2% ниже, чем для нормального водорода.

\*\* Ведичина с получена при температуре 32,77К.

Таблица П-12

Термодинлмические свойства параводорода  $(n-H_2)$  на личии фазового равновесия жидкость — пар между тройной и критической точкама [157]

т, к	s', Дж/(моть∙К)	s'', Дж/(моль-К)	с' <sub>p</sub> , Дж/(моль⋅К)	<i>с<sub>р</sub>′′</i> , ;Дж/(моль∙К)	η'·108, Па·с	n''⋅10 <sup>8</sup> , Па-с	λ'·10s, Вт/(м·Қ)
14	10,05	74,80	13,25	20,90	2310	76	
15	11,01	71,75	13,97	21,25	2050	80	_
16	11,93	60,04	14,59	21,60	1840	86	108
17	12,84	66,65	15,33	21,97	1660	92	111
18	13,77	64,53	16,35	22,38	1510	98	113
19	14,69	62,60	17,61	22,87	1390	104	116
20	15,71	60,91	19,04	23,47	1270	111	118
21	16,62	59,21	20,56	24,24	1180	118	120
22	17,56	57,62	22,15	25,20	1090	126	123
23	18,56	56,14	23,81	26,43	1020	133	125
24	19,57	54,70	25,63	28,01	945	139	127
25	20,61	53,90	27,69	30,05	886	145	129
26	21,70	51,94	30,18	32,73	826	152	132
27	22,79	50,54	. 33,27	36,37	776	160	134
28	23,97	49,14	37,45	41,52	716	169	137
29 30	25,15 26,55	47,63 46,08	43,61 53,64	49,32 62,39	667 617	179 190	139 141
30,5 31 31,5	27,24 28,05 23,97	45,16 44,19 43,12	73,79	89,25	560 531	206 216	
32 $32,5$ $32,98$	30,07 31,50 34,90	41,82 39,99 34,90	136,04	174,52	500 460 346	230 252 346	N M R

Таблица П-13 Термодинамические свойства неона (Ne) на линии фазового равновесия экидкость — пар между тройной и критической точками [157]

<i>T</i> , K	р∙10-5, Па	р', кг/м <sup>3</sup>	р'', кг/м <sup>3</sup>	1'-10-з, Дж/кг	<i>i''</i> ·10 <sup>-3</sup> , Дж/кг	
25	0,51033	1240,2	5,1019	0,90	89,57	
26			6,9708	2,83	90,35	
27	0,98545	1206,4	9,3109	4,83	91,06	
28	1,3210	1188,5	12,195	6,89	91,69	
29	1,7351	1170,0	15,702	9,00	92,23	
30	2,2381	1150,8	19,923	11,16	92,67	
31	2,8402	1131,0	24,958	13,38	93,00	
32	3,5526	1110,3	30,926	15,65	93,20	
33	4,3860	1088,8	37,965	17,96	93,27	
34	5,3518	1066,4	46,243	20,33	93,19	
35	6,4618	1042,8	55,961	22,74	92,94	
36	7,7282	1018,0	67,368	25,19	92,50	
37	9,1637	991,56	80,773	27,70	91,85	
38	10,7820	963,19	96,567	30,28	90,97	
39	12,597	932,35	115,26	32,93	89,83	
40	14,625	898,22	137,55	35,69	88,38	
41	16,882	859,44	164,51	38,67	86,58	
42	19,387	813,38	198,16	42,05	84,28	
43	22,157	753,63	243,45	46,32	81,13	
44	25,217	650,96	322,40	53,39	75,51	
44,4	26,54	483,0	483,0	-	-	

 $\Gamma$ аблица  $\Pi$ -14 Tермодинамические свойства неона (Ne) на линии фазового равновесия жидкость — пар между тройной и критической точками [157]

<b>7</b> , K	s*·10-з, Дж/(кг⋅К)	s''·10-3, Дж/(кг·К)	σ.103, Н/м	Вт/(м·К)	<i>T</i> , K	s'·10-3, Дж/(кг·К)	s''·10⁻³, Дж/(кг·К)	σ.103, Н/м	λ', Βτ/( <b>M</b> ·K)
25	0,0346	3,5816	5,50	0,117	36	0,8135	2,6832		- 1
26	0,1099	3,4758	5,15	0,115	37	0,8784	2,6122	_	_
27	0,1844	3,3780	4,80	0,113	38	0,9426	2,5399	_	_
28	0,2582	3,2868	4,45	0,112	39	1,0065	2,4655	_	_
29	0,3311	3,2011	_	0,108	40	1,0710	2,3882	_	
30	0,4031	3,1199	_	0,092	41	1,1382	2,3066	_	_
31	0,4741	3,0424	_	_	42	1,2124	2,2179	_	_
32	0,5441	2,9677	_		43	1,3044	2,1140	_	_
33	0,6131	2,8952	_	_	44	1,4569	1,9597	_	*
34	0,6809	2,8240	_		44,4	_	_ ]		_
35	0,7477	2,7536							

Таблица 11-11 Tермодинамические свойства азота  $(N_2)$  на линии фазового равновесия жидкость — пар между трейной и критической точками [157]

т, к	р·10 <sup>-8</sup> , Па	υ'·103, м3/кг	v''-1)3, м3/кг	i'·10⁻³, Дж/кг	ι''·10⁻³, Дж/кг	r · 10⁻³, Дж/кі
63,15 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 77,35 78 80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93 94 95 96 97 98 99 100 101 102 103 104 105 106 107 108 109 110 110 111 112 113 114 115 116 117 118 119	0,1253 0,1462 0,1743 0,2065 0,2433 0,2852 0,3325 0,3859 0,4457 0,5126 0,5871 0,6696 0,7609 0,8614 0,9719 1,013 1,093 1,225 1,369 1,525 1,369 1,525 1,369 1,525 1,369 1,525 1,369 1,525 1,369 1,525 1,369 1,525 1,369 1,760 3,022 3,022 3,022 3,023 3,918 4,256 4,615 4,995 5,398 6,274 6,748 7,775 8,398 6,274 6,748 7,775 8,328 8,910 9,520 10,16 10,83 11,53 12,27 13,83 11,53 12,27 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 11,53 12,27 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 13,83 14,67 15,54 16,45 17,39 18,40 20,47 21,58 22,79 23,92	1,155 1,165 1,170 1,176 1,181 1,187 1,193 1,205 1,211 1,217 1,224 1,230 1,237 1,239 1,244 1,251 1,258 1,265 1,273 1,289 1,297 1,305 1,314 1,322 1,331 1,340 1,349 1,359 1,369 1,379 1,369 1,379 1,369 1,379 1,400 1,411 1,423 1,435 1,447 1,459 1,514 1,529 1,544 1,529 1,544 1,529 1,544 1,529 1,544 1,529 1,544 1,529 1,544 1,529 1,544 1,529 1,544 1,529 1,544 1,560 1,578 1,578 1,577 1,617 1,639 1,662 1,714 1,776 1,811 1,849	1477 1282 1091 933,1 802,6 693,8 602,5 525,6 4405,0 357,6 316,9 281,8 221,9 201,9 181,7 164,0 134,5 122,3 111,4 101,7 93,024 78,25 48,39 44,87 41,66 38,72 36,02 33,54 41,66 38,72 225,43 23,77 22,23 20,79 19,46 14,00 13,10 12,26 11,47 10,71 9,916 8,660	-148,5 -146,9 -144,9 -142,9 -141,0 -137,1 -135,2 -133,3 -131,4 -129,4 -127,4 -123,4 -121,4 -120,8 -117,6 -115,6 -111,6 -113,6 -111,6 -1109,7 -107,7 -105,7 -103,7 -107,7 -105,7 -103,7 -107,7 -105,7 -107,7 -105,7 -107,1 -107,1 -	64,9887765432197583196307395050482581356777776429516146888776	212,6 211,7 210,7 209,7 208,7 207,8 206,7 203,7 202,6 201,4 200,3 199,1 197,6 196,8 195,7 194,5 193,2 191,9 190,7 189,3 188,0 186,6 185,1 183,7 182,2 180,5 177,3 175,6 173,8 177,3 175,6 173,8 170,2 168,3 164,2 160,9 157,8 170,2 168,3 164,2 160,0 157,8 155,5 153,2 150,7 148,5 153,2 150,7 148,5 153,2 150,7 148,5 153,2 150,7 148,2 150,7 151,8 15

Продолжение табл. П-15

т, к	р.10 <sup>-6</sup> , Па	υ'·108, м3/кг	υ''·103, м3/кг	i'·10⁻³, Дж/кг	ι''·10⁻•, Дж/кг	r • 10⁻8, Дж/кг
120 121 122 123 124 125 126 126,25	23,15 26,44 27,77 29,14 30,57 32,05 33,57 33,96	1,892 1,942 2,000 2,077 2,177 2,324 2,637 3,289	8,031 7,421 6,821 6,225 5,636 5,016 4,203 3,289	$\begin{array}{c c} -21,4 \\ -17,3 \\ -12,9 \\ -8,0 \\ -2,3 \\ +5,1 \\ +17,4 \\ +34,8 \end{array}$	74,3 72,1 69,4 66,4 62,6 57,9 49,5 34,8	95,7 89,4 82,3 74,4 64,9 52,8 32,1

т, қ	s'·10-3, Дж/(кг·К)	s''·10-3, Дж/(кг·К)	<i>c′<sub>p</sub>·</i> 10⁻³, Дж/(кг-К)	λ'·108, Βτ/(м·Κ)	σ·108, Η/M
63,15 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 77,35 80 81 82 83 84 85 86 87 89 90 91 92 93 94 95 96 97 98	2,459 2,435 2,516 2,545 2,753 2,600 2,629 2,657 2,683 2,709 2,736 2,763 2,789 2,816 2,849 2,849 2,866 2,890 2,913 2,938 2,986 3,009 3,032 3,055 3,078 3,100 3,123 3,147 3,169 3,190 3,123 3,147 3,169 3,190 3,212 3,256 3,277 3,299 3,320 3,342 3,363 3,385	5,826 5,793 5,757 5,722 5,688 5,656 5,595 5,566 5,538 5,511 5,485 5,460 5,436 5,436 5,436 5,436 5,4389 5,324 5,389 5,324 5,324 5,324 5,225 5,263 5,283 5,263 5,283 5,263 5,170 5,152 5,117 5,100 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084 5,067 5,084	1,928 1,930 1,931 1,932 1,933 1,935 1,935 1,939 1,941 1,945 1,948 1,951 1,954 1,955 1,957 1,960 1,964 1,968 1,973 1,978 1,983 1,989 1,996 2,003 2,011 2,019 2,028 2,037 2,048 2,060 2,073 2,048 2,060 2,073 2,048 2,060 2,073 2,048 2,060 2,073 2,048 2,060 2,073 2,048 2,101 2,117 2,135 2,176	112	11,0 (10,76) 10,53 (10,30) (10,07) (9,84) (9,62) (9,39) (9,16) (8,50) 8,27 (8,06) (7,42) 7,20 (6,99) (6,78) (6,57) (6,57) (6,37) 6,16

11	рооолжение	таол.	11-10

Т, К	s'·10-з, Дж/(кг·К)	s''·10 <sup>-3</sup> . Дж/(кг·К)	<i>c′<sub>p</sub>·</i> 10 <sup>-8</sup> , Дж/(кг·К)	λ'·108, Βτ/(м·K)	σ·103, H/M
103	3,426	4,936	2,254	- 10.p	
104	3,447	4,920	2,285	m	-
105	3,469	4,904	2,319	88,0	_
106	3,489	4,887	2,356	_	
107	3,501	4,871	2,398	_	_
108	3,532	4,854	2,445		_
109	3,554	4,837	2,500	-	
110	3,575	4,820	2,566	80,2	
111	3,596	4,803	2,645	_	
112	3,618	4,785	2,736		_
113	3,640	4,767	2,836		_
114	3,662	4,748	2,945		
115	3,687	4,729	3,063	70,4	
116	3,711	4,709	_	_	_
117	3,737	4,688		_	_
118	3,764	4,666		7	_
119	3,792	4,643	- C	_	_
120	3,821	4,619	_	62,8	_
121	3,853	4,592	- 1	_	_
122	3,887	4,562		_	_
123	3.924	4,529		_	<b>—</b> /
124	3,968	4,491	- 196	_	_
125	4,024	4,444	<u> </u>	_	_
126	4,118	4,365	- 1	_	_
126,25	4,252	4,252	-	_	_

Примечание. В скобках даны значения  $\sigma$  согласно [373].

Таблица П-17

Термодинамические свойства аргона (At) на линии фазового равновесия жидкость — пар между тройной и критической точками [157]

<i>T</i> , K	р.10-5, Па	υ'.103, м3/кг	υ''·108, м3/кг	ι'⋅10-з Дж/кг	i''⋅10 <sup>-3</sup> , Дж/кг	r·10-3, Дж/кі
83,78	0,6875	0,7068	246,9	_119,6	42,2	161,8
84	0,7052	0,7075	241,2	-119,4	42,3	161,7
85	0,7898	0,7106	217,4	-118,4	42,7	161,1
86	0,8821	0,7138	196,5	-117,4	43,0	160,4
87	0,9825	0,7171	178,0	-116,4	43,4	159,8
87,29	1,013	0,7180	173,0	-116,1	43,5	159,6
88	1,091	0,7204	161,6	-115,4	43,8	159,2
89	1,209	0,7237	147,1	-114,4	44,1	158,5
90	1,337	0,7270	134,2	-113,4	44,5	157,9
91	1,474	0,7303	122,6	-112,4	44,8	157,2
92	1,622	0,7337	112,3	-111,3	45,1	156,4
93	1,781	0,7372	103,0	-110,3	45,4	155,7
94	1,952	0,7408	94,72	-109,2	45,7	154,9
95	2,134	0,7444	87,23	-108,1	46,0	154,1
96	2,329	0,7480	80,46	-107,0	46,3	153,3
97	2,537	0,7517	74,35	-106,0	46,3	152,5
98	2,758	0,7555	86,81	-104,9	46,8	151,7
99	2,993	0,7593	63,77	-103.8	47,1	150,9

		-		11	родолжение	табл. П-1
<i>T</i> , K	р-10-5, Па	υ*·103, м3/кг	υ''·108, Μ3/Kr	i'·10⁻³, Дж/кг	i''⋅10-з, Дж/кг	r·10⁻³,¶Дж/кі
100	3,243	0,7663	59,19	-102,7	47,0	150,3
101	3,507	0,7672	55,02	-101,6	47,5	149,4
10 <b>2</b>	3,787	0,7713	51,21	-100,4	47,7	148,1
103	4,084	0,7754	47,72	-99,3	47,9	147,2
104	4,397	0,7796	44,53	-98,2	48,1	146,3
105	4,727	0,7838	41,60	-97,0	48,2	145,2
106	5,074	0,7881	38,91	_95,8	48,4	143,2
107	5,440	0,7925	36,43	-94,7	48,5	,
108	5,825	0,7970		—94,7 —93,5		143,2
109	6,229		34,14		48,6	142,1
110		0,8017	32,03	92,3	48,7	141,0
111	6,652	0,8066	30,08	-91,1	48,8	139,9
112	7,097	0,8116	28,27	-89,9	48,9	138,8
	7,562	0,8166	26,59	-88,7	48,9	137,6
113	8,048	0,8217	25,03	87,4	49,0	136,4
114	8,557	0,8270	23,59	-86,2	49,0	135,2
115	9,088	0,8325	22,24	-84,9	49,0	133,9
116	9,643	0,8382	20,98	-83,6	49,0	132,6
117	10,22	0,8440	19,81	-82,3	49,0	131,3
118	10,82	0,8499	18,71	81,0	48,8	129,8
119	11,45	0,8560	17,69	-79,7	48,8	128,5
120	12,11	0,8624	16,73	<b>—78,4</b>	48,6	127,0
121	12,79	0,8690	15,83	-77,1	48,5	125,6
122	13,49	0,8758	14,98	-75,7	48,3	124,0
123	14,23	0,8828	14,19	-74,3	48,1	122,4
124	14,99	0,8900	13,44	-72,9	47,9	120,8
125	15,78	0,8975	12,74	<b>—71,4</b>	47,7	119,1
126	16,60	0,9053	12,07	<b>—70,0</b>	47,4	117,4
127	17,45	0,9134	11,45	—68,5	47,1	115,6
128	18,33	0,9218	10,85	-67,0		113,7
129	19,25	0,9306	10,29	-65,5	46,7	
130	20,20	0,9399	9,759	-63,5 -64,0	46,3	111,8
131	21,18				45,9	109,9
132		0,9495	9,254	-62,4	45,4	107,8
133	22,19	0,9595	8,776	-60,9	44,9	105,8
134	23,24	0,9701	8,320	-59,3	44,3	103,6
	24,32	0,9812	7,887	57,6	43,7	101,3
135	25,45	0,9929	7,473	-55,9	43,0	98,9
136	26,31	1,005	7,078	54,2	42,3	96,5
137	27,80	1,017	6,701	-52,5	41,5	94,0
138	29,04	1,031	6,339	50,8	40,6	91,4
139	30,32	1,046	5,992	-49,0	39,6	88,6
140	31,64	1,062	5,658	-47,1	38,5	85,6
141	33,00	1,080	5,336	-45,3	37,4	82,7
142	34,41	1,099	5,025	-43,5	36,0	79,5
143	35,86	1,121	4,724	-41,7	34,6	76,3
144	37,36	1,145	4,428	-39,8	32,9	72,7
145	38,90	1,173	4,133	-37,6	31,2	68,8
146	40,50	1,205	3,843	-35,2	28,9	64,1
147	42,14	1,245	3,547	-32,4	26,3	58,7

П родолжение табл. П-1
------------------------

т, к	р. 10-5, Па	υ'·103, м3/кг	υ''-103, M3/KΓ	ι'.10-3, Дж/кг	ι''·10-з, Дж/кг	r·10⁻³, Дж/"
148	43,83	1,293	3,240	-29,0	23,1	52,1
149	45,58	1,358	2,907	-24,7	18,9	43,6
150	47,39	1,464	2,525	-18,3	12,8	31,1
150,86	48,98	1,867	1,867	-2,4	-2,4	0

Таблица П-1

Те рмодинамические свойства аргона (At) на линии фазового равновесия жидкость— пар между тройной и критической точками [157]

$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$												
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	т, к	s'.10-3, Дж/(вг-К)	s''.  0-8, Дж/ кг·К)	с'р.10-3 Д स/(кг·К)	λ' - 10', Βτ/(M·K)	σ·10³, Н/м	т, к	s'·1)"3 Дж/ гг·К)	0 R	с′ <sub>р</sub> ·10³, Дж/(кг·К)	),'.10s, Br/(M·K)	
85         1,366         3,261         0,984         —         11,30         119         1,735         2,815         1,323         —         —           86         1,377         3,243         0,991         —         11,15         120         1,746         2,805         1,340         85,5         —           87,29         1,388         3,225         0,999         —         11,00         121         1,776         2,795         1,358         —         —           88         1,399         3,208         1,007         —         10,69         124         1,790         2,764         1,420         —           90         1,422         3,176         1,023         121         10,53         125         1,800         2,753         1,444         78,6         —           91         1,433         3,160         1,031         —         —         126         1,811         2,743         1,466         —         —           91         1,433         3,160         1,031         —         —         126         1,811         2,743         1,469         —         —           91         1,466         3,114         1,055         — <td>83,78</td> <td>1,352</td> <td></td> <td></td> <td>-  </td> <td>_  </td> <td></td> <td></td> <td>2,836</td> <td>1,290</td> <td>- 1</td> <td>_</td>	83,78	1,352			-	_			2,836	1,290	- 1	_
86       1,377       3,243       0,991       —       11,15       120       1,746       2,805       1,340       85,5       —         87,29       1,388       3,225       0,999       —       11,00       121       1,757       2,795       1,358       —       —         88       1,399       3,208       1,007       —       10,84       123       1,779       2,774       1,398       —       —         89       1,411       3,192       1,015       —       10,69       124       1,790       2,764       1,420       —       —         90       1,422       3,176       1,023       121       10,53       125       1,800       2,753       1,444       78,6       —         91       1,433       3,160       1,031       —       —       126       1,811       2,743       1,469       —         91       1,444       3,144       1,039       —       127       1,823       2,733       1,469       —         93       1,466       3,114       1,035       —       129       1,845       2,712       1,554       —         95       1,478       3,100       1,063 <td>84</td> <td>1,354</td> <td>3,279</td> <td></td> <td>  </td> <td></td> <td></td> <td></td> <td>2,826</td> <td>1,306</td> <td>-/</td> <td></td>	84	1,354	3,279						2,826	1,306	-/	
87         1,388         3,225         0,999         —         11,00         121         1,757         2,795         1,358         —         —           87,29         1,392         3,220         1,001         —         —         122         1,768         2,784         1,377         —         —           89         1,411         3,192         1,015         —         10,69         124         1,790         2,764         1,420         —         —           90         1,422         3,176         1,023         121         10,53         125         1,800         2,753         1,444         78,6         —           91         1,433         3,160         1,031         —         —         126         1,811         2,743         1,469         —         —           92         1,444         3,144         1,039         —         —         127         1,823         2,733         1,469         —         —           93         1,455         3,129         1,047         —         —         128         1,848         2,722         1,523         —         —           95         1,478         3,100         1,063	85	1,366			-					1,323	-	-
87,29       1,392       3,220       1,001       —       —       122       1,768       2,784       1,377       —       —         88       1,399       3,208       1,007       —       10,84       123       1,779       2,774       1,398       —       —         90       1,422       3,176       1,023       121       10,53       125       1,800       2,753       1,444       78,6       —         91       1,433       3,160       1,031       —       —       126       1,811       2,743       1,469       —       —         92       1,444       3,144       1,039       —       —       128       1,848       2,722       1,523       —       —         93       1,455       3,129       1,047       —       —       128       1,848       2,722       1,523       —       —         94       1,466       3,114       1,055       —       —       129       1,845       2,712       1,554       —       —         95       1,478       3,100       1,063       114       —       130       1,856       2,701       1,587       71,5       —	86				-					1,340	85,5	-
88         1,399         3,208         1,007         —         10,84         123         1,779         2,774         1,398         —         —           89         1,411         3,192         1,015         —         10,69         124         1,790         2,764         1,420         —         —           90         1,422         3,176         1,023         121         10,53         125         1,800         2,753         1,444         78,6         —           91         1,433         3,160         1,031         —         —         126         1,811         2,743         1,469         —         —           92         1,444         3,144         1,039         —         —         127         1,823         2,733         1,495         —         —           93         1,455         3,129         1,047         —         —         128         1,834         2,722         1,523         —         —           94         1,466         3,114         1,055         —         129         1,845         2,712         1,554         —         —         95         1,478         3,100         1,063         114         —         <	87	1,388	3,225	0,999	-	11,00		1,757	2,795	1,358		-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	87,29	1,392	3,220		-	_		1,768	2,784	1,377	-	-
90         1,422         3,176         1,023         121         10,53         125         1,800         2,753         1,444         78,6         —           91         1,433         3,160         1,031         —         —         126         1,811         2,743         1,469         —         —           92         1,444         3,144         1,039         —         —         127         1,823         2,733         1,495         —         —           93         1,455         3,129         1,047         —         —         128         1,834         2,722         1,523         —         —           94         1,466         3,114         1,055         —         —         129         1,845         2,712         1,554         —         —           95         1,478         3,100         1,063         114         —         130         1,856         2,701         1,587         71,5         —           96         1,489         3,086         1,071         —         —         131         1,867         2,690         1,622         —           97         1,500         3,072         1,079         —         —<	88	1,399	3,208		-				2,774	1,398	-	-
91       1,433       3,160       1,031       —       —       126       1,811       2,743       1,469       —       —         92       1,444       3,144       1,039       —       —       127       1,823       2,733       1,495       —       —         93       1,455       3,129       1,047       —       —       128       1,834       2,722       1,523       —       —         94       1,466       3,114       1,055       —       —       129       1,845       2,712       1,554       —       —         95       1,478       3,100       1,063       114       —       130       1,866       2,701       1,587       71,5       —         96       1,489       3,086       1,071       —       —       131       1,867       2,690       1,622       —       —         97       1,500       3,072       1,079       —       —       132       1,868       2,679       1,659       —       —         98       1,510       3,045       1,087       —       —       134       1,901       2,657       1,744       —         100       1,532 <td>89</td> <td>1,411</td> <td>3,192</td> <td>1,015</td> <td></td> <td>10,69</td> <td>124</td> <td>1,790</td> <td>2,764</td> <td>1,420</td> <td>-  </td> <td>-</td>	89	1,411	3,192	1,015		10,69	124	1,790	2,764	1,420	-	-
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	90	1,422	3,176	1,023	121	10,53	125	1,800	<b>2</b> ,753	1,444	78,6	-
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	91	1,433	3,160	1,031	_	_	126	1,811		1,469	-	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	92	1,444	3,144	1,039	_	-	127	1,823	2,733	1,495	-	-
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	93	1,455	3,129	1,047	- 3	_	128	1,834		1,523	-	-
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	94	1,466	3,114	1,055			129	1,845	2,712	1,554	-	-
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	95	1,478	3,100	1,063	114	-	130	1,856	2,701		71,5	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	96	1,489	3,086	1,071	_	-	131	1,867	2,690	1,622	_	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	97	1,500	3,072	1,079	_	-	132	1,868	2,679	1,659	_	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	98	1,510	3,058	1,087	_	-	133	1,889	2,668	1,700	_	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	99	1,521	3,045	1,095	_	_	134	1,901	2,657	1,744	_	
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	100	1,532	3,032	1,103	108	-	135	1,913	2,646	1,792	65,1	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	101	1,543	3,019	1,111	_	_	136	1,924	2,634	1,844	-	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	102		3,006	1,120	_	_	137	1,936	2,622	1,900	-	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	103	1,565	2,994	1,129	_	l –	138	1,948	2,609	1,960	-	
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	104	1,575	2,981	1,138		-	139	1,960	2,597	2,022	-	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		1,586	2,969	1,147	102	-	140	1,972	2,583	2,086	58,2	_
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		1,597	2,958	1,157	_	-	141	1,983	2,570	2,153	_	_
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				1,167	_	-	142	1,994	2,555	2,222	_	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		1,618	2,934	1,177	_	-	143	2,006	2,540	2,294	-	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		1,629	2,923	1,188	-	_	144	2,019	2,524	2,368	-	-
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		1,640	2,912	1,199	97,2	-	145	2,033	2,507	2,445	48,3	_
112     1,661     2,890     1,222     —     —     147     2,067     2,466     —     —     —       113     1,672     2,879     1,235     —     —     148     2,088     2,440     —     —     —       114     1,682     2,868     1,248     —     —     149     2,115     2,408     —     —     —       115     1,693     2,857     1,261     91,0     —     150     2,157     2,364     —     38,0     —		1,651		1,210	-	_	146		2,488	-	-	_
113     1,672     2,879     1,235     —     —     148     2,088     2,440     —     —     —       114     1,682     2,868     1,248     —     —     149     2,115     2,408     —     —     —       115     1,693     2,857     1,261     91,0     —     150     2,157     2,364     —     38,0     —					-	-	147			-	-	_
114   1,682   2,868   1,248   —   —   149   2,115   2,408   —   —   —   —   —   —   —   —   —					-	-			2,440		-	-
115   1,693   2,857   1,261   91,0   —   150   2,157   2,364   —   38,0   —					-	-			2,408	_		-
	115				91,0	-	150		2,364		38,0	-
	116	1,704		1,275	-	-	150,86	2,261	2,261	-	-	-

Таблица  $\Pi$ -19 Термодинамические свойства кислорода  $(O_2)$  на линии фазового равновесия жидкость — пар между тройной и критической точками [157]

<i>T</i> , K	р-10⁻5, Па	υ' -103, м3/кг	υ''·103, Μ3/KΓ	і′-10-3, Дж/кг	i''·10⁻³, Дж/г
54,35	0,001500	0,7762	93 979	_189,8	19.0
	0,001831	0.7777		-109,0	48,9
55			77 922	-188,9	49,5
56	0,002467	0,7800	58 873	-187,3	50,4
57	0,003287	0,7824	44 960	-185,8	51,2
58	0,004334	0,7848	34 685	-184,2	52,1
59	0,005658	0,7872	27 018	-182,6	53,0
60	0,007317	0,7896	21 239	-181,1	53,8
61	0,009378	0,7921	16 841	-179,5	54.7
62	0,01192	0,7945	13 465	-178,0	55,5
63	0,01502	0,7971	10 850	-176,4	56,4
64	0,01879	0,7998	8808	<b>—174,8</b>	57,3
	0,02333	0,8023	7201	-173,3	57,5
65				-173,3	58,1
66	0,02877	0,8049	5928	-171,7	59,0
67	0,03523	0,8075	4911	-170,2	59,8
68	0,02488	0,8101	4094	168,6	60,7
69	0,05186	0,8128	3433	<b>—167, 1</b>	61,5
70	0,06236	0,8155	2894	-165,5	62,4
71	0,07457	0,8182	2453	-164,0	63,2
72	0,08869	0,8210	2090	-162,4	64,1
73	0,1049	0,8328	1790	-160,8	64,9
74	0,1236	0,8267	1540	-159,2	65,8
75	0,1448	0,8296	1330	-157,6	66,6
	0,1690	0,8326	1154	-156,0	
76	0,1050		1006		67,4
77	0,1963	0,8357		-154,4	68,3
78	0,2271	0,8388	879,8	-152,9	69,1
79	0,2616	0,8420	772,2	-151,3	70,0
80	0,3003	0,8452	680,7	-149,7	70,8
81	0,3435	0,8484	601,9	-148,1	71,6
82	0,3914	0,8517	533,9	-146,5	72,4
83	0,4445	0,8550	475,1	-144,8	73,3
84	0,5031	0,8584	424,1	-143,3	74,1
85	0,5677	0,8618	379,7	-141,7	74,9
86	0,6386	0,8653	340,9	-140,1	75,7
87	0,7163	0,8688	306,8	-138,1	76,5
88	0,8012	0,8724	276,9	-136,9	77,3
89	0,8937	0,8761	250,5	-135,3	78,0
90	0,9943	0,8798	227,1	-133,7	78,8
	1,013	0,8805	223,2	—133,4	
90,18				-132,0	78,9
91	1,103	0,8836	206,4	-132,0	79,6
92	1,221	0,8874	188,0	-130,4	80,3
93	1,349	0,8913	171,6	-128,7	81,0
94	1,486	0,8952	157,0	-127,0	81,7
95	1,634	0,8993	143,9	-125,4	82,4
96	1,793	0,9033	132,1	-123,8	83,I
97	1,963	0,9074	121,5	-122,1	83,8
98	2,145	0,9116	111,9	-120,4	84.5
99	2,339	0,9160	103,3 95,46	-118,8	85,1 85,7
100	2,546	0,9204	95.46	-117,1	85.7
101	2,767	0,9249	88,37	-115,4	86,3
102	3,002	0,9295	81,92	-113,7	86,9
	3,002		76,05		97 5
103	3,251	0,9342	76,05 70,70	-112,0	87,5
104	3,515	0,9389	70,70	-110,3	88,0
105	3,794	0,9437	65,81	-108,6	88,5
106	4,090	0,9486	61,33	-106,9	89,0
107	4,402	0,9536	57,23	-105,2	89,5
108	4,731	0,9587	53,47	-103.4	90,0
109	5,078	0,9640 0,9695	50,00	-101,7	90,4
110	5,443		46,81	-99,9	90,8

Продолжение табл. П-1							
ı′′·10⁻³, Дж	l'-10⁻³, Дж/кг	υ''·10s, м <sup>3</sup> /кг	υ*-103, м³/кг	р·10⁻⁵, Па	T, K		
91,2	-98,2	43,87	0,9750	5,826	111		
91,6	-96,4	41,15	0,9806	6,229	112		
91,9	-94,6	38,64	0,9864	6,652	113		
91,9	-92,7	36,31	0,9923	7,095	114		
92,3	-90.9	34,15	0,9984	7,559	115		
92,6	-89.0	32,15	1,005	8,045	116		
92,9	-87.2	30,29	1,005	8,558	117		
93,1	-87,2 -85,4	28,55	1,018	9,083	118		
93,3	-03,4	26,93	1,024	9,637	119		
93,5	-83,5						
93,6	-81,6	25,42	1,031	10,21	120		
93,7	-79,7	24,01	1,038	10,82	121		
93,8	-77,8	22,69	1,045	11,44	122		
93,9	-75,8	21,45	1,053	12,10	123		
93.9	<b>—</b> 73,8	20,30	1,061	12,78	124		
93,9	<b>—71,8</b>	19,21	1,070	13,48	125		
93,9	-69,8	18,19	1,078	14,22	126		
93,8	-67,7	17,23	1,087	14,98	127		
93,7	-65,6	16,32	1,096	15,77	128		
93,5	63,6	15,47	1,106	16,59	129		
93,3	61,5	14.67	1.116	17,44	130		
93,3	-59,4	13.91	1.126	18,33	131		
	-57,8	13,19	1,136	19,24	132		
92,8	<b>—55,1</b>	12,51	1.147	20,19	133		
92,5	-52,9	11,86	1,158	21,17	134		
92,1	-50,6	11,25	1,170	22,19	135		
91,6	<u>-48,3</u>	10.67	1,182	23,24	136		
91,1	-46,0	10,12	1,195	24,33	137		
90,5	-40,0 $-43,7$	9,593	1,193	25,45	138		
89,9	-43,7 -41,3		1,200		139		
89,2		9,092	1,237	26,61	140		
88,4	<b>—38</b> ,9	8,612	1,237	27,82			
87,5	-36,4	8,154	1,253	29,06	141		
86,5	<b>—33</b> , 6	7,716	1,271	30,34	142		
85,4	-31,2	7,295	1,290	31,67	143		
84,2	-28,6	6,890	1,310	33,04	144		
82,9	-25,9	6,499	1,332	34,45	145		
81,4	-23,2	6,122	1,356	35,91	146		
79,8	-20,4	5,756	1,383	37,41	147		
77,8	-17,5	5,400	1,413	38,97	148		
75,6	-14,3	5,051	1,447	40,57	149		
73,1	-10,8	4,705	1,487	42,23	150		
70,2	-6,8	4,361	1,535	43,93	151		
66,7	-2.2	4,020	1,595	45,69	152		
62,5	3,2	3,678	1,672	47,51	153		
56,7	10.6	3,285	1.795	49,39	154		
35,2	35,2	2,464	2,464	50,87	154,77		

Таблица П-2

Термодинамические свойства кислорода ( $O_2$ ) на линии фазового равновесия жидкость — пар между тройной и критической точками [157]

т. к	s'.10-з, Дж/(кг·К)	s <sup>11</sup> .10-3. Дж/(кг-К)	с' <sub>p</sub> ·10 <sup>-3</sup> , Дж/ кг·К)	λ'·108, Βτ/(Μ·Κ)	r.10 <sup>-3</sup> , Дж/кг	т, к	s'·10-в, Дж/(кг·К)	S'' 10-3, Jiж/[Kr·K)	с, p.10-1, Дж/(кг·К)	λ'.103, Βτ/(M·K)	r-10-з Дж/кі
54,35 55 56 57	2,156 2,172 2,200 2,228	6,548 6,507 6,445 6,386	=	Ξ	238,7 238,4 237,7 237,0	58 59 60 61	2,256 2,283 2,308 2,334	6,330 6,276 6,223 6,173	1111	=	236, 235, 234, 234,

П родол жение	maбл.	$\Pi$ -20
---------------	-------	-----------

$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	11 ровол жение тавл. 11-20										
63       2,384       6,079       —       —       232,8       110       3,276       5,009       1,752         64       2,409       6,035       —       —       232,1       111       3,291       4,997       1,763         65       2,432       5,992       —       —       231,4       112       3,307       4,985       1,775         66       2,456       5,951       —       —       230,7       113       3,323       4,973       1,787         67       2,478       5,911       —       —       230,0       114       3,339       4,961       1,800         68       2,500       5,873       —       —       229,3       115       3,354       4,950       1,814         69       2,523       5,836       —       —       228,6       116       3,370       4,938       1,829         70       2,545       5,801       —       —       227,9       117       3,386       4,927       1,844         71       2,567       5,767       —       —       227,2       118       3,401       4,915       1,860         72       2,588       5,734       —	Дж/(кг·К)		s''. 10=; Дж/ [кг·К)	.10 -3, K/(Kr·	т. к		λ'·10', Br/(M·K)	G X	S'''-10"9. J(3K/(KF·K)		т, к
75         2,653         5,842         1,576         —         224,2         122         3,463         4,870         1,935           76         2,675         5,614         1,574         —         223,4         123         3,478         4,859         1,957           77         2,695         5,587         1,578         —         222,7         124         3,495         4,847         1,980           78         2,714         5,560         1,582         —         222,0         125         3,510         4,836         2,004           79         2,734         5,535         1,585         —         221,3         126         3,526         4,825         2,030           80         2,754         5,486         1,592         —         219,7         128         3,557         4,802         2,086           82         2,794         5,486         1,596         —         218,9         129         3,573         4,791         2,148           84         2,830         5,418         1,600         —         218,1         130         3,588         4,792         2,148           84         2,830         5,440         1,600         —	752 763 775 800 814 8329 844 860 957 980 903 903 903 903 903 903 903 903 903 90	975310875421097653219864208630739493790073	5,009 4,997 4,985 4,973 4,961 4,938 4,927 4,915 4,904 4,889 4,881 4,870 4,883 4,879 4,768 4,768 4,768 4,768 4,768 4,769 4,643 4,663	3,276 3,291 3,307 3,339 3,354 3,370 3,386 3,401 3,417 3,432 3,448 3,463 3,510 3,526 3,510 3,526 3,573 3,588 3,604 3,619 3,634 3,667 3,683 3,700 3,715 3,731 3,731 3,748 3,799 3,816 3,833 3,851 3,868 3,896 3,928 3,953	110 111 112 113 114 115 116 117 118 119 120 121 122 123 124 125 126 127 128 129 130 131 132 133 134 135 136 137 138 139 140 141 142 143 144 145 146 147 148 149 150 151	232,8 232,1 231,4 230,7 230,0 229,3 228,6 227,9 227,2 226,6 225,0 224,2 223,4 222,7 222,0 221,3 220,5 218,9 218,1 217,4 216,6 215,8 215,0 214,2 213,3 211,5 210,7 209,7 208,7 207,8 206,9 203,9 202,7 200,6 199,5	148 — — — — — — — — — — — — — — — — — — —		6,125 6,079 6,035 5,992 5,951 5,873 5,836 5,767 5,5642 5,5642 5,555 5,535 5,486 3,440 5,586 6,440 5,337 7,337 5,337 5,283 5,28	2,384 2,409 2,432 2,456 2,456 2,500 2,523 2,545 2,567 2,631 2,653 2,675 2,675 2,714 2,754 2,774 2,774 2,830 2,849 2,868 2,903 2,922 2,940 2,943 2,958 2,912 3,045 3,045 3,062 3,079 3,045 3,130 3,146 3,162	63 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 80 81 82 83 84 85 86 87 88 90 91 92 93 94 95 96 97 98 99 100 101 102 103 103 103 103 103 103 103 103 103 103

1. **Аверин Е. К.** Влияние материала и механической обработки поверхности н теплоотдачу при кипении воды. — «Изв. АН СССР. ОТН», 1954. № 3, с. 116—123.

2. Аладьев И. Т. Теплоотдача при пузырчатом кипении.— В кн.: Конвективный лучистый теплообмен. М., Изд-во АН СССР, 1960, с. 233—255.

3. Аладьев И. Т., Яшнов В. И. Влияние смачиваемости на кризис кипения. В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках. М.— Л «Энергия», 1964, с. 249—278.

4. Аметистов Е. В., Григорьев В. А., Павлов Ю. М. О влиянии теплофизически свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении во ды и этанола.— «Теплофизика высоких температур», 1972, т. 10, № 4, с. 908—910.

5. Андроникашвили Э. Л. Температурная зависимость нормальной плотности г. лия-II.— ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 5, с. 424—428.
6. Андроникашвили Э. Л., Мирская Г. Г. О поведении гелия-II вблизи теплора сеивающих поверхностей.— ЖЭТФ, 1955, т. 29, вып. 4 (10), с. 490—494.
7. Арефьева Е. И., Аладьев И. Т. О влиянии смачиваемости на теплообмен.-

ИФЖ, 1958, т. 1, № 7, с. 11—17.

8. Бекаревич И. Л., Халатников И. М. Теория теплового скачка Капицы на гр нице жидкого Не<sup>3</sup> и твердого тела. — ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 6(12), с. \1699—1712.

9. Беренсон П. Теплоотдача от горизонтальной поверхности при пленочном кип

нии.— «Теплопередача», 1961, № 3, с. 152—161.

10. Боришанский В. М. Критические нагрузки при кипении и термодинамическ 10. Боришанскии В. М. Критические нагрузки при кипении и термодинамическ подобие.— В кн.: Тепло- и массоперенос при фазовых и химических превращения Минск, АН БССР, 1962, т. 2, с. 80—86.

11. Боришанский В. М., Козырев А. П., Светлова А. С. Изучение теплообмена п пузырьковом кипении жидкостей.— В кн.: Конвективная теплопередача в двухфази и однофазном потоках. М., «Энергия», 1964, с. 71—104.

12. Боришанский В. М., Масличенко П. А., Фокин Б. С. Некоторые данные о м хамически племеного и местам.

ханизме пленочного кипения в большом объеме жидкости.— В кн.: Тепло- и массог ренос. Минск, «Наука и техника», 1962, т. 2, с. 128—131.

13. Боришанский В. М., Фокин Б. С. Обобщение данных по теплообмену при у тойчивом пленочном кипении на вертикальных поверхностях.— ИФЖ, 1965, т. 8, №

14. Боришанский В. М., Фокин Б. С. Теплообмен при пленочном кипении жи

костей в условиях свободной конвекции.— «Труды ЦКТИ», 1965, т. 57, с. 43—58. 15. Боумен Х., Смит Д., Зойбольд Т. Влияние ядерных излучений на теплоотда 15. Боумен Х., Смит Д., Зоибольд Т. Влияние ядерных излучений на теплоотда к жидкому гелию при кипении в большом объеме.— «Конструирование и технолог машиностроения», 1969, № 2, с. 224—232.

16. Бреслер Р. О профиле поверхностей раздела жидкости и пара в капилля ных каналах. — «Теплопередача», 1971, № 1, с. 87—89.

17. Бреслер Р., Вайт П. Смачивание поверхности с помощью капиллярных канвок.— «Теплопередача», 1970, № 2, с. 132—139.

18. Брэдфильд В. О влиянии недогрева жидкости на перегрев стенки при кипен в большом объеме.— «Теплопередача», 1967, № 3, с. 87—88.

19. Буланова Л. Б., Пронько В. Г. Интенсивность теплоотдачи при пленочном пении жилкого газа в условиях своболной конвекции в большом объеме.— В кн.: А

пении жидкого газа в условиях свободной конвекции в большом объеме. — В кн.: А параты и машины кислородных и криогенных установок. М., «Машиностроение», 19

вып. 14, с. 307—316.
20. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидк тей. М., «Наука», 1972. 720 с.
21. Вейник А. И. Приближенный расчет процессов теплопроводности. М.—

Госэнергоиздат, 1959. 184 с.

22. Винтер Е. Р. Ф., Уонг А. К., Мак-Фадден П. Исследование пузырьков объемного кипения в криогенных жидкостях с помощью высокоскоростной микрофо графической съемки.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и техника», 19

т. 9, с. 301—323. 23. Вишнев Й. П. Влияние ориентации поверхности нагрева в гравитацион поле на кризис пузырькового кипения жидкостей.— ИФЖ, 1973, т. 24, № 1, с. 59—

24. Вишнев И. П., Горохов В. В., Винокур Я. Г. Исследование теплоотдачи при разных давлениях кипения гелия.— «Химическое и нефтяное машиностроение», 1975, № 9, с. 18—21.

25. Вишнев И. П., Елухин Н. К., Мазаев В. В. Теплоотдача при кипении жидкого кислорода, стекающего пленкой. — «Труды», 1968, № 2, с. 3—13.
26. Влияние толщины нагревательного элемента на интенсивность теплоотдачи 26. Влияние толщины нагревательного элемента на положения при пузырьковом кипении.— «Труды МЭИ», 1975, вып. 268, с. 53—62. Авт.: В. А. Гри-

при пузырьковом кипении.— «труды муж», 1973, вып. 200, с. 53—62. Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и др.

27. Воутсикос К., Джад Р. Исследование испарения микрослоя с помощью лазерной интерферометрии.— «Теплопередача», 1975, № 1, с. 89—94.

28. Герлига В. А., Токарев В. М. Об устойчивости пеплообмена при кипении.— «Научные труды Челябинского политехнического института», 1972, № 115, с. 106—111. 29. Гертнер Р. Фотографическое исследование пузырькового кипения на горизон-

тальной поверхности.— «Теплопередача», 1965, № 1, с. 20—35.

30. Головин В. С. Экспериментальное исследование теплообмена, кризиса и механизма кипения органических жидкостей в условиях свободного движения. Авторефдис. на соиск. учен. степени к-та техн. наук. М., 1967. 21 с. (Энергет. ин-т им. Г. М. Кржижановского).

31. Головин В. С., Кольчугин Б. А., Захарова Э. А. Измерение скорости роста паровых пузырьков при кипении различных жидкостей.— «Теплофизика высоких температур», 1966, т. 4, № 1, с. 147—148.

32. Головин В. С., Кольчугин Б. А., Лабунцов Д. А. Исследование теплообмена и критических тепловых нагрузок при кипении жидкостей в условиях свободного движения на поверхностях из различных материалов. — «Труды ЦКТИ», 1965, вып. 58,

33. Головин В. С., Кольчугин Б. А., Лабунцов Д. А. Исследование теплообмена при кипении этилового спирта и бензола на поверхностях из различных материалов.— ИФЖ, 1964, т. 7, № 6, с. 35—39.

34. Гомелаури А. В. Пленочное кипение на поверхности цилиндра и сферы в гравитационном поле.— «Труды МЭИ», 1974, вып. 198, с. 60—63.

35. Григорьев В. А., Дудкевич А. С. Кипение криогенных жидкостей в тонкой пленке.— «Теплоэнергетика», 1970, № 12, с. 54—57. 36. Григорьев В. А., Дудкевич А. С. Некоторые особенности кипения криогенных

жидкостей.— «Теплоэнергетика», 1969, № 11, с. 68—70.

37. Григорьев В. А., Дудкевич А. С., Павлов Ю. М. Кипение криогенных жидкостей в тонкой пленке. — «Вопросы радиоэлектроники». Серия «Тепловые режимы, термостатирование и охлаждение радиоэлектронной аппаратуры», 1970, вып. 1,

38. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. Исследование скорости рос-

та пузырей при кипении азота на поверхностях нагрева, изготовленных из различных металлов.— «Теплофизика высоких температур», 1971, т. 9, № 3, с. 597—599.

З9. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. Исследование теплоотдачи при пузырьковом кипении гелия.— В кн.: Теплообмен 1974. Советские исследования.

М., «Наука», 1975, с. 221—228.

40. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. О корреляции экспериментальных данных по теплообмену при кипении некоторых криогенных жидкостей в свободном объеме.— «Теплоэнергетика», 1973, № 9, с. 57—63.

41. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Дудкевич А. С. Экспериментальное исследование теплоотдачи при кипении жидкого гелия.— В кн.: Доклады научно-технической конференции МЭИ по итогам научно-исследовательских работ за 1968—1969 гг. Секция промтеплоэнергетики. Подсекция сушильных и теплообменных устройств, М., 1969,

42. Гуан Вэй-янь. Исследование скачка температуры на границе между твердым телом и сверхтекучим гелием.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 4, с. 921—935.

43. Гуан Вэй-янь. О температурном скачке на границе между сверхтекучим гелием и медью.— В кн.: Материалы V Всесоюзного совещания по физике низких температур. Тбилиси, Изд-во АН Груз. ССР, 1960, с. 167—173.

44. Гудмен Т. Применение интегральных методов в нелинейных задачах нестатеплообмена. В кн.: Проблемы теплообмена. М., Атомиздат, 1967, ционарного

45. Данилова Г. Н. Теплообмен при кипении фреонов. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра техн. наук. Л., 1968, 39 с. (ЛТИХП).

46. Деев В. И., Гусев В. В., Дубровский Г. П. Исследование механизма кипення воды при пониженных давлениях.— «Теплоэнергетика», 1965, № 8, с. 73—75.

47. Деев В. И., Соловьев А. И. О механизме кипения жидкого натрия на поверхности нагрева при свободной конвекции. — ИФЖ, 1964, т. 7, № 6, с. 8—11.

48. Денисов Ю. П. Процессы и характеристики переходного кипения на массивных теплопроводящих телах. — В кн.: Материалы VIII научно-технической конференции УЗПИ. Харьков, 1968, с. 156—162.

49. Дерягин Б. В. О зависимости краевого угла от микрорельефа или шероховатости смачиваемой поверхности. — «Доклады АН СССР», 1946, т. 51, № 5, с. 357—360.

50. Джордан Д. Пленочное и переходное кипение. — В кн.: Успехи теплопередачи. М., «Мир», 1971, с. 68—143.

51. Динабург Л. Б. Исследование теплообмена при кипении неона и гелия. Автореф на сомск учен степени к-та техн. наук. Л. 1972, 21 с. (ЛТИХП).

реф. на соиск. учен. степени к-та техн. наук. Л., 1972. 21 с. (ЛТИХП). 52. Дудкевич А. С., Ахмедов Ф. Д. Экспериментальное исследование влияния теплофизических свойств поверхности нагрева на кипение азота при повышенных давлениях.— «Труды МЭИ», 1974, вып. 198, с. 41—47.

53. Дьяконов В. Г., Усманов А. Г. Исследование теплоотдачи при кипении на поверхности с непосредственным высокочастотным нагревом. — В кн.: Теплообмен в элементах энергетических установок. М., «Наука», 1966, с. 213—220.

54. Жохов К. А. Число центров парообразования. — «Труды ЦКТИ», 1969.

вып. 91, с. 131—135.

вып. 91, с. 131—135.

55. Зигель Р. Теплообмен в условиях ослабленной гравитации.— В кн.: Успехи теплопередачи. М., «Мир», 1970, с. 162—259.

56. Зиновьева К. Н. Поглощение второго звука в гелии-ІІ.— ЖЭТФ, 1953, т. 25 вып. 2 (8), с. 235—247.

57. Зиновьева К. Н. Теплообмен между твердым телом и жидким гелием ниже 1 К.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 6, с. 2243—2251.

58. Зысина-Моложен Л. М. Некоторые данные о числе центров парообразования при кипении на технических поверхностях нагрева. — В кн.: Вопросы теплообмена при

изменении агрегатного состояния вещества. М.— Л., Госэнергоиздат, 1953, с. 168—173 59. Зысина-Моложен Л. М., Кутателадзе С. С. К вопросу о влиянии давления на механизм парообразования в кипящей жидкости.— ЖТФ, 1950, т. 20, вып. 1 c. 110-116.

60. Иванов М. Е., Елухин Н. К. Теплоотдача при кипении кислорода и азота.

«Кислород», 1958, № 3, с. 19—28.

61. Интенсивность теплообмена при кипении криогенных жидкостей. В кн.: Воп росы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Харьков, ФТИНТ АБ УССР, 1974, вып. 4, с. 72—75. Авт.: Ю. А. Кириченко, В. В. Цыбульский, М. Л. Дол

62. Исследование влияния паровых пузырей на температуру теплоотдающей по верхности при пузырьковом кипении.— В кн.: Теплообмен 1974. Советские исследова ния. М., «Наука», 1975, с. 229—235. Авт.: В. И. Субботин, Д. Н. Сорокин, А. А. Цыга

63. Исследование кипения жидкого водорода при пониженных давлениях в условиях свободной конвекции.— В кн.: Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1972, вып. 2, с. 62—72. Авт.: И. С. Выход цев, Н. М. Левченко, Е. П. Левченко и др. 64. Исследование кризиса пленочного кипения при естественной конвекции.— ИФЖ 1973, т. 24, № 2, с. 205—210. Авт.: И. И. Берлин, Э. К. Калинин, В. В. Костюк и д

65. Исследование механизма пузырькового кипения воды с применением скорос

ной киносъемки.— В кн.: Теплообмен в элементах энергетических установок. *N* «Наука», 1966, с. 156—166. Авт.: Д. А. Лабунцов, Б. А. Кольчугин, В. С. Головин и д 66. Исследование механизма теплообмена при пленочном кипении жидкости. В кн.: Теплообмен 1974. Советские исследования. М., «Наука», 1975, с. 236—242. Авт Б. С. Петухов, С. А. Ковалев, В. М. Жуков и др.

67. Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кип нии насыщенной воды в широком диапазоне изменения давлений.— «Теплофизика в соких температур», 1964, т. 2, № 3, с. 446—453. Авт.: Д. А. Лабунцов, Б. А. Кольчуги В. С. Головин и др.

68. Исследование скорости роста паровых пузырей при кипении криогенных жи костей.— «Известия высших учебных заведений. Энергетика», 1974, № 7, с. 79—8 Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и др.

69. Исследование теплообмена при кипении в трубах малого диаметра. -- В к Доклады научно-технической конференции Московского энергетического института итогам научно-исследовательских работ за 1966—1967 г. Секция промтеплоэнергетиг Подсекция сушильных и теплообменных устройств. М., 1967, с. 108—116. Ав В. А. Григорьев, А. Г. Илларионов, В. И. Антипов и др.

70. Исследование теплообмена при кипении в условиях имитации слабых гравит ционных полей. — ИФЖ, 1969, т. 17, № 2, с. 201—209. Авт.: Ю. А. Киричені А. И. Чаркин, Н. В. Липатова и др.

/1. Исследование теплоотдачи при кипении азота.— «Труды МЭИ», 1975, вып. 268, с. 43—52. Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и др. 72. Қалинин Э. К., Полдей И. В., Блохин С. В. Исследование переходного кипения в большом объеме криогенных жидкостей.— «Вести АН БССР», 1971, № 4, с. 24—29. 73. Капица П. Л. Исследование механизма теплопередачи в гелии-П.— ЖЭТФ, 1941, т. 11, вып. 1, с. 1—31. 74. Қапица П. Л. Теплоперенос и сверхтекучесть гелия-П.— ЖЭТФ, 1941, т. 11, вып. 6, с. 581—591.

вып. 6, с. 581—591. 75. **Карслоу Г., Егер Д.** Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964. 488 с. 76. Кинематографическое исследование движения паровых пленок при пленочном кипении жидкостей.— «Труды ЦКТИ», 1965, вып. 57, с. 59—62. Авт.: В. М. Боришанский, И. И. Палеев, П. А. Масличенко и др.

77. Кипение на полированных и на протравленных поверхностях из нержавеющей стали в большом объеме.— «Теплопередача», 1968, № 2, с. 52—61. Авт.: Вачон Р.,

Тэнджер Г., Дейвис Д. и др.

78. Кириченко Ю. А. Вопросы динамики паровых пузырей при кипении. Харьков, Препринт ФТИНТ АН УССР, 1971. 26 с.

79. Кириченко Ю. А. Оценка первой критической плотности теплового потока при кипении. Харьков, Препринт ФТИНТ АН УССР, 1971. 26 с.
80. Кириченко Ю. А. Теплообмен при пузырьковом кипении в большом объеме. Харьков, Препринт ФТИНТ АН УССР, 1971. 22 с.
81. Кириченко Ю. А., Долгой М. Л. Исследование кипения в плоских наклонных

контейнерах, моделирующих слабые гравитационные поля.— «Теплофизика высоких

температур», 1970, т. 8, № 1, с. 130—135.

82. Кириченко Ю. А., Полунин В. Л., Чаркин А. И. Исследование кипения кислорода в условиях имитации слабых полей массовых сил в широком диапазоне давлений.— В кн.: Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1972, вып. 2, с. 61—68.
83. Кириченко Ю. А., Чаркин А. И., Долгой М. Л. Исследование динамики паро-

вых пузырей в условиях имитации слабых гравитационных полей.— В кн.: Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Харьков, ФТИНТ АН УССР,

1970, вып. 1, с. 184—196.

84. Кириченко Ю. А., Черняков П. С. Некоторые вопросы кризиса кипения в большом объеме.— В кн.: Вопросы гидродинамики теплообмена в криогенных системах. Харьков, ФТИНТ УССР, 1970, вып. 1, с. 157—183.

85. Кириченко Ю. А., Черняков П. С., Волчинская Л. Б. К зависимости первого

критического теплового потока от вязкости жидкости.— В кн.: Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Харьков, ФТИНТ УССР, 1970, вып. 1, c. 197-202.

86. Кларк Д. Криогенная теплопередача.— В кн.: Успехи теплопередачи. М., «Мир», 1971, с. 361—567.
87. Клементс Л., Колвер К. Обобщенная корреляция данных по теплоотдаче при

пленочном кипении.— «Теплопередача», 1972, № 3, с. 73—75.

88. Клименко А. В. Экспериментальное и теоретическое исследование влияния некоторых факторов на теплообмен при кипении криогенных жидкостей. Автореф. дис. на соиск. учен. степени к-та техн. наук. М., 1975. 31 с. (МЭИ).

89. Клименко В. В. Исследование переходного и пленочного кипения криогенных жидкостей. Автореф. дис. на соиск. учен. степени к-та техн. наук. М., 1975. 30 с. (МЭИ)

90. Ковалев С. А. Об устойчивости режимов кипения. — «Теплофизика высоких температур», 1964, т. 2, № 5, с. 780—788.

91. Колач Т. А., Копчиков И. А. Кипение жидкости в тонкой пленке.— «Известия вузов. Энергетика», 1965, № 10, с. 50—56.

92. Коулинг К., Мерт Х. Пузырьковое кипение и его зарождение в жидком водо-

роде.— «Конструирование и технология машиностроения», 1969, № 2, с. 237—246.

93. Кружилин Г. Н. Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении жидкости в условиях свободной конвекции.— «Известия АН СССР. ОТН», 1949, № 5, с. 701—712.

94. Кружилин Г. Н. Теплоотдача от поверхности нагрева к кипящей однокомпо-

нентной жидкости при свободной конвекции.— «Известия АН СССР. ОТН», 1948, № 7,

95. Кузьмин А. В. Исследование гидродинамических и теплофизических аспектов

микрослоевой модели пузырькового кипения. Автореф. дис. на соиск. учен. степени к-та техн. наук. Томск, 1975. 29 с.

96. Купер М. Г., Мерри Дж. М. Испарение микрослоя при пузырьковом кипении.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и жизнь», 1972, т. 9, ч. 1, с. 233— 257.

97. **Кутателадзе С. С.** Гидродинамическая теория изменения режима к жидкости при свободной конвекции.— «Известия АН СССР. ОТН», 1951, № 4, с

98. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, «Наука»,

659 с. 99. **Кутателадзе С. С.** Теплопередача при конденсации и кипении. М.— Л., гиз», 1952. 232 с.

100. Кутагеладзе С. С., Мамонтова Н. Н. Исследование критических теп потоков при кипении жидкости в большом объеме в условиях пониженных давле ИФЖ, 1967, т. 12, № 2, с. 181—186.

101. Лабунцов Д. А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении ж тей.— «Теплоэнергетика», 1972, № 9, с. 14—19.
102. Лабунцов Д. А. К расчету теплоотдачи при пленочном кипении жидко вертикальных поверхностях нагрева.— «Теплоэнергетика», 1963, № 5, с. 60—61. 103. Лабунцов Д. А. Механизм роста паровых пузырьков на поверхности ва при кипении.— ИФЖ, 1963, т. 6, № 4, с. 33—39.

104. Лабунцов Д. А. Обобщенные зависимости для критических тепловых зок при кипении жидкостей в условиях свободного движения.— «Теплоэнерге

1960, № 7, c. 76-79.

105. Лабунцов Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитом п ковом кипении.— «Известия АН СССР. Энергетика и транспорт», 1963, № 1, с. в 106. Лабунцов Д. А. Современные представления о механизме пузырьково пения жидкостей.— В кн.: Теплообмен и физическая газодинамика. М., «Наука» c. 98-115.

107. Лабунцов Д. А. Теплоотдача при пузырьковом кипении жидкости.—

энергетика», 1959, № 12, с. 19—26.

108. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. К вопросу о скорости роста паровых пу

при кипении.— «Труды МЭИ», 1975, вып. 268, с. 3—15.

109. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. Экспериментальное исследование кипения костей в условиях свободного движения при пониженных давлениях. — В кн.: 1 союзная конференция по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при , нии двухфазного потока в элементах энергомашин и аппаратов. Л., 1971, ч. 1, с

110. Ландау Л. Д. Теория сверхтекучести гелия-П.— ЖЭТФ, 1941, т. 14, в 592 - 613.

111. Линард Д., Ватанабе К. О корреляции максимального и минимальног тических тепловых потоков с учетом давления и формы нагревателя.— «Теплоп

ча», 1966, № 1, с. 103—109. 112. Линард Д., Вонг П. Минимальный тепловой поток и длина доминир волны неустойчивых возмущений при пленочном кипении на горизонтальном

дре.— «Теплопередача», 1964, № 2, с. 107—115. 113. Линард Д., Дир В., Риэрд Д. Экспериментальное определение критич теплового потока при кипении в большом объеме.— «Теплопередача», 1973,

c. 49-56 114. Линард Д., Сунь К. Влияние силы тяжести и геометрических размер процесс пленочного кипения на горизонтальных цилиндрах.— «Теплопередача»,

2, c. 83—91. 115. Липперт Т., Дугелл Р. Экспериментальное исследование профилей те туры в тепловом подслое при изучении кипения в большом объеме воды, фреон

метилового спирта.— «Теплопередача», 1968, № 3, с. 71—77. 116. Лубин Б. Аналитический вывод общего коэффициента теплопередач

устойчивого пленочного кипения на вертикальной пластине.— «Теплопередача», № 3, с. 178—179.
117. Мак-Аддамс В. Теплопередача. 3-е изд. М., Металлургиздат, 1961, 586 118. Мак-Фадден П., Гроссман П. Взаимосвязь между частотой отрыва пу и их диаметром при пузырьковом кипении.— В кн.: Вопросы физики кипени «Мир», 1964, с. 403—409.

119. **М**аленков И. Г. Критические явления в процессах барботажа и кипен «Журнал прикладной механики и теоретической физики», 1963, № 6, с. 166—169.

120. Мамонтова Н. И. Изучение механизма кипения при больших тепловых ках посредством киносъемки.— «Журнал прикладной механики и теоретической ки», 1963, № 3, с. 135—137.

121. Мамонтова Н. Н. Кипение некоторых жидкостей при пониженных да ях.— «Журнал прикладной механики и теоретической физики», 1966, № 3, с. 140

122. Маркус Б., Дропкин Д. Экспериментальное исследование температ профилей в перегретом пограничном слое над горизонтальной поверхностью правриатом кипении воды в большом объеме.— «Теплопередача», 1965, № 3, с. 14-

123. Марто П., Маулсон Д., Мейнард М. Пузырчатое кипение азота в большом объеме при различных условиях на поверхности.— «Теплопередача», 1968, № 4, с. 75—

124. Марто П., Росеноу В. Влияние поверхностных условий на ядерное кипение

натрия в объеме.— «Теплопередача», 1966, № 2, с. 51—59.
125. Марто П., Росеноу В. Нестабильность пузырькового кипения щелочных металлов.— «Теплопередача», 1966, № 2, с. 38—50.
126. Мендельсон К. Физика низких температур. М., Изд-во иностр. лит., 1963.

230

127. **Мерт Х., Кларк Д.** Влияние ускорения на кипение жидкости в большом объе-«Теплопередача», 1961, № 3, с. 3—14.

128. Мерт Х., Кларк Д. Теплоотдача при кипении криогенных жидкостей в условиях нормальной, пониженной и близкой к нулю силы тяжести.— «Теплопередача», 1961,  $N_2$  3, с. 3-14.

1961, № 3, с. 3—14.
129. Минченко Ф. П. К вопросу о теплообмене при пузырьковом кипении.—
«Энергомашиностроение», 1960, № 6, с. 17—21.
130. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М., «Энергия», 1973.

131. Моделирование слабых гравитационных полей для исследования теплообмена при кипении.— «Труды ЦКТИ», 1970, вып. 101, с. 152—164. Авт.: Б. И. Веркин, Ю. А. Кириченко, М. Л. Долгой и др. 132. Мойссис В., Беренсон П. К вопросу о гидродинамических переходах при пузырьковом кипении.— «Теплопередача», 1963, № 3, с. 39—50.

133. Мэнсон И. Механизм периодической неравномерной теплоотдачи при пленоч-

ном кипении. — «Теплопередача», 1967, № 1, с. 135—137. 134. Невструева Е. И., Петросян Р. А. Исследование максимальных локальных паросодержаний и пристенного слоя при пузырьковом и пристенном кипении воды.-

В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках. М.—Л., «Энергия», 1964, с. 104—118.

135. Некоторые проблемы гидродинамической теории теплообмена при кипении.— «Труды ЦКТИ», 1965, вып. 58, с. 14. Авт.: С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев,

Н. Москвичева и др. 136. Нестационарный теплообмен. М., «Машиностроение», 1973. 328 с. Авт.:

В. К. Кошкин, Э. К. Калинин, Г. А. Дрейцер и др. 137. Николаев Г. П., Скрипов В. П. Экспериментальное исследование минимальных тепловых нагрузок при кипении на погруженных поверхностях.— «Известия вузов. Энергетика», 1970, № 1, с. 82—87. 138. Николаев Г. П., Токалов Ю. К. Кризис кипения на поверхностях с пористым

покрытием. — ИФЖ, 1974, т. 26, № 1, с. 5—9.

139. Новый метод изучения теплоотдачи при кипении жидкостей.— Доклады АН СССР, 1953, т. 90, № 5, с. 775—776. Авт.: И. Г. Полетавкин, В. И. Петров, Л. Д. Додонов и др

140. Нойс Р. Экспериментальное изучение теплоотдачи при кипении натрия

в большом объеме.— «Теплопередача», 1963, № 2, с. 59—68.

141. Олендер К., Уоттс Р. Аналитическое выражение толщины микрослоя при парообразовании в условиях пузырькового кипения.— «Теплопередача», 1969, № 1, c. 149—151.

142. Олмгрен Д., Смит Д. Начальный этап пузырькового кипения жидкого азота. — «Конструирование и технология машиностроения», 1969, т. 91, № 4, с. 301—308.

143. О методике одновременного исследования процесса парообразования и локального измерения температуры поверхности при кипении жидкостей. В кн.: Ученые записки Кабардино-Балкарского университета. Сер. физика. 1966, вып. 31, с. 51—58. Авт.: Б. М. Дорофееев, Е. И. Четвериков, В. И. Толманов и др.

144. Опытное изучение кипения некоторых криогенных жидкостей на орошаемой поверхности нагрева. — В кн.: Доклады научно-технической конференции МЭЙ по итогам научно-исследовательских работ за 1966—1967 г. Секция промтеплоэнергетики. Подсекция сушильных и теплообменных устройств. М., 1967, с. 99—107. Авт.: В. А. Григорьев, А. С. Дудкевич, А. Г. Илларионов и др. 145. О распределении температур в твердом теле при испарении с его поверхности - тонкой пленки жидкости.— «Труды МЭИ», 1974, вып. 198, с. 21—33. Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и др.

146. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М., «Машиностроение», 1975. 624 с. Авт.: В. С. Авдуевский, Б. М. Галицейский, Г. А. Гле-

147. Оунс Ф., Флоршюц Л. Сравнение стационарного и нестационарного пузырь-V кового кипения.— «Теплопередача», 1972, № 3, с. 79—81.

148. Петухов Б. С., Ковалев С. А. О критических тепловых нагрузках при нии жидкости.— «Известия вузов. Энергетика», 1963, № 4, с. 81—89. 149. Пешков В. П. Наблюдения λ-перехода в гелии при тепловом потоке

149. Пешков В. П. Наблюдення л.-перехода в гелии при тепловом потоке границу фаз.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 6, с. 1350—1354.

150. Пешков В. П. О превращении л.-перехода в гелии в присутствии тепли потока в особый переход первого рода.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, вып. 3, с. 581—582.

151. Померанц М. Пленочное кипение на горизонтальной трубе в усиленных витационных полях. — «Теплопередача», 1964, № 2, с. 98—105.

152. Риверс В., Мак-Фадден П. Естественная конвекция в пленке гелия-II.— «

лопередача», 1966, № 4, с. 1—10.

153. Росеноу В. Теплообмен при кипении. — В кн. Современные проблемы т

обмена. М.— Л., «Энергия», 1966, с. 212—260. 154. Рубин Г. Р., Ровинский А. Е. Исследование теплообмена при кипени плоской поверхности нестационарным методом.— ИФЖ, 1968, т. 15, № 4, с. 722-155. Рубин И. Р., Ройзен Л. И. Исследование механизма кипения воды на в термической поверхности. — В кн.: Теплообмен 1974. Советские исследования. «На

156. Скрипов В. П. Кризис кипения и термодинамическая устойчивость жи - B кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, AH БССР, 1962, т. 2, с. 60—64. 157. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М., «Энергия»,

392 с. Авт.: М. П. Малков, Н. Б. Данилов. А. Г. Зельдович и др. 158. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М., «Энергия», 327 с. Авт.: В. А. Альтов, В. Б. Зенкевич, М. Г. Кремлев и др. 159. Стерман Л. С. К теории теплопередачи при кипении жидкостей.—

1953, т. 23, № 2, с. 341—351. 160. Стерман Л. С., Вилемас Ю. В. Влияние термического разложения ор

ческих теплоносителей на теплообмен при кипении в большом объеме.— «Теплос ка высоких температур», 1965, т. 3, № 4, с. 86—89. 161. Стерман Л. С., Михайлов В. Д., Вилемас Ю. В. Критические тепловые

при кипении органических теплоносителей в трубах и большом объеме. - «

ЦКТИ», 1965, вып. 58, с. 15—19.

162. Стрелкоз М. Г. Оптический дьюар и некоторые наблюдения над тепло дачей в гелии-II.— ЖЭТФ, 1940, т. 10, вып. 11, с. 1225—1228.

163. Стюшин Н. Г. О влиянии материала поверхности нагрева на теплообмен

пузырьковом кипении в условиях принудительного движения в большом объе В кн.: Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества. М. Госэнергоиздат, 1953, с. 173—182.

164. Субботин В. И., Сорокин Д. Н., Цыганок А. А. Перенос тепла при пу ковом кипении в большом объеме.— «Атомная энергия», 1970, т. 28, № 6, с. 471 165. Сурьянорайяна Н., Мерт Х. Пленочное кипение на вертикальных пове стях. — «Теплопередача», 1972, № 4, с. 44—53. 166. Сю С., Шмидт Ф. Измерение колебаний местных значений температуры

верхности при кипении в большом объеме.— «Теплопередача», 1961, № 3, с. 29 167. Теоретическое и экспериментальное исследование первых кризисов кипен В кн.: Пятая всесоюзная конференция по теплообмену и гидравлическому сопрот нию при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и ап тов. Секция II. Ленинград, 1974, с. 287—289. Авт.: Ю. А. Кириченко, В. В. Цы ский, К. В. Русанов и др.

168. Теплообмен при кипении жидкости на поверхностях с малотеплопроводи покрытиями.— В кн.: Теплообмен и физическая газодинамика. М., «Наука», с. 116—129. Авт.: В. М. Жуков, Г. М. Казаков, С. А. Ковалев и др.

169. Теплообмен при кипении металлов в условиях естественной конвекции. «Наука», 1969. 207 с. Авт.: В. И. Субботин, Д. Н. Сорокин, Д. М. Овечкин и др. 170. Тобилевич Н. Ю., Сагань И. И., Предко Н. А. О переходном режиме пуз кового кипения к пленочному для водно-спиртовых смесей при паровом обогреве верхности теплообмена. — ИФЖ, 1969, т. 16, № 16, с. 610—616.

171. Толубинский В. И. К теории теплообмена при кипении. — «Известия в

Энергетика», 1959, № 1, с. 15-22.

172. Толубинский В. И. Скорость роста паровых пузырей при кипении жил-В кн.: Тепло- и массоперенос при фазовых и химических превращениях. М АН БССР, 1962, т. 2, с. 112—113.

173. Толубинский В. И. Скорость роста паровых пузырей при кипении жил тей.— «Известия вузов. Энергетика», 1963, № 10, с. 77—83.

174. Толубинский В. И., Глущенко Л. Ф. Теплообмен при кипении недогр жидкости в кольцевом канале. — В кн.: Теплофизика и теплотехника. Киев, «Нау думка», 1964, с. 5-9.

175. Толубинский В. И., Кривешко А. А., Островский Ю. Н. О пульсациях температуры поверхности нагрева под действующим центром парообразования.— «Теплофизика и теплотехника. Респ. межвед. сб.», 1971, вып. 19. Киев, «Наукова думка», с. 22—26.

176. Толубинский В. И., Островский Ю. Н. Скорость роста паровых пузырей при кипении растворов. В кн.: Конвективный теплообмен. Киев, «Наукова думка», 1965,

177. Тонг Л. Теплопередача при кипении и двухфазное течение. М., «Мир», 1969.

178. Усыскин С., Зигель Р. Экспериментальное исследование процесса кипения в условиях уменьшенной и пулевой гравитации.— В кн.: Невесомость. Физические явления и биологические эффекты. М., «Мир», 1964, с. 103—131.

179. Фастовский В. Г., Петровский Ю. В., Ровинский А. Е. Криогенная техника.

«Энергия», 1974. 495 с.

180. Фредеркинг Т., Даниэлс Д. О связи между диаметром пузыря и частотой отрыва от сферической поверхности при пленочном кипении. — «Теплопередача», 1966,

№ 1, с. 97—102. 181. **Френк**ель **Я. И**. Кинетическая теория жидкостей. — Собр. избр. тр., т. 3. М.,

Изд. АН СССР. 1959, с. 461. 182. Халатников И. М. Теплообмен между твердым телом и гелием-II.— ЖЭТФ,

1952, т. 22, вып. 6, с. 687—704. 183. Хвольсон О. Д. Курс физики. М., Госиздат, 1923, т. 3. 751 с. 184. Холодковский С. В. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении криогенных жидкостей в большом объеме. Автореф. дис. на соиск. учен. степени к-та техн. наук. Л., 1973. 18 с. (ЛТИХП).

185. Хослер Е., Вествотер Д. Пленочное кипение на горизонтальной пластине.— «Ракетная техника», 1962, т. 32, № 4, с. 43—50.

186. Хьюит Х., Паркер Д. Рост и разрушение пузырьков в жидком азоте.— «Теплопередача», 1968, № 1, с. 22—26. 187. Цыбульский В. В., Кириченко Ю. А. Теплообмен при кипении криогенных

жидкостей в условиях свободной конвекции. (Минск. Редколлегия ИФЖ АН БССР, 1973). Рукопись деп. в ВИНИТИ 18 янв. 1973 г., № 5414-73 Деп). 10 с.

- 188. Чаркин А. И. Исследование кипения кислорода в условиях имитации слабых полей массовых сил. Автореф. дис. на соиск. учен. степени к-та техн. наук. Харьков, 1974. 28 с. (АН СССР, Физико-техн. ин-т низких температур).
- 189. Ченг Я. О некоторых возможных условиях возникновения кризиса при пузырьковом кипении.— «Теплопередача», 1963, № 2, с. /13—19.
- 190. Чигарева Т. С. Микрокинематографическое изучение механизма роста и отрыва пузырьков пара при кипении жидкостей на горизонтальных гладких поверхностях и порах.— ИФЖ, 1966, т. 11, № 6, с. 773—778.
- 191. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М., Атомиздат, 1968. 484 с.
- 192. Шрок В., Линард Д. Влияние давления, геометрических факторов и уравнения состояния на величину максимальных и минимальных тепловых потоков при кипении.— «Теплопередача», 1963, № 3, с. 88—102.
- 193. Экспериментальное изучение теплообмена при кипении азота. «Известия вузов. Энергетика», 1975, № 3, с. 72—76. Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и др.
- 194. Экспериментальное исследование влияния микрогеометрии поверхности нагрева на интенсивнсть теплоотдачи при кипении.— Сообщения АН Груз. ССР, 1969, т. 53, № 1, с. 173—176. Авт.: Г. В. Ратиани, И. Г. Шекриладзе, В. А. Джакарджашвили и др.
- 195. Экспериментальное исследование влияния теплофизических свойств материала поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении.— «Труды МЭИ», 1974, вып. 198, с. 3—20. Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и др.
- 196. Экспериментальное исследование динамики паровых пузырей при кипении воды и этанола в области низких давлений. — «Труды МЭИ», 1975, вып. 268, с. 33—42. Авт.: А. К. Городов, О. Н. Кабаньков, А. Т. Комов и др.
- 197. Экспериментальное исследование динамики паровых пузырей при кипении воды и этанола на поверхностях нагрева, изготовленных из различных металлов. — «Известия вузов. Энергетика», 1974, № 8, с. 84—90. Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и др.
- 198. Экспериментальное исследование кипения воды в области низких давлений при обогреве поверхности теплообмена циркулирующей жидкостью.— «Труды МЭИ», 1974, вып. 198, с. 48—59. Авт.: А. К. Городов, О. Н. Кабаньков, Д. А. Лабунцов и др.

199. Экспериментальное исследование некоторых параметров роста паровых пу зырей при кипении азота. — «Труды МЭИ», 1972, вып. 141, с. 40—46. Авт.: В. А. Гри горьев, Ю. М. Павлов, А. В. Клименко и др. 200. Экспериментальное исследование теплоотдачи к гелию-ІІ.— «Труды МЭИ» 1974, вып. 198, с. 34—40. Авт.: В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов и д1

201. Ягов В. В. Исследование кипения жидкостей (механизм, теплообмен, мето

ды пнтенсификации) в области низких давлений. Автореф. дис. на соиск. учен. степен к-та техн. наук. М., 1971. 34 с. (МЭИ).

202. Ягов В. В., Городов А. К., Лабунцов Д. А. Отрывные диаметры паровы пузырей при кипении воды и этанола в условиях пониженных давлений.— В кн : До клады научно-технической конференции МЭИ по итогам научно-исследовательских ра бот за 1968—1969 гг. Секция промтеплоэнергетики. Подсекция сушильных и теплоос менных устройств. М., 1969, с. 139—145.

203. Ягов В. В., Городов А. К., Лабунцов Д. А. Экспериментальное исследовани теплообмена при кипении жидкостей при пониженных давлениях в условиях свобол

ного движения. — ИФЖ, 1970, т. 18, № 4, с. 624—630.

204. Яшнов В. И. Влияние смачиваемости поверхности нагрева на кризис кипения.— «Труды ЦКТИ», 1965, вып. 58, с. 78—84.
205. Alnaıml A. E., van der Sluijs J. C. A. On the experimental reproducibility i measurements of the Kapitza conductance of cooper between 1 and 2 K. — «Cryogenics 1973, v. 13, № 12, p. 722—725.
206. Alnaımi A. E., van der Sluljs J. C. A. Reduced Kapitza resistence for clea

silver surfaces at temperatures between 1 and 2 K. - «Cryogenics», 1974, v. 14, Ne 1

207. Anderson O. L. — «Physical Acoustics», 1965, v. III B, p. 43. 208. Anderson A. C., Connelly J. I., Wheatley J. C. — «Physical review», 196

v. 133, p. A910—A913.
209. Anderson A. C., Johnson W. L. Kapitza resistance between copper and He<sup>3</sup>.«Journal of Low Temperature Physics», 1972, v. 7, № 1, p. 1—21.
210. Aoki T., Weity J. R. Energy transfer mechanisms in transition pool boiling.«International Journal of Heat and Mass Transfer», 1970, v. 13, p. 1237—1240.

211. Astruc J. M., Lacaze A., Perroud P. Comparison of heat transfer to hydroge 211. Astruc J. M., Lacaze A., Perroud P. Comparison of neat transfer to hydroge deuterium and neon boiling with free convection at atmospheric pressure. — «Cryogenics 1969, v. 9, № 8, p. 248—250.

212. Astruc J. M., Perroud P., Lacaze A., Weil L. Pool boiling heat transfer i liquid neon. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1967, v. 12, p. 387—394.

213. Bald W. B. Cryogenic heat transfer research at Oxford. Part I. Nucleate pot boiling. — «Cryogenics», 1973, v. 13, № 8, p. 457—469.

214. Bankoff S. G. Ebullition from solid surface in the Absence of pre-existin Gaseous Phase — «Trans ASME» 1957, v. 79, № 4, p. 735—740.

Gaseous Phase. — «Trans. ASME», 1957, v. 79, № 4, p. 735—740.

215. Bankoff S. G., Nikesell R. D. Bubble Growth Rates in Highly Subcooled Nuc leate Boiling. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1959, v. 55, № 29 p. 79-86.

216. Bankoff S. G., Mehra V. S. A quenching theory for transition boiling.—
«Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals», 1962, v. 1, № 1, p. 38—40.
217. Barnes L. J., Dillinger J. R. Thermal boundary resistance between some super

conducting and normal metals. — «Physical review letters», 1963, v. 10, № 7, p. 287—289. 218. Becker R., Doring W. Kinetische Behandlung der Keimbildung in übersattigte Dampsen. — «Physika», 1935, v. 24, № 79, S. 719—752. 219. Beer H. Beitrag zur warmeübertragung beim sieden. — «Progress in Heat an

Mass Transfer», 1969, v. 2, p. 311-370.

220. Berenson P. J. Experiments on pool boiling heat transfer. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1962, v. 5, p. 985—999.

221. Berenson P. J. Transition boiling heat transfer from a horizontal surface. «MIT Heat Transfer Laboratory Technical Report», 1960, N 17, p. 1-4.

222. Bergles A. E., Thompson W. G. The relationship of quench data to steady-stat pool boiling data. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1970, v. 13 № 1, p. 55—68. 223. Bernath L. Theory of Bubble Formation in Liquids. — «Ind. Eng. Chem.», 1952

v. 44, № 6, p. 1310—1313. 224. Bernath L. A theory of local boiling burnout and its application to existin data.—«Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1960, v. 56, № 30

p. 95—116.

225. Bewilogua L., Görner W., Knoner R., Vinzelberg H. Heat transfer in liquid of hydrogen. — «Cryogenics», 1974, v. 14, № 9, p. 516-517.

253. Challis L. J. The heat flow between metals and liquid helium-II.—«Procedings of the 7-th International conference on low temperature. Physics», Toronto, 196

edings of the 7-th International conference on low temperature. Physics», Toronto, 196 p. 476—480.

254. Challis L. J. Kapitza boundary layer. — «Proceedings of the 7-th Internation conference on low temperature physics». Toronto, 1961, p. 466—467.

255. Challis L. J. Some experiments on the Kapitza resistance between metalls an liquid helium-II. — «Proceedings of Physical Society», 1962, v. 80, pt 3, p. 759—767.

256. Challis L. J., Checke J. D. N. The Kapitza conductance of lead. — «Progres in Refrigiration Science and Technology», 1965, v. 1, p. 227—230.

257. Challis L. J., Dransfield K., Wliks J. Heat transfer between solids and liquid helium-II. — «Proceedings of Royal Society», 1961, A 260, p. 31—46.

258. Chang Y. P. Wave theory of heat transfer in film boiling. — «Journal of Heat Transfer», 1959, v. 81, № 1, p. 1—12.

259. Chang Y. P., Snyder N. W. Heat transfer in saturated boiling. — «Chemic Engineering Progress. Symposium Series», 1960, v. 56, № 30, p. 25—38.

260. Cheeke J. D. N. The Kapitza conductance of lead. — «Proceedings of the 11-International Conference in low temperature. Physics and cliemistry», 1968, v. p. 567—570.

261. Cheeke J. D. N., Hebrai B., Richard J. Kapitza resistance between the transition

1973, v. 12, № 3/4, p. 359—373.

262. Clark J. A., Merte H. Boiling heat transfer to a cryogenic fluid in both 10 and high gravity fields. — «Proc. Intern. Congr. Refrig.», 1963, v. 1, p. 347—355.

263. Clark H. B., Strenge P. S., Westwater J. W. W. Activ sites for nucleate bo ling. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1959, v. 55, № 19. p. 103—110.

264. Class C. R., De Haan J. R., Piecone M., Cost R. B. Boiling heat transfer liquid hydrogen from flat surfaces. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1960, v.

265. Clement B. W., Frederking T. H. K. Destruction of superfluidity caused heat transport from a hot wall through a wide tube to a bath of liquid helium-II. «Proceedings of the 3-th International Heat Transfer Conference», Chicago, 1966, v. p. 299—305

266. Clement B. W., Frederking T. H. K. Thermal boundary resistance and relate peak flux during supercritical heat transport from a horisontal surface through a shotube to a saturated bath of helium-II. — In: Liquid helium technology. Boulder (USA)

267. Coalter D. M., Leonard A. C., Pike J. G. Heat transport visualization in hel

um-II using focused shadowgraph and schlieren techniques.— «Advances in Cryogen Engineering», 1968, v. 13, p. 640—646.

268. Coodling J. S., Irey R. K. Non-boiling and film boiling heat transfer saturated bath of liquid helium.— «Advances in Cryogenic Engineering», 1969, v. 1

269. Cooper M. G. The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling. 
«International Journal Heat and Mass Transfer», 1969, v. 12, № 8, p. 914—917.

270. Cooper M. G., Lloyd A. J. P. Transient local heat flux in nucleate boiling. 
«Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference», Chicago, 1966, №

271. Cooper M. G., Lloyd A. J. P. The microlayer in nucleate pool boiling. - «In

ternational Journal Heat and Mass Transfer», 1969, v. 12, № 8, p. 895-913. 272. Cooper M. G., Vijuk R. M. Bubble growth in nucleate pool boiling. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5

273. Cole R. A photographic study of pool boiling in the region of the critica heat flux. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1960, v. 6, № 4 p. 533—538.

274. Cole R. Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1967, v. 13, № 4 p. 779—783.

275. Cole R., Shulman H. Bubble departure diameters at subatmospheric pressures. «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1966, v. 62, № 64, p. 6—9.

276. Cole R., Shulman H. Bubble growth rates at high Jacob numbers. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1966, v. 9, № 12, p. 1377—1390.

277. Coury G. E., Dukler A. E. Turbulent film boiling on vertical surface. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5 p. 258—259.

226. Bewilogua L., Knoner R. Contribution to the problem of heat transfer in low-boiling liquids. — «Journal of the American Chemical Society», 1968, v. 90, № 12, p. 3086—3087.

p. 3086—3087.

227. Bewilogua L., Knoner R., Vinzelberg H. Studies on bubble formation in low boiling liquids. — «Cryogenics», 1970, v. 10, № 2, p. 69—71.

228. Bewilogua L., Knoner R., Vinzelberg H. Heat transfer in cryogenic liquids under pressure. — «Cryogenics», 1975, v. 15, № 3, p. 121—125.

229. Bewilogua L., Knoner R., Vinzelberg H. Untersuchung des Warmeübergangs bei tiefsiedenden Flüssigkeiten unter Verwendung von fotografischen Methoden. — «Sonderfunk aus Monatsharichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Begling derdruch aus Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin», 1970, Bd 12, H. 4, S. 1—9.

230. Bewilogua L., Knoner R., Wolf G. Heat transfer in boiling hydrogen, neon, nitrogen and argon. — «Cryogenics», 1966, v. 6, № 2, p. 36—39.

231. Bewilogua L., Mahn H. G. Heat transfer in liquid neon. — «Cryogenics», 1963,

v. 3, № 3, p. 232—233.

232. Bliss F. E., Jr. Hsu L. T., Crawford M. An investigation into the effect of

232. Bliss F. E., Jr. Hsu L. T., Crawford M. An investigation into the effect of various platings on the film coefficient during nucleate boiling from horizontal tubes.—
«International Journal of Heat and Mass Transfer», 1969, v. 12, № 9, p. 1061—1072.
233. Bobst R. W., Colver C. P. Temperature profiles up to adjacent to a horizontal heating in nucleate pool boiling water.— «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1968, v. 64, № 82 p. 26—32.
234. Bocnjakovic F. Verdampfung und Flüssigkeitsüberhitzung.— «Tech. Mech. Thermodynam.», 1930, Bd 1, H. 10, S. 358—362.
235. Boissin J. C., Thibauit J. J., Raussel J., Faddy E. Boiling Heat Transfer and peak nucleate boiling flux in liquid helium.— «Advances in Cryogenic Engineering», 1968, v. 13, p. 607—616.

1968, v. 13, p. 607—616.

236. Bonilla C. F., Perry C. W. Heat Transmission to boiling binary liquid mixtures. — «Transactions AIChE», 1941, № 37, p. 685—705.

237. Bowman H. F., Smith J. L. Jr., Ziebold T. O. The influence of nuclear radiation

237. Bowman H. F., Smith J. L. Jr., Ziebold T. O. The influence of nuclear radiation on pool-boiling heat transfer to liquid helium. — «Paper № 1968-WA/PID-3», p. 1—5.
238. Breen B. P., Westwater J. W. Effect of diameter of horizontal tubes on film boiling heat transfer. — «Chemical Engineering Progress», 1962, v. 58, № 7, p. 67—72.
239. Brennan P. J., Suraben E. A. Design and development of a prototype static cryogenic heat transfer system. — «NASA CR — 121939», 1971.
240. Brentarl E. G., Smith R. V. Nucleate and film pool boiling design correlations for O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> and He. — «Advances in Gryogenic Engineering», 1965, v. 10, p. 325—341.
241. Bressler R. Versuche über die Verdampfung von dünnen Flussigkeitsfilmen.—
«VDI — Zeitschrift für die Gesamte Technik», 1958, Bd 100, H. 15, S. 630—638.

242. Bromiey L. A. Heat transfer in stable film boiling. — «Chemical Engineering Progress», 1950, v. 46, № 5, p. 221—227.
243. Burck E., von. Hufschmidt W., Clerq E. Instationare Warmeübertragung beim Sieden von Wasser an der senkrechten Wand eines Reaktordruckbehalters. — «Atomkerner-

gie», 1973, Bd 21, H. 2, S. 127—135.

244. Bussleres P., Leonard A. C. Noise associated with heat transfer to liquid He-II.— «Cryogenic News», 1967, v. 2, p. 4—11.

245. Bussleres P., Leonard A. C. Noise association with heat transfer to liquid He-II.— «Liquid Helium Technology», Bulletin International Institute of Refrigeration, annexe, 1966, v. 5, p. 61—84 annexe, 1966, v. 5, p. 61-84.

246. Butler A. P. et al. Improved pool boiling heat transfer to helium from treated

surfaces. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1970, v. 13, p. 105-115. 247. Carg S. G., Patten T. D. Temperature and pressure transients near the heating

surface auring nucleate pool boiling of saturated water. — «Proceedings of the 3-nd Intern. Heat Transfer Conf.», Chicago, 1966, v. 3, p. 204—211.

248. Carne M. Some pool boiling on the critical heat flux for some organic liquids and liquid mixtures. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1965, v. 61,

№ 59, p. 281-289.

249. Carne M., Charlesworth D. N. Thermal conduction effects on the critical Heat flux in pool-boiling. — «Chemical Engineering Progress. Symposium series», 1966, v. 62,

№ 64, p. 24—34.
250. Castles J. T. Effect of liquid-solid adhesion forces on the boiling of liquid.— «Thesis in Chemical Engineering», Massachusetts Institute of Technology. Cambridge, 1947.

251. Cess R. D. Analysis of laminar film boiling from a vertical plate. — «Research Report 405FF340-R2-X», 1959.

252. Challis L. J. Experimental evidence for a dependence of the Kapitza conductance on the Debye temperature of a solid. — «Physical Letters», 1968, v. 26A, № 3, p. 105-106.

306. Frederking T. H. K. Thermal transport phenomenon at liquid He-II temper res. — «American Institute of Chemical Engineers. Simposium on Advances in Cryog Heat Transfer», 60-th annual meeting, New York, 1967, p. 1—67.

307. Frederking T. H. K. Thermal transport phenomena at liquid helium-II ten ratures. — «Chemical Engineering Progress. Symposium series», 1968, v. 64, No. 21—55.

ratures. — «Chemical Engineering Progress. Symposium series», 1900, v. 04, 192 p. 21—55.

308. Frederking T. H. K. Warmeübergang bei der Verdampfung der Verflussig Gase Helium und Stickstoff. — «Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens». II Bd 27, H. I, S. 17—30.

309. Frederking T. H. K., Champan R. C., Wang S. Heat transport and fluid tion during cooldown of single bodies to low temperatures. — «Advances in Cryogo Engineering», 1965, v. 10, p. 351—360.

310. Frederking T. H. K., Champan R. C. Optimization of cooldown of solids in boiling point liquids. — «Bulletin Institute International du Froid», 1965, v. 45. Ne

boiling point liquids. — «Bulletin Institute International du Froid», 1965, v. 45. № p. 277—284.

p. 211—284.

311. Frederking T. H. K., Clark J. A. Natural convection film boiling on a sphere «Advances in Cryogenic Engineering», 1963, v. 8, p. 501—506.

312. Frederking T. H. K., Haben R. L. Maximum low temperature dissipation ra of single horizontal cylinders in liquid helium-II. — «Cryogenics», 1968, v. 8, № p. 32—35.

313. Frederking T. H. K., Hesser R. J. Kapitza conductance of lead near λ-point

«Bulletin of American physical society», 1967, v. 12, № 3, p. 373—384.
314. Frederking T. H. K., Wu Y. C., Clement B. W. Effects of interfacial insta lity on film boiling of saturated liquid helium-I above a horizontal surface. — «AJC Journal», 1966, v. 12, № 2, p. 238—244.
315. Frenkel J. Kinetic Theory of Liquids. Chapter 8, Oxford U. P., N. Y., 19

485 p.

316. Fritz W. Berechnung des Maximal Volumens von Dampfblasen. — «Zeitschfür Physik», 1935, Bd 36., H. 11, S. 379—384.

317. Fritz W., Ende W. The vaporization process according to cinematograp pictures of vapor bubbles. — «Zeitschrift für Physik», 1936, Bd 37, S. 391—401.

318. Gaertner R. F. Distribution of active sites in the nucleate boiling of liquids «American Institute of Chemical Engineering Journal, Reprint 5, Fifth National H. Transfer Conf ». Houston, 1962.

Transfer Conf.», Houston, 1962.
319. Gaertner R. F., Westwater J. W. Population of active sites in nucleate boili heat transfer. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1960, v. 46, № p. 39—48.

p. 39—48.

320. Goncharov I. N., Su H. S., Chovanec F. An investigation of heat transfer from thin cylinders to liquid Helium-I.—«Cryogenics», 1970, v. 10, № 3, p. 316—318.

321. Good R. J., Ferry G. V. The wetting of solids by liquid hydrogen.—«Advan in Cryogenic Engineering», 1963, v. 8, p. 306—314.

322. Good R. J., Girifalco L. A. A theory for estimation of surface and interfactions of the company of Phys. Cham. 1960, v. 64. № 5, p. 561—565.

luergies. — «Journal of Phys. Chem.», 1960, v. 64, № 5, p. 561—565.

323. Goodling J. S., Irey R. K. Non-boiling and boiling heat transfer to a saturted bath of liquid helium-II. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1969, v. p. 159-169.

324. Gittlemen J. T. Kapitza boundary resistance between normal and superconduting tin and liquid helium. — «Bulletin of American Physical Society», 1961, v. 6, №

325. Gittleman J. I., Bozowski S. Some aspects of the Kapitza resistance. — «PhysReview», 1962, v. 128, № 2, p. 646—649.
326. Graham R. W., Hendricks R. C., Ehlers R. C. Analytical and experimental students. of pool boiling of liquid hydrogen over a range of acceleration. - «Advances in Cryog

nic Engineering», 1965, v. 10, p. 342—353.
327. Grassman P., Karagounis A. Heat transfer to boiling helium in the range

nuclear and film boiling.— «Proceedings of the 5-th International Conference on Lo Temperature Physics and Chemistry», 1958, p. 41—45.

328. Griffith P. Bubble growth rates in boiling.— «Trans. ASME», 1958, v. 8

№ 3, p. 721—724. 329. Griffith P., Wallis J. D. The role of surface conditions in nucleate boiling. «Chemical Engineering Progress. Symposium series», 1960, v. 56, № 90, p. 49-63.

330. Grigoriev V. A., Dudkevich A. S. Some peculiarities of boiling of cryogen liquids. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conferens», Paris, 197 v. 5, p. 324-325.

331. Grigoriev V. A., Pavlov Yu. M., Ametistov Ye. V. An investigation of nucleat boiling heat transfer of helium. — «Proceedings of the 5-th International Heat Transfe Conference», Tokyo, 1974, p. 45—49.

278. Corty C., Foust A. S. Surface variables in nucleate boiling. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1955, v. 51, № 17, p. 1—12.

279. Costello C. P., Tuthill W. E. Effects of acceleration on nucleate boiling. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1961, v. 57, № 32, p. 189—196.

280. Costello C. P., Bock C. O., Nichols C. C. A study of induced convective control boiling burnout. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1965.

on pool boiling burnout. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1965, v. 61, p. 271—280.

281. Cowley C. W.. Timson W. J., Sawdye J. A. A method for improving heat transfer to cryogenic fluid. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1962, v. 7, p. 385—390.

282. Cowley C. W.. Timson W. J., Sawdye J. A. A method for improving heat transfer to a boiling fluid. — «Ind. Eng. Chem. Process Design Develop.», 1962, v. 1, № 2, 81–84

fer to a boiling fluid. — «Ind. Eng. Chem. Process Design Develop.», 1962, v. 1, № 2, p. 81—84.

283. Cummings R. D., Smith J. L. Boiling heat transfer to liquid helium. — In: Liquid Helium Technology. Boulder (USA), 1966, p. 85—95.

284. Daunt J. G., Snith R. S. The problem of liquid helium — some recent aspects.—
«Review of Modern Physics», 1954, v. 26, № 2, p. 172—236.

285. Date M., Hori H., Ichikawa O. Thermal properties of filament in liquid helium-II. — «Journal of Physical Society of Japan», 1973, v. 35, № 4, p. 1190—1195.

286. Dergarabedian P. The rate of growth of vapor bubbles in superheated water. —
«J. Appl. Mechanics», 1953, v. 20, № 4, p. 537—545.

287. Dergarabedian P. Observations on bubble growth in various superheated liquids. — «Journal of Fluid Mechanics», 1960, № 9, p. 39—48.

288. Dinaburg L. B. Experimental study of boiling heat transfer in liquid helium.—
«Cryogenics», 1971, v. II, № 3, p. 238—239.

289. Dorey A. P. Heat transfer at low temperatures. — «Cryogenics», 1965, v. 5, № 5, p. 146—151.

№ 5, p. 146—151.

290. Dransfield K., Wilks J. The heat transfer between solids and He-II. — «Proce-

edings of the 5-th international conference on low temperature physics and chemistry». University of Wisconsin Press, 1958, p. 39—41.

291. Drayer D. E., Timmerhaus K. D. An experimental investigation of the individual boiling and condensing heat-transfer coefficients for hydrogen. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1962, № 7, p. 401—412.

292. Drew T. B., Mueller A. C. Boiling. — «Transactions AIChE», 1937, v. 33, № 3,

293. Efferson K. R. Heat transfer from cylindrical surfaces to liquid helium-I. —

«Journal of applied physics», 1969, v. 40, № 5, p. 1995—2000. 294. Fairbank H. A., Wilks J. Heat transfer in liquid helium below 1 K.— «Proceedings of Royal Society», London, 1955, v. A231, № 1187, p. 545-555

295. Fisher J. C. The fracture of liquids. — «Journal of Applied Physics», 1948, v. 19,

№ 11, p. 1062—1067. 296. Flynn T. M., Draper J. W., Roos J. J. The nucleate and film curve of liquid nitrogen at one atmosphere. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1962, v. 7,

297. Fokkens K., Tasonis K. W., de Bruyn Quboter R. The onset of superfluidity in unsaturated films of He⁴ and He³—He⁴ mixtures. — «Physica», 1966, v. 32, № 11/12,

298. Fontana D. M. Simultateous measurement of bubble growth rate and thermal flux from the heating wale to the boiling fluid near the nucleation site. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1972, v. 15, № 4, p. 707—720.

299. Forster K., Greif R. Heat transfer to a boiling liquid — mechanism and correlations. — «Trans. ASME, ser. C., Journal Heat Transfer», 1959, v. 81, p. 43—53.

300. Forster H. K., Zuber N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer.—
«American Institute of Chemical Engineers Journal», 1955, № 1, p. 531—535.

301. Forster H., Zuber N. Growth of vapour bubbles in superheated liquids. — «Journal of Applied Physics», 1954, v. 25, № 4, p. 474—478.

302. Frederking T. H. K. Film boiling of helium-I and other liquefied gases on sinlge wires. — «AIChE Journal», 1959, v. 5, № 3, p. 403—406.

303. Frederking T. H. K., Grassman P. Film boiling of liquified gases especially of liquid helium-II. — «Supplied bulletin institut du froid», 1958, annexe 2, v. 1,

304. Frederking T. H. K. New investigations of heat transfer in liquid and in supercritical helium.— «Proceedings of the XIV International Congress of Refrigeration»,

305. Frederking T. H. K. Remarks on the heat transfer in helium-II at high flux values. — «Report № 62-5, University of California, Los Angeles department of engineering», 1962, Febr., p. 22-26.

332. Grigoriev V. A., Pavlov Yu. M., Ametistov Ye. Y., Antipov V. I. Heat transfer in boiling helium to superconducting elements in power generating equipment. Proceedings of International centhe 30 for heat and mass transfer. International conference: Future energy production heat and mass transfer problems. Dubrovnik, Aug., 1975,

333. Gunther F. C., Kreith F. Photographic study of bubble formation in heat transfer to subcooled water.—«Progress Rept. № 4-120», jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, March, 1950.

334. Haenssler F., Rinderer L. Transfert de chaleur dans l'helium superfiude. —
«Bericht über die Tagung», 1959, Bd 32, S. 322—325.
335. Han C. Y., Griffith P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling. Pt I. Bubble initiation, growth and departure. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1965, v. 8, № 6, p. 887—904.
336. Han C. Y., Griffith P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling.

Pt II. The heat flux-temperature difference relation. - «International Journal of Heat and

Mass Transfer», 1965, v. 8, № 6, p. 905—915.

337. Hara T. The mechanism of nucleate boiling heat transfer. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1963, v. 6, p. 959—969.

338. Harman G. G., Gordy L. H. The use of semiconductors for the study of boiling heat transfer to low temperature liquids. — «Cryogenics», 1967, v. 7, № 4, p. 89—92.

339. Haselden H. G., Peters J. I. Heat transfer to boiling liquid oxygen and liquid nitrogen. — «Trans. AJChE», (London), 1949, v. 26, p. 201—208.

340. Hatton A., Hall J. S. Photographic study of Boiling on prepared surfaces.—
«Proceeding of 3-rd International Heat Transfer Conference», Chicago, 1966, v. 4,

p. 24-37.
341. Hatton A. P., James D. D., Liew T. L. Measurement of bubble characteristics for pool boiling from single cylindrical cavities. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5, p. 233—234.

342. Hendrichs R. C., Sharp R. R. On the initiation of cooling due to bubble growth on a heated surface. — «NASA TN D-594», 1961.

343. Henry R. E. A correlation for the minimum film boiling temperature. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1974, v. 70, № 138, p. 81—90. 344. Henry R. E. A correlation for the minimum wall superheat in film boiling. —

«Heat Transfer and Fluid Flow-II», 1973, p. 420—421.

«rieat Transfer and Fluid Flow-II», 1973, p. 420—421.

345. Hesse G. Heat transfer in nucleate boiling, maximum heat flux and transition boiling.— «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1973, v. 16, p. 1611—1627.

346. Hewitt G. F., Kearsey H. A., Lacey P. M., Pulling D. J. Burnout and nucleation in climbing film flow.— «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1965, v. 8, p. 793—814.

347. Hilderbrandt U. Experimentell Undersuchung des Warmeübergangs an Helium-I bei Blasenverdampfung in einem senkrechten Rohr.— «Warme- und Stoffübertrag», 1971, Bd 4, H. 3, S. 142—151.

348. Holdredge R. M. Heat transfer from cylinders to a saturated liquid believe U.

348. Holdredge R. M. Heat transfer from cylinders to a saturated liquid helium-II bath.—«Ph. D. thesis, Pardue University Lafayette», Indiana, 1965.

349. Holdredge R. M., McFadden P. W. Boiling heat transfer from cylinders in a saturated liquid helium-II bath.—«Advances in Cryogenic Engineering», 1966, v. 11,

p. 507—516.

350. Holdredge R. M., McFadden P. W. Film boiling on horizontal cylinders in helium-II.—«Journal of Heat Transfer» (paper ASME), 1970, RT-3, p. 1—8.

351. Holdredge R. M., McFadden P. W. Heat transfer from horizontal cylinders to a saturated He-I bath.—«Advances in Cryogenic Engineering», 1971, v. 16, p. 352-359.

352. Hsu Y. Y. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. — «Transactions ASME», 1962, v. 84, № 3, p. 207—216.

353. Hsu Y. Y., Simon F. F., Lad J. F. Destruction of thin liquid film flowing over heated currence. France J. F. Destruction of the liquid film flowing over

a heated surface. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1965, v. 61, № 57, p. 139—152.

354. Hsu Y. Y., Westwater J. W. Approximate theory for film boiling on vertical surfaces. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1960, v. 56, № 30, p. 15-25.
355. Lida Y., Kobayasi K. An experimental investigation of the mechanism of pool

boiling phenomena by a probe method. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5, p. 235—236.

356. Irey R. W., McFadden P. W., Madsen R. A. Heat transfer to a saturated bath of liquid helium-II. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1965, v. 10, p. 361—371.

357. Ishigai S., Kuno T. Experimental study of transition boiling on a vertical wall in open vessel. — «Bulletin of the JSME», 1966, v. 9, № 34, p. 361—368.

358. Ivey H. J. Acceleration and the critical heat flux in pool boiling heat transfer. — «Proc. Inst. Mech. Engrs.», 1963, v. 177, № 1, p. 15—18.
359. Ivey H. J. Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1967, v. 10, № 10, p. 1023—1040.
360. Ivey H. J., Morris D. L. The effect of test section parameters on saturation pool boiling at atmospheric pressure. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1965, v. 61, № 60, p. 31—36.
361. Jackobson J., Fruin A. S. Heat transfer to liquid helium from bare and enameiled wires. — «The Second International Conference on Magnet Technology 1967», p. 464—465.

p. 464—465.

p. 464—465.

362. Jakob M. Heat transfer in evaporation and condensation. — «Mechanical Engineering», 1936, v. 58, p. 643—660, 729—739.

363. Jakob M. Temperature, its Measurement and Control in Science and Industry, Reinhold. New York, 1941, 834 p.

364. Jakob M. Heat transfer, v. I, Ch. 29, Wiley, New York, 1949, 758 p.

365. Jakob M., Fritz W. Versuche über den Verdampfungsvorgang. — «Forsch. Geb. Ingenieuring», 1931, Bd 2, H. 12, S. 435—447.

366. Jawurek H. H. Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling. — «International Journal of Heat and Mass Transfer». 1969

v. 12, № 8, p. 843—848.

367. Jergel M., Stevenson R. Contribution to the static heat transfer to hoiling liquid helium. — «Cryogenics», 1974, v. 14, № 8, p. 431—433.

368. Jergel M., Stevenson R. Heat transfer to boiling helium from aluminium surfaces. — «Cryogenics», 1972, v. 12, № 4, p. 312—313.

369. Jergel M., Stevenson R. Static heat transfer to liquid helium in open pools and partners have been pools. and narrow channels. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1971, v. 14,

No. 12, p. 2099—2107.

370. Johannes C., Mollard J. Nucleate boiling of helium-I in channels simulating the cooling channels of large superconducting magnets.—«Advances in Cryogenic Engineering», 1972, v. 17, p. 331—341.

371. Johler C., Park E. L. Nucleate boiling of nitrogen, argon, and carbon mo-

noxide from atmospheric to near the critical pressure. - «Advances in Cryogenic Engi-

neering», 1970, v. 15, p. 250—259.

372. Johnson R. C., Little W. A. Experiments on the Kapitza resistance.—«Physical review», 1963, v. 130, № 2, p. 596—604.

373. Johnson V. J. Properties of Materials at low Temperature (phase I). Oxford,

373. Johnson V. J. Properties of Materials at low reinperature (phase 1). Calc. 3, 1961, 891 p.

374. Jones E. A., van der Sluijs J. C. A. Some experiments on the influence of surface treatment on the Kapitza conductance between cooper and He⁴ at temperatures from 1,2 to 2,0 K. — «Cryogenics», 1973, v. 13, № 9, p. 535—542.

375. Kalinin E. K., Yarkho S. A., Berlin I. I., Kochelaev Y. S., Kostyuk V. V. Investigation of the crisis of film boiling in channels. — «Proceedings of the 90-th winter Annual Meeting of the ASME», November, 1969, p. 89—94.

376. Kalinin E. K., Koshkin V. K., Podzei I. V., Yarkho S. A. The study of film boiling crisis and transient boiling of cryogenic liquids. — «Proceedings of the 4-th International Cryogenic Engineering Conference», 1972, p. 287—290.

377. Katto Y., Yokoya S. Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling. «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1968, v. II, № 6, p. 993—1002.

378. Katto Y., Yokoya S., Yasunaka M. Mechanism of boiling crisis and transition boiling in pool boiling. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5, p. 254—255.

379. Katto Y., Yokoya S. Mechanism of boiling crisis and transition boiling in pool boiling. — «Trans. JSME», 1971, v. 37, № 295, p. 535—543.

380. Kesselring R. C., Rosche P. H., Bankoff S. G. Transition and Film Boiling from Horizontal strips. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1967, v. 13, № 4, p. 669—675.

381. Kirby D., Westwater J. Bubble and vapor behaviour on heated horizontal plate during pool boiling near burnout. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1965, v. 61, № 57, p. 238—248.

382. Kırichenko Yu. A., Charkın A. I. Studies of liquid boiling in imitated reduced gravity fields. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5, p. 320—321.

383. König A. Der einfluss der thermischen heizwandeigenschaften auf den warmeubergang bei der blasenverdampfung. — «Warme und stoffübertrag», 1973, Bd 6, H. 1, S. 38—44. 384. Kopchikov I. A., Voronin G. I., Kolach T. A., Labuntsov D. A., Lebedev P. D. Liquid boiling in a thin film. — «International Heat and Mass Transfer», 1969, v. 12, p. 791—796.

385. Kosky P. G., Lyon D. N. Pool boiling heat transfer to cryogenic liquid. Part 1.

Nucleate regine data and test of some nucleate boiling correlations. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1968, v. 14, № 3, p. 372—379.

386. Kovalev S. A. On methods of studying heat transfer in transition boiling. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1968, v. II, № 2, p. 279—283.

387. Kovalev S. A. On methods of studying heat transfer in transition boiling (Letter to editor) — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1970, v. 13 (Letter to editor). - «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1970, v. 13, p. 1505—1506.

388. Krevelon D. W., Hoftijzer P. I. Studies of gas-bubble formation. Calculation of interfacia area in bubble contactor.— «Chemical Engineering Progress. Symposium

Series», 1950, v. 46, p. 29—35.
389. Kurihara H. M., Meyers J. E. The effects of superheat and surface roughness on boiling coefficients. - «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1960,

v. 6, № 1, p. 83—91.

390. Kusuda H., Nishikawa K. A study on nucleate boiling in liquid film. — «Memories of the Faculty of Engineering», Kyushu University, 1967, v. 27, № 3, p. 133—154.

391. Lao Y. J., Barry R. E., Balzhiser R. E. A study of film boiling on a horizontal plate. - «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970,

v. 5, p. 362.
392. Lapin A., Wenzel L. A., Totten H. C. Heat transfer characteristics of boiling nitrogen and neon in narrow annuli. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1965, v. 11, № 3, p. 503—508.

393. Lapin A., Wenzel L. A., Totten H. C. Study of nitrogen and neon pool boiling on a short vertical pipe. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1965, v. 11, № 2, p. 197—201.

394. Lee D. M., Fairbank H. A. Heat transport in liquid He³. — «Physical review»,

1959, v. 116, № 6, p. 1359—1364.
395. Lemieux G. P., Leonard A. C. Film boiling heat transfer properties of liquid \*\*S95. Lemeux G. P., Leonard A. C. Film bonning neat transfer properties of industrial for a 76,2 μ diameter wire at depths of immersion up to 70 centimeters.—

\*\*ASME, paper 67-WA/HT-37», 1967, p. 2—7.

396. Lemeux G. P., Leonard A. C. Maximum and minimum heat flux in He-II for a 76,2 μ diameter horizontal wire at depths of immersion up to 70 centimeters.—

\*\*Advances in cryogenic engineering\*\*, 1968, v. 13, p. 624—631.

397. Leonard A. C. Heat transfer from a solid to liquid helium.— \*\*Defence research head of Cornel of 10.77. Defense crientific information convice 651/16677, (1965).

board of Canada grant 9510-37. Defence scientific information service 65/16677 (1965)».

398. Leonard A. C., Lady E. R. Discrepancies in crytical-hert-flux data obtained using thin-wire heaters in saturated liquid helium-II. — «Advances in cryogenic engi-

neering», 1971, v. 16, p. 378—385.

399. Lienhard J. H. A semi-rational nucleate boiling heat flux correlation. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1963, v. 6, p. 215—219.

400. Lienhard J. H., Dhir V. K. Hydrodinamic prediction of peak pool-boiling heat fluxes finite bodies. — «Journal of Heat Transfer», 1973, v. 95, № 2, p. 152—158.

401. Little W. A. Kapitza resistance between helium and metals in the normal and superconducting states. — «Physical review», 1961, v. 123, № 2, p. 435—441.

402. Little W. A. The transport of heat between dissimilar solids at low temperatu-

403. Lyon D. N. Boiling heat transfer and peak nucleate boiling fluxes in saturated liquid helium between the λ — point and critical temperatures. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1965, v. 10, p. 371—379.

404. Lyon D. N. Peak nucleate-boiling heat fluxes and nucleate boiling heat-transfer coefficients for liquid N<sub>2</sub>, liquid O<sub>2</sub> and their mixtures in pool boiling at atmospheric pressure. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1964, v. 7, p. 1097—1116.

405. Lyon D. N. Pool boiling of cryogenic liquids. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1968, v. 64, № 87, p. 82—92.

406. Lyon D. N., Jones M. C., Ritter G. L., Chiladakis C., Kosky P. G. Peak nucleate boiling fluxes for liquid oxygen on a flat horizontal platinum surface at buogancies corresponding to accelerations between zero and I  $g_E$ . — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1965, v. II,  $N_2$  5, p. 773—780.

407. Lyon D. N., Kosky P. G., Harman B. N. Nucleate boiling heat transfer coefficients and peak nucleate boiling fluxes for pure liquid nitrogen and oxygen on horizontal platinum surfaces from below 0,5 atmosphere to the critical pressures. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1964, v. 9, p. 77—87.

408. Maddox J. P., Frederking T. H. K. Cooldown of insulated metal tubes to cryogenic temperatures. — «Advances in Cryogenic Engineering» 1966, v. 11, p. 536—545.

409. Madsen N., Bonilla C. F. Heat transfer to sodium-potassium alloy in pool boiling. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1960, v. 56, № 30. boiling. — « p. 251—259.

p. 251—259.
410. Madsen R. A. Ph. D. Dissertation, Purdue University, Lafayette, Heat transfer to saturated and subcooled baths of liquid helium-II. Dissertation abstracts, sect. B. v. XXVII, 493-B, 1966, № 2.
411. Madsen R. A., Mc. Fadden P. W. Heat transfer to an unsaturated bath of liquid helium-II. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1968, v. 13, p. 617—622
412. Malkov M. P., Zeldovitch A. G., Fradkov A. B., Danllov I. B. — «Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Engraps, 1958, v. 4, p. 401—408

Energy», 1958, v. 4, p. 491—498.

413. Mate C. F., Sawyer S. P. Thermal boundary resistance in gaseous helium.—

«Bulletin of American physical society», 1967, v. 12, № 1, p. 94.
414. Mate C. F., Sawyer S. P. The Kapitza effect in liquid and gaseous helium.—

\*\*Bulletin of American physical society». 1968, v. 13, № 4, p. 664—667.

415. Mc Adams W. H., Addoms J. H., Rinaldo P. M., Day R. S. Heat transfer from single horizontal wires to boiling water. — «Chemical Engineering Progress», 1948, v. 44, № 8, p. 639—646.

416. McCardy R. D. Thermophysical properties of helium-4 from 2 to 1500 K with Pressures to 1000 atmospheres. National bureau of standards Technical note 631. No-

417. McFadden P. W., Grassmann P. The relation between bubble frequency and

diameter during nucleate pool boiling. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1962, v. 5, p. 169—173.

418. McFadden P. W., Holdredge R. M. Heat transfer to a saturated bath of liquid helium-II. — «Bulletin Institute International du Froid», Pergamon Press, Paris, 1965, v. 45, № 2, p. 259—268.

419. McNelly M. J. A correlation of the rates of heat transfer to nucleate boiling

liquids. — «J. Imp. College Chemical Engineering Soc.», 1953, № 7, p. 18—34.
420. Mead B. R., Romle F. E., Guibert A. G. Liquid Superheat and Boiling heat transfer. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute Preprints of Papers. Stanford

Univ., 1951, p. 209—216.
421. Merte H., Jr., Clark J. A. Boiling heat transfer with cryogenic fluids at standard, fractional and near-zero gravity.—«Advances in Cryogenic Engineering», 1962,

v. 7, p. 546—550.
422. Mikhail N. R. Studies in heat transfer to boiling liquids at low temperatures, Ph. D. Thesis in Chem. Eng. Imperial College, Royal College of Science, Kensington,

423. Mikic B. B., Rohsenow W. M. A new correlation of pool boiling data including the effect of heating surface characteristics. — «Journal Heat and Mass Transfer. Trans. ASME», 1969, v. 91, № 2, p. 245—250.

424. Mittag K. Kapitza conductance and thermal conductivity of copper and nio-bium and aluminium in the range from 1,3 to 2,1 K.—«Cryogenics», 1973, v. 13, № 2,

425. Moore F. D., Mesler R. B. The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water.— «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1961, v. 7, № 4, p. 620—624.

426. Morin R. Schwankungen der Wandtemperatur beim Sieden an einem Heiz-

rohr. — «Chemie — Ingenieur — Technic», 1966, Bd 38, H. 1, S. 73—76.

rohr. — «Chemie — Ingenieur — Technic», 1966, Bd 38, H. 1, S. 73—76.

427. Mueller A. Influence of surface roughness on cryogenic nucleate boiling heat transfer, Ph. D. Thesis, Techn. University, Berlin, D83 (1966).

428. Mulford R. N., Nigon J., Dash J., Keller W. Heat exchange between a copper surface and liquid hydrogen and nitrogen. — «Atomic Energy Commission Rept. LA-1416, Atomic Energy Commission Tech. Info. service», Oak Ridge, Techn. (1952).

429. Nanney C. An explanation for the «New effect in the magnetoresistance of antimony». — «Applied Physics Letters», 1962, v. 1, № 3, November, p. 71—73.

430. Neeper D. A., Dillinger J. R. Thermal resistance at indiumsapphire boundaries between 1,1 and 2,1 K. — «Physical Review», 1964, v. 135, № 4, p. 1028—1033.

431. Neeper D. A., Pearec D. C., Wasilik R. M. Kapitza resistance of mercury bet-

432. Nishikawa K., Fujii T., Honda H. Experimental study of the mechanism of transition boiling heat transfer. — «Bulletin JSME», 1972, v. 15, № 79, p. 93—103.

433. Nishikawa K., Ho T., Matsumoto K., Kuroki T. Investigation of surface boiling under free convection (2nd report). — «Bulletin JSME», 1972, v. 15, № 90, p. 1591—1602.

434. Nishikawa K., Kowano H. Heat transfer in nucleate boiling (Effective stirring length of bubbles). — «Trans. of the Japan Society of Mech. Eng.», 1956, v. 22, № 117,

p. 551—556.

435. Nishikawa K., Kusuda H., Yamasaki K., Tanaka K. Nucleate boiling at low liquid levels. — «Bulletin of JSME», 1967, v. 10, № 38, p. 328—338.

436. Nishikawa K., Jamagata K. On the correlation of nucleate boiling heat transfer. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1960, v. 1, p. 219—235.

437. Ogata H., Sato S. Forced convection heat transfer to boiling helium in a tube. — «Cryogenics», 1974, v. 14, № 7, p. 375—380.

438. Ogata H., Sato S. Critical heat flux for two-phase flow of helium-I. — «Cryogenics», 1973, v. 13, № 10, p. 610—611.

439. Park E. L., Jr., Colver C. P., Sliepcewiech C. M. Nucleate and film boiling heat transfer to nitrogen and methane at elevated pressures and large temperature difference. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1966, v. 11, p. 516—529.

440. Park B. S., Narahara Y. Kapitza resistance between dielectrics and metals.— «Proceedings of the 12-th International Conference on low temperature physics and chemistry». Kyoto, 1970, LT-12, p. 853—854.

441. Perkins A. S., Westwater J. W. Measurements of bubbles formed in boiling methanol. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1956, v. 2, № 4, p. 471—476.

442. Pilling N. B., Lynch T. D. Cooling properties of technic quenching liquids. —

\*Trans. AJME», 1920, v. 62, p. 665—688.

443. Plesset M. S., Zwick S. A. The growth of vapour bubbles in superheated liquids. — «Journal of Applied Physics», 1954, v. 25, № 4, p. 493—501.

444. Pollack G. L. Kapitza resistance. — «Reviews of Modern Physics», 1969, v. 4I,

No. 1, p. 48-81.

445. Porchey D. V., Park E. L., Jr., Mayhan K. L. A scaming electron microscope surface study of nucleate pool boiling heat transfer to saturated liquid nitrogen.—

«American Institute of Chemical Engineering Journal. Symposium Series», 1972, v. 68,

446. Purdy V., Linnet C., Frederking T. H. K. Nucleate boiling of liquid He-I on gallium single crystals.—«Advances in Cryogenic engineering», 1971, v. 16,

447. Putterman S. J. Superfluid hydrodynamics. Amsterdam — London, North-Holl. Publ. Co. New York, Amer. Elsevier Publ. Co., Inc. 1974, XXI, 443 p. 448. Raben J. A., Beaubouef R. T., Commerford G. E. Study of heat transfer in

nucleate pool boiling of water at low pressure. — «Cliemical Engineering Progress. Symposium Series», 1965, v. 61, № 57, p. 249—257.

449. Rallis C., Jawurek H. Latent heat transport in saturated nucleate boiling. — «International Journal of Heat Mass Transfer», 1964, v. 7, № 10, p. 1051—1068. 450. Rallis C. J., Jawurek H. The mechanism of nucleate boiling. — «3-rd U. N. In-

Conf. Peaceful Uses Atom. Energy», 1964, s. a. № 600, 20 p. 451. Rayleigh Lord. Pressure due to collapse of bubbles. — «Phil. Mag.», 1917,

v. 34, p. 94-98.
452. Reeher M. D. Heat transfer to boiling helium. — «Journal of Applied Physics»,

1963, v. 34, № 3, p. 481—483.

453. Reinold F., Larson C. Boiling in a liquid. — «Industrial and Engineering Chemistry», 1945, v. 37, № 10, p. 1004—1108.

454. Rinderer L., Schultz H. Abschreken von Metallen im Flussigen Helium-II. Eine

454. Rinderer L., Schultz H. Abschreken von Metallen im Flussigen Helium-II. Eine neue Methode. — «Physical Letters», 1964, v. 8, № 1, p. 14—15.

455. Rinderer L., Haensler F. Transfer de chaleur dans l'helium superfluide. — «Helvetica Physica Acta», 1959, v. 32, № 4, p. 322—325.

456. Rinderer L., Haensler F. Heat transfer in superfluid helium. — «Progress in Refrigeration Science and Technology», 1960, v. 1, p. 243—245.

457. Rogers T. F., Mesler R. B. An experimental study of surface cooling by bubbles during nucleate boiling of water. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1964, v. 10, № 5, p. 656—660.

458. Rohsenow W. M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. — «Trans. ASME», 1952, v. 74, p. 969—976.

459. Rohsenow W. M., Clark J. A. A study of the mechanism of boiling heat transfer. — «Trans. ASME», 1951, v. 73, № 5, p. 609—620.

460. Rohsenow W. M., Griffith P. Correlation of maximum heat flux data for boiling of saturated liquids. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1956, v. 52, № 18, p. 42—47.

461. Roll J. B., Myers J. E. The effect of surface tension on factors in boiling heat transfer. — «American Institute of Chemical Engineering Journal», 1964, v. 10, № 4, p. 530—534.

462. Raubeau P. Exchanges thermiques dans l'asote et l'hydrogene bouiliant sous pression. — «Progress in Refrigeration Science and Technology», 1960, v. 1, p. 49—53. 463. Ruckenstein E. Film boiling on a horizontal surface. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1967, v. 10, p. 911—919.

464. Ruzicka J. Heat transfer to boiling nitrogen. — «Bulletin de la Institut International du Froid», Annexe 1958—1, 1958, p. 323—329.

465. Saddy M. Studies of bubble growth in nucleate boiling. Ph. D. Thesis of the University of London, Feb., 1970.

466. Sakurai A., Mizukami K., Shiotsu M. Experimental studies on transient boiling heat transfer and burnout. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Con-

heat transfer and burnout.— «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5, p. 256—257.

467. Sakurai A., Shiotsu M. Temperature controlled pool-boiling heat transfer.—
«Proceedings of the 5-th International Heat Transfer Conference», Tokyo, 1974, v. 5,

p. 81-85.

p. 81—85.

468. Sauer E. T., Cooper H. B., Akin G. A., McAdams W. H. Heat transfer to boiling liquids. — «Meclanical Engineering», 1938, September, v. 3, № 3, p. 669—675.

469. Sauer H. J. Lin S. C. Effect of inclination on film boiling. — «Proceedings of the 5-th International Heat Transfer Conference», Tokyo, 1974, v. 5, p. 110—114.

470. Science C. T., Colver C. P., Sliepcevich C. M. Pool boiling of methanese and the autical processing of Advances in Cryogonic Francisco. atmospheric pressure and the critical pressure. - «Advances in Cryogenic Engineering», 1967, v. 12, p. 395—409.

471. Scriven L. E. On the dynamics of phase growth. — «Chemical Engineering

Science», 1959, v. 10, Nº 1/2, p. 1—14.

472. Seetharamu K. N., Krishnamurthy M. V., Ramachandran A. Local heat transfer coefficients in film boiling of liquid nitrogen on a vertical surface. — «Proceedings of the 5-th International Heat Transfer Conference», Tokyo, 1974, v. 5, p. 105—109.

473. Sharp R. R. The nature of liquid film evaporation during nucleate boiling. — «NASA TN D 1997», 1964.

474. Sherley J. E. Nucleate boiling heat-transfer data for liquid hydrogen at standard and zero — «Advances in Cryogenic Engineering», 1966, v. 8, p. 495—500.

dard and zero. — «Advances in Cryogenic Engineering», 1966, v. 8, p. 495—500.

475. Shimamoto S., Obata H., Nomura H. Construction of a solenoid magnet with a new aluminium stabilized superconductor. — «Cryogenics», 1971, v. 11, p. 396—401.

476. Siegel R., Keshock E. G. Effects of reduced gravity on nucleate boiling bubble dynamics in saturated water. — «American Institute of Chemical Engineering Journal»,

I964, v. 10, № 4, p. 509—517. 477. Smith R. V. Review of heat transfer to helium-I. — «Cryogenics», 1969, v. 9, № 1, p. 11—19.

478. Snyder N. S. Heat transport through helium-II. Kapitza conductance. — «Cryogenics», 1970, v. 10, № 2, p. 89-95.

479. Spiegler P. Onset of stable film boiling and the foam limit. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1963, v. 6, p. 987—989.

480. Steed R. S., Irey R. K. Correlation of the depth effect on film-boiling heat transfer in liquid helium-II. — «Advances in Cryopenic Engineering», 1970, v. 15, p. 299-307.

481. Steinbrecht D. Einflus der Wärmeleitzahl des Heizflächenmatials auf die Wärmeübergangszahlen beim Blasensieden. — «Wissenschaftliche Zeitschrift der Technische Hochschule Otto von Guericke», Magdeburg, 1970, Bd 14, H. 8, S. 929—930.

482. Sternling C. V., Tichacek L. J. Heat transfer coefficients for boiling mixtures. Experimental data for binary mixtures of large relative volatility. — «Chemical Engineering Science», 1961, v. 16, p. 297-337.

483. Stralen S. J. D. van. The mechanism of nucleate boiling in pure liquid and in binary mixtures. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1966, v. 9, № 10, p. 995—1020.

484. Stralen S. J. D. van. The growth rate of vapour bubbles in superheated pure liquids and binary mixtures. — «International Journal Heat and Mass Transfer», 1968, v. 11, p. 1467—1489.

485. Stralen S. J. D. van, Slyeter W. M. Local temperature fluctuations in saturated pool boiling of pure liquids and binary mixtures. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1969, v. 12, № 2, p. 187—198.

486. Subbotin V. I., Sorokin D. N., Tsiganok A. A. Some problems on pool boiling heat transfer. — «Proceedings of the 4-th International Heat Transfer Conference», Paris, 1970, v. 5, p. 241.

487. Swanson J. L., Bowman H. F. Transient surface temperature behavior in nucleate pool-boiling nitrogen. — «Proceedings of the 5-th International Heat Transfer Conference», Tokyo, 1974, p. 60—64. 488. Sydoriak S. G., Roberts T. R. Critical nucleate boiling of liquid helium in a simulated wire wound magnet.— ln: «Liquid helium technology», Boulder (USA), 1966,

p. 115—126.
489. Tashibana F., Akıyama M., Kamamura H. Non-hydrodynamic aspects of pool boiling burnout. — «Journal of Nuclear Science and Technology», 1967, v. 4, No. 3, p. 121—130.

490. Thibault J. J., Rausel J., Faddi E. Echange thermique avec ebullition dans l'helium liquide. — «Bulletin de la Institut International du Froid», Paris, 1965, v. 45, No. 2, p. 249—258.

491. Tien C. L. A hydrodynamic model for nucleate pool boiling. — «International

Journal Heat and Mass Transfer», 1962, v. 5, p. 533—540.

492. Tolubinsky V. T., Ostrovsky J. N. On the mechanism of boiling heat transfer (Vapour bubbles grown rate in the process of boiling of liquids, solutions, and binary mixtures). — «International Journal Heat and Mass Transfer», 1966, v. 9, № 12, p. 1463—1470.

493. Turton J. S. Geometrical similarity in saturated pool boiling. — «International Journal Heat and Mass Transfer», 1965, v. 8, No. 11, p. 1425—1436.
494. Veres D. R., Florschuetz L. W. A comparison of transient and steady-state

- pool boiling data obtained using the same heating surface. «Journal of Heat Transfer», 1971, v. 93, № 2, p. 229—232.

  495. Vilches O. E., Wheatley J. C. Experiments on of He with very low temperature. «Physical Letters», 1967, v. 3, № 9, p. 440—442.

  496. Vinson J. S., Ages F. J., Manning R. L., Hereford F. L. Phenomena resulting from the heating of small wires in He-II. «Physical Review», 1968, v. 168, № 1, 180, 183 p. 180—183.
- p. 180—183.

  497. Volmer M. Kinetik der Phasenbildung. Dresden and Leipzig, 1938, 220 p.

  498. Wark J. W.— «Journal of Physical Chemistry», 1933, v. 37, p. 623—644.

  499. Weil L., Lacaze A. Coefficients d'echange thermique dans l'azote boullants.—

  «Acad. des Sciences», 1950, v. 230, № 1, p. 186—188.

  500. Weil L., Lacaze A. Echanges de chaleur dans l'hydrogine boillant saus pression atmospherique.— «Journal de Physique et le Radium», 1951, № 12, p. 890—892.

  501. Westwater J. W., Santangelo J. G. Photographic study of boiling.— «Industrial and Engineering Chemistry», 1955, v. 47, № 8, p. 1605—1610.

  502. Wheatley J. C. Dilute solutions of He³ in He⁴ at low temperatures.— «American Journal of Physics», 1968, v. 36, № 3, p. 181—210.

  503. White D., Conzales O. D., Johnston H. L. Heat conduction of the boundary layer in liquid Helium-II.— «Physical Review», 1953, v. 89, № 3, p. 593—594.

  504. Wilks J. The properties of liquid and solid helium, 1967, Clarendon press, Oxford, England, 703 p.

ford, England, 703 p.
505. Yamagata K., Hirono F., Nishikawa K., Matsuoka H. Nucleate boiling of

water on the horizontal heating surface. — «Memoris of the Faculty of Engineering», Kyusku Univ., 1955, v. 15, № 1, p. 97—163.

506. Young R. K., Hummel R. L. Improved nucleate boiling heat transfer. — «Chemical Engineering Progress. Symposium Series», 1964, v. 60, № 7, p. 53—58.

507. Zuber N. The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1961, № 2, p. 83—105.

508. Zuber N. Nucleate boiling. Region of isolated bubbles and the similarity with natural convection. — «International Journal Heat and Mass Transfer», 1963, v. 6, № 1,

509. Zuher N. On the stability of boiling heat transfer. — «Trans. ASME», 1958, v. 80, № 3, p. 711—720.

510. Zuber N., Tribus M. Further remarks on the stability of boiling heat transfer.— «Report № 58-5», Department of Engineering UCLA, 1958. 511. Zuber N. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer, the region of isola-

ted bubbles. — «AEC Report № AECU-4439», 1959.

512. Zuber N., Staub F. W. Stability of dry patches forming in liquid films flowing over heated surfaces. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1966, v. 9, p. 897—905.

513. Zuber N. On the stability of boiling heat transfer. - «Trans. ASME», 1958,

v. 80, p. 711-720.

514. Zuber N., Tribus M., Westwater J. W. The hydrodynamic crisis in pool boiling of saturated and subcooled liquids. — «International Developments in Heat Transfer Conferens», Part II, 1961, p. 230—234.

515. Ziebold T. O., Smiths Jr., Bowman H. F. The influence of radiation on heat transfer to cryogenic liquids. — «9th Semiannual Progry Rept. 1967; Mass. Inst. Technol. Center Space Res.», Cambridge.

Оглавлени
Предисловие . Основные обозначения Введение
ЧАСТЬ ПЕРВАЯ
ПУЗЫРЬКОВОЕ КИПЕНИЕ
Глава первая. Основные факторы, определяющие интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении
1-1. Теплофизические свойства жидкостей и давление 1-2. Шероховатость поверхности нагрева 1-3. Теплофизические свойства материала поверхности нагрева 1-4. Металлические покрытия и толщина нагревательного элемента 1-5. Направление изменения теплового потока («гистерезис») 1-6. Ускорение системы. Ориентация
лава вторая. Механизм процесса парообразования при пузырьковом кипении
2-1. Зарождение паровой фазы на поверхности нагрева 2-2. Флуктуации температуры теплоотдающей поверхности 2-3. Испарение пленки жидкости с поверхности твердого тела 2-4. Скорость роста паровых пузырей 2-5. Плотность действующих центров парообразования 2-6. Отрывные диаметры паровых пузырей 2-7. Частота отрыва паровых пузырей 2-8. Произведения типа $fD^n_0$
Глава третья. Расчетные соотношения
3-1. Анализ соотношений для расчета интелсивности теплоотдачи и сопо- ставление их с экспериментальными данными 3-2. Учет в расчетных соотношениях теплофизических свойств материала теплоотдающей поверхности 3-3. Учет в расчетных соотношениях толщины нагревательного элемента и металлических покрытий 3-4. Соотношения для расчета первой критической плотности теплового потока  Глава четвертая. Кипение в тонкой пленке жидкости
ІАСТЬ ВТОРАЯ
ПЕРЕХОДНОЕ И ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ
Глава пятая. Теплообмен при пленочном кипении  5-1. Кипение на горизонтальных цилиндрах  5-2. Кипение на вертикальных поверхностях нагрева  5-3. Кипение на сферах  5-4. Теплоотдача при кипении на плоских горизонтальных поверхностях нагрева
Глава шестая. Кипение в переходной области
лава седьмая. Вторая критическая плотность теплового потока
Глава восьмая. Некоторые особенности теплообмена при нестационарном охлаждении
ААСТЬ ТРЕТЬЯ
ТЕПЛООБМЕН С Не-ІІ
Глава девятая. <i>Некоторые свойства Не-II</i> Глава десятая. <i>Теплоотдача к Не-II</i> 10-1. «Беспленочное кипение» 10-2. Критические тепловые потоки
10-3. Пленочное кипение Приложение Список лятературы