А.М.КУТЕПОВ, Л.С.СТЕРМАН, Н.Г.СТЮШИН

Гидродинамика и теплообмен при парообразовании

Издание третье, исправленное

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов
высших технических учебных заведений

Москва
«Высшая школа» 1986

ББК 31.31
К95
УДК 621.1.1.7

Рецензент — кафедра «Теоретические основы тепло- и хладотехники» Ленинградского технологического института холодильной промышленности (зав. кафедрой — д-р техн. наук *В. Н. Филаткин*)

Кутепов А. М., Стерман Л. С., Стюшин Н. Г.

К95 Гидродинамика и теплообмен при парообразовании: Учеб. пособие для втузов. — 3-е изд., испр. — М.: Высш. шк., 1986. — 448 с.: ил.

В книге изложены основы теории и методы расчета процессов, протекающих при генерации пара, движение двухфазного потока в каналах, барботаж, унос и сепарация влаги, теплообмен при кипении в условиях естественной конвекции и др. Значительное место в ней отведено инженерным методам расчета теплообмена и гидродинамики в современных промышленных аппаратах.

Третье издание (1 е — в 1977 г.) дополнено новыми исследованиями ряда авторов.

К $\frac{2303010000-289}{001(01)-86}$ 20—86

ББК 31.31
6П2.2

© Издательство «Высшая школа», 1977
© Издательство «Высшая школа», 1986, с изменениями

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Процессы гидродинамики и теплообмена в парожидкостной среде определяют основные габариты и профиль многих промышленных установок. Размеры теплопередающих поверхностей и парового пространства парогенераторов тепловых электрических станций, испарителей, выпарных аппаратов, ректификационных колонн и ряда других установок различных отраслей промышленности не могут быть определены без достаточных знаний в этой области. Однако, несмотря на то что исследованию гидродинамики и теплообмена при парообразовании посвящено весьма большое количество работ, общепризнанных обобщенных зависимостей еще крайне мало, и для инженера, не обладающего достаточным опытом, выбор расчетной формулы при проектировании данного аппарата представляет зачастую большие трудности.

Первая систематизация обширного экспериментального материала, накопленного при изучении процессов генерации водяного пара, была проведена в книге *М. А. Стыриковича* «Внутрикотловые процессы», изданной в качестве учебного пособия в 1954 г. В дальнейшем *М. А. Стыриковичем, О. И. Мартыновой* и *З. Л. Миропольским* издается учебник «Процессы генерации пара на электростанциях» (Энергия, 1969), в котором обобщаются материалы, накопленные в последующие годы, и опыт преподавания этой дисциплины в энергетических вузах. Эта книга в настоящее время является единственной в учебной литературе рассматриваемой области. Однако, представляя большую ценность для студентов теплоэнергетических факультетов, она, конечно, далеко не в полной мере пригодна для учащихся вузов, готовящих инженеров другого профиля (например, в области химической технологии, химического аппаратостроения, пищевой промышленности и пр.). Между тем процессы гидродинамики, тепло- и массообмена при парообразовании, рассматриваемые в различных курсах, имеют много общего. Это дает возможность создать учебное пособие для студентов нескольких

специальностей. Именно такая книга предлагается вниманию читателя.

Книга является прежде всего учебным пособием по курсовому и дипломному проектированию аппаратов, в которых протекают рассматриваемые в ней процессы. Однако она безусловно явится также пособием при изучении многих разделов курсов «*Внутрикотловые процессы*», «Процессы и аппараты химической технологии», «Холодильные и компрессорные машины», «Криогенная техника». Чтобы облегчить освоение новых методов теплового и гидродинамического расчетов, в книге наряду с изложением современных представлений теории и ознакомлением с новыми количественными зависимостями приводятся примеры расчетов ряда аппаратов.

Пособие написано группой авторов, преподающих в Московском энергетическом институте и Московском институте химического машиностроения.

Авторы выражают благодарность рецензентам — коллективу кафедры технической термодинамики МХТИ им. Д. И. Менделеева (зав. кафедрой — д-р техн. наук, проф. *А. В. Чечеткин*) и д-ру техн. наук, проф. *Л. Ф. Федорову* — за ряд ценных замечаний по рукописи учебного пособия.

Авторы

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

В принятых XXVII съездом КПСС «Основных направлениях экономического и социального развития СССР на 1986—1990 годы и на перспективу до 2000 года» особое внимание уделено ускорению перевода экономики на путь интенсивного развития. Увеличение темпов интенсификации технологических процессов, дальнейшее повышение технического уровня производства в соответствии с решениями апрельского (1985 г.) Пленума ЦК КПСС должны во все большей мере становиться основными направлениями в деятельности советских ученых. В энергетической, химической и ряде других отраслей промышленности процессы гидродинамики и теплообмена в парожидкостных средах определяют основные габариты и профиль многих аппаратов, и только при глубоких знаниях развития этих процессов возможно повышение производительности таких установок и качества *вырабатываемой ими продукции*. Обобщению обширных теоретических и экспериментальных данных, накопленных в этой области, разработке и систематизации наиболее совершенных методов расчета гидродинамики и теплообмена в условиях парообразования (условиях, наиболее характерных для многих аппаратов теплоэнергетики, химической технологии, пищевой промышленности, холодильной техники и пр.) посвящена данная книга.

Первое издание книги получило высокую оценку в ряде опубликованных рецензий, и авторы книги награждены Академией наук СССР премией им. *И. И. Ползунова*. Однако со времени выхода его в печати появились многие новые экспериментальные и теоретические исследования, которые существенно расширили представления о механизме процессов гидродинамики и теплообмена при парообразовании и позволили в ряде случаев предложить более совершенные зависимости, описывающие эти процессы, и методики расчета.

Кроме того, в процессе обсуждения первого издания книги авторам было рекомендовано рассмотреть некоторые дополнительные

разделы. Все это послужило основанием для выпуска второго, а затем и третьего изданий.

Эти издания существенно расширены. В них наряду с результатами, появившимися в печати и полученными в исследованиях авторами в самые последние годы, включены также некоторые новые разделы: «Гидродинамика барботажного слоя при падении давления», «Гидродинамика и теплообмен в жидких пленках», «Кипение на поверхностях с капиллярно-пористыми покрытиями», «Влияние неравномерности обогрева на критические тепловые потоки» и др.

Книга обобщает исследования, проведенные по гидродинамике и теплообмену при генерации пара (в том числе и работы авторов книги) за последние 20—25 лет. Так же как в первом издании, она может быть использована при изучении курсов «Внутрикотловые процессы», «Процессы и аппараты химической технологии», «Холодильные и компрессорные машины», «Криогенная техника», при курсовом и дипломном проектировании аппаратов, в которых протекают рассматриваемые в ней процессы, а также при конструкторских расчетах и проектировании таких аппаратов в промышленности.

Авторы выражают благодарность рецензенту по второму изданию книги д-ру техн. наук, проф. *Г. Н. Даниловой* (кафедра «Теоретические основы тепло- и хладотехники» ЛТИХП), а также профессорам *В. И. Петровичеву, С. Н. Шорину, П. Г. Романкову, В. Ф. Фролову, Ю. А. Кириченко* и доц. *А. А. Волошко* за весьма ценные советы, высказанные в опубликованных рецензиях и непосредственно в беседах с ними.

Авторы

Часть первая
Гидродинамика двухфазного потока

ГЛАВА 1
ДВИЖЕНИЕ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В ВЕРТИКАЛЬНЫХ И ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБАХ

§ 1.1. Общие соотношения

Движение двухфазного потока имеет ряд особенностей. Эти особенности связаны прежде всего с гидромеханическим взаимодействием фаз между собой и с твердой стенкой и изменениями, вносимыми в гидродинамику потока фазовыми переходами. При этом, даже в том случае, когда движение протекает адиабатно (без подвода теплоты), не учитывать влияние фазовых превращений во многих случаях нельзя.

При движении парожидкостного потока абсолютные скорости паровой и жидкой фаз различны. В подъемных трубах скорость перемещений паровой фазы выше скорости жидкой фазы, а в опускных — ниже. Вследствие этого данные по расходу среды (или даже расходам отдельных фаз), геометрии канала и физическим свойствам жидкости и пара еще не дают достаточно полного представления о гидродинамике потока. Поэтому для характеристики двухфазного потока наряду с величинами, рассчитанными по уравнениям материального и теплового баланса, приходится вводить величины, определение которых ведется с учетом особенностей движения отдельных фаз. Параметры, рассчитанные по уравнениям материального и теплового баланса, принято называть *расходными параметрами*, а величины, характеризующие движение каждой из фаз в отдельности или гидродинамику потока в целом (с учетом особенностей движения отдельных фаз), — *истинными параметрами*.

Основными расходными параметрами двухфазного потока являются приведенная скорость жидкости w_0', приведенная скорость пара w_0'', массовое, рассчитанное по тепловому балансу паросодержание x и объемное расходное паросодержание β.

Приведенные скорости определяют из соотношений

$$\left.\begin{aligned} w_0' &= V'/A, \\ w_0'' &= V''/A, \end{aligned}\right\} \qquad (1.1)$$

а массовое и объемное паросодержания — из зависимостей

$$\left.\begin{aligned} x &= G''/(G''+G'), \\ \beta &= V''/(V''+V'). \end{aligned}\right\} \qquad (1.2)$$

Здесь V' и V'' — объемные расходы жидкости и пара, м³/с; G' и G'' — массовые расходы жидкости и пара, кг/с; A — площадь сечения канала, м² *.

Как видно из соотношения (1.1), *приведенной скоростью* называется средняя скорость, которую имела бы жидкая или паровая фаза при заполнении всего сечения канала; w_0' и w_0'' представляют собой также объемы жидкости и пара, протекающие через единицу площади поперечного сечения канала в единицу времени.

Объемное расходное паросодержание может быть определено также по формуле

$$\beta = w_0''A/[A(w_0''+w_0')] = w_0''/(w_0''+w_0') . \qquad (1.3)$$

Движение среды характеризуется также массовой скоростью, т. е. отношением массового расхода в единицу времени G к площади поперечного сечения канала A. Обычно эту скорость обозначают в виде произведения

$$\rho w = G/A, \qquad (1.4)$$

где w и ρ — скорость и плотность среды соответственно.

При движении двухфазного потока вдоль обогреваемого канала постоянного сечения линейные скорости w_0' и w_0'' и массовые скорости отдельных фаз $\rho' w'$ и $\rho'' w''$ изменяются за счет фазовых превращений. Это происходит потому, что часть жидкости из-за подвода теплоты и уменьшения давления испаряется. Некоторое влияние на изменение скоростей пара и жидкости оказывает также уменьшение плотности пара. Однако массовая скорость, определенная по общему расходу [уравнение (1.4)], остается постоянной. Неизменной остается также и скорость

$$w_0 = \rho w/\rho' = G/(A\rho'), \qquad (1.5)$$

представляющая собой отношение массовой скорости всего потока к плотности жидкой фазы при температуре насыщения. Эта величина, широко используемая в технических расчетах, называется *скоростью циркуляции*. Ее можно представить себе как скорость жидкости в сечении канала, где начинается парообразование (при $x=0$), если сечение канала здесь сохраняется таким же, как и в рассматриваемых условиях

Истинные параметры потока легко могут быть определены, если известна часть площади сечения канала, занимаемая той или иной фазой. В расчетах обычно пользуются значением, определяющим часть сечения, занимаемого паровой фазой,

$$\varphi = A''/A,$$

где A'' — сечение, занимаемое паром.

* В дальнейшем для краткости площадь сечения канала A будем называть *сечением*.

Эта величина называется также *истинным объемным паросодержанием.*

Из зависимости $G''=\rho''w_0''A=\rho''w''\varphi A$ легко установить, что истинная скорость пара

$$w''=w_0''/\varphi. \tag{1.6}$$

Составив аналогичное уравнение материального баланса для жидкой фазы, установим, что истинная скорость **жидкой фазы**

$$w'=w_0'/(1-\varphi). \tag{1.7}$$

По значениям w' и w'' легко определить истинные массовые скорости отдельных фаз. Относительную скорость фаз

$$w_{отн}=w''-w' \tag{1.8}$$

называют *скоростью скольжения* (или скольжением).

Основной причиной возникновения относительной скорости $w_{отн}$ является то, что на объемы жидкости и пара, заключенные между двумя сечениями канала, действует одна и та же сила. (Градиентом давления по нормали к оси трубы здесь, так же как и в однофазном потоке, можно пренебречь.) Под действием этой силы при подъемном движении фаза, обладающая меньшей плотностью, получает большее ускорение, при опускном — меньшее. Таким образом, при подъемном движении двухфазного потока $w_{отн}>0$, при опускном $w_{отн}<0$. В горизонтальных трубах при очень небольших паросодержаниях, когда паровая фаза увлекается жидкой в виде отдельных пузырей, скорость скольжения тоже может принимать отрицательные значения. Однако с увеличением паросодержания потока скорость паровой фазы здесь также становится выше w'.

Чаще всего истинные скорости движения пара и жидкости заметно различаются между собой. Несмотря на это, в технических расчетах часто приходится иметь дело с величинами, рассчитанными без учета скольжения, т. е. при рассмотрении среды как гомогенной смеси. Скорость такой смеси окажется равной сумме приведенных скоростей отдельных фаз, т. е.

$$w_{см}=(V'+V'')/A=w_0'+w_0''. \tag{1.9}$$

Из уравнения материального баланса $G=G'+G''$ легко установить, что скорость циркуляции в зависимости от w_0' и w_0'' определяется уравнением

$$w_0=w_0'+(\rho''/\rho')\,w_0''. \tag{1.10}$$

Заменив в уравнении (1.9) приведенную скорость w_0' значением, определенным из уравнения (1.10), после преобразования получим

$$w_{см}=w_0\left[1+\frac{w_0''}{w_0'}\,\frac{(\rho'-\rho'')}{\rho'}\right], \tag{1.11}$$

или

$$w_{см}=w_0\left[1+x\left(\frac{\rho'}{\rho''}-1\right)\right].$$

Значение средней плотности смеси может быть установлено из выражения $\rho_{см}V_{см}=\rho''V''+\rho'V'$, которое может быть записано также в виде $\rho_{см}V_{см}=\rho''\beta V_{см}+\rho'(1-\beta)V_{см}$, откуда

$$\rho_{см}=\rho''\beta+\rho'(1-\beta). \qquad (1.12)$$

Средняя плотность смеси может быть также определена из зависимости

$$1/\rho_{см}=v_{см}=v''x+v'(1-x).$$

Истинное среднее значение плотности двухфазной среды $\rho_{ист}$ отличается от $\rho_{см}$. Эта величина (как и другие истинные параметры потока) может быть определена, если известна доля сечения, занятая паровой фазой φ, по уравнению, аналогичному зависимости (1.12):

$$\rho_{ист}=\rho''\varphi+\rho'(1-\varphi). \qquad (1.13)$$

Из приведенных зависимостей видно, что при $\varphi=\beta$ истинные скорости w' и w'' равны между собой и равны скорости смеси $w_{см}$, а $\rho_{ист}=\rho_{см}$.

§ 1.2. Режимы течения двухфазного потока

Режим течения двухфазного потока зависит от теплофизических свойств жидкости и пара, расходов отдельных фаз и от размеров и положения трубы в пространстве. Визуальные наблюдения и киносъемки показали, что в вертикальных трубах в основном существуют четыре режима течения: пузырьковый (рис. 1.1, *а*), снарядный (рис. 1.1, *б*), кольцевой или дисперсно-кольцевой (рис. 1.1, *в*) и эмульсионный (рис. 1.1, *г*).

Пузырьковый режим устанавливается при низких паросодержаниях. В этих условиях пар движется в потоке жидкости в виде отдельных пузырей небольшого диаметра (1—3 мм). В центре концентрация пузырей обычно выше, чем в слоях, расположенных ближе к стенке.

С увеличением паросодержания x пузыри сливаются в крупные образования. Эти снарядообразные пузыри, проходящие через большую часть сечения канала, разделены прослойкой жидкости, в которой, так же как и при пузырьковом режиме, движутся небольшие пузырьки пара. При низких давлениях снарядообразные пузыри достигают длин до 1 м и более. С дальнейшим увеличением x пузыри-снаряды сливаются и устанавливается кольцевое течение. При этом режиме жидкость также движется вдоль стенки трубы, однако толщина кольца жидкости (при паросодержаниях, не намного отличающихся от тех, которые имели место в условиях существования снарядного режима) здесь значительно больше. Когда при

этом режиме часть этой жидкости срывается потоком пара, в самом паровом стержне движутся отдельные капли жидкости, число которых тем выше, чем больше x (дисперсно-кольцевой режим). Дальнейшее возрастание паросодержания приводит к эмульсионному режиму течения паровой смеси, когда почти вся жидкость более

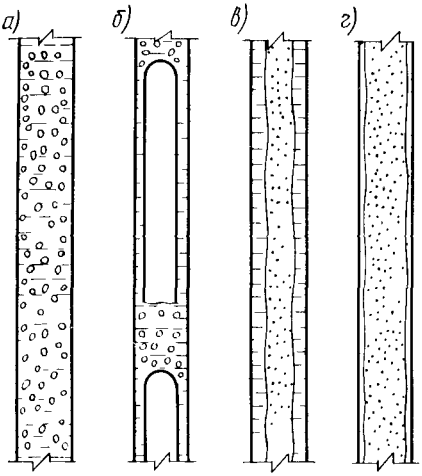


Рис. 1.1. Режимы течения парожидкостного потока в вертикальных трубах

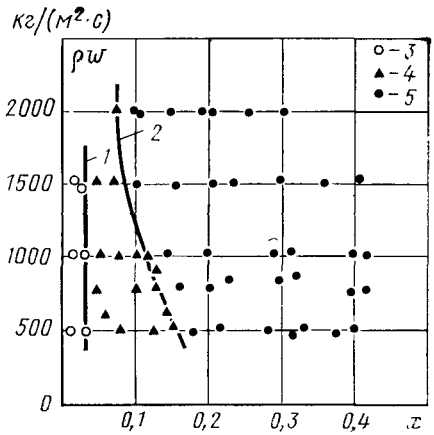


Рис. 1.2. Карта режимов течения пароводяного потока ($p=7{,}0$ МПа):

1, 2 — граница пузырькового и дисперсно-кольцевого режимов соответственно; *3, 4, 5* — опытные данные по пузырьковому, снарядному и дисперсно кольцевому режимам

или менее равномерно распределена по всему сечению трубы. При отсутствии обогрева тонкая пленка в этих режимах все же сохраняется, так как часть капель непрерывно выпадает на стенку. С увеличением толщины пленки отрыв частиц жидкости потоком протекает более интенсивно, поэтому для определенного режима равновесие между количеством жидкости, выпадающей на стенку в виде капель и отрываемой от пленки потоком, устанавливается при определенной толщине пленки. Наличие обогрева может привести к исчезновению жидкой пленки. Такой режим в обогреваемых трубах иногда называют *режимом сухой стенки.*

На рис. 1.2 приведены типичные кривые, устанавливающие границы перехода от одного режима к другому [124]. Как видно из рисунка, область существования пузырькового режима невелика. При больших расходах [в рассматриваемой работе при режимах, когда $\rho w > 1700 \div 2000$ кг/(м²·с)] снарядный режим вообще не наблюдается, т. е. пузырьковый режим сменяется непосредственно дисперсно-кольцевым. В потоках с меньшими значениями массового расхода ρw дисперсно-кольцевой режим наступает при более высоких паросодержаниях x.

В прямоточном парогенераторе по мере движения потока один режим переходит в другой и, следовательно, в каждом витке могут существовать все четыре режима. Однако с увеличением давления снарядный режим становится все более неустойчивым и при давлениях выше 3,5—4,0 МПа пузырьковый режим непосредственно переходит в кольцевой.

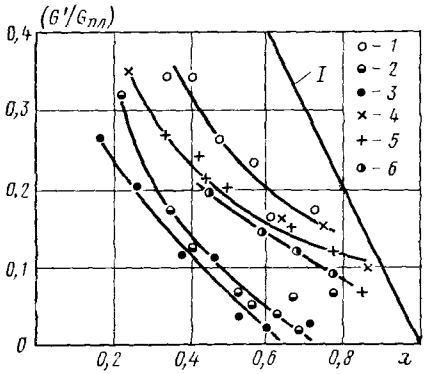


Рис. 1.3. Относительный расход жидкости в пленке $(G'/G)_{пл}$ в зависимости от паросодержания потока фреона-12.

1, 2, 3 — d=8 мм, p=1,06 МПа, ρw= =500, 1000 и 2000 кг/(м² с) соответственно, *4, 5, 6* — d=14 мм, ρw=475 кг/(м² с), p=1,06, 1,55 и 2,26 МПа соответственно, *I* — по зависимости $G_ж/G=1-x$

Изменение относительного расхода жидкости в слое, прилегающем к стенке трубы $(G'/G)_{пл}$, при дисперсно-кольцевых режимах течения парожидкостных потоков показано на рис. 1.3. Как видно из рисунка, отношение количества жидкости G', протекающей в пленке, к общему расходу пара и жидкости G уменьшается с ростом паросодержания потока x, массовой скорости ρw и диаметра трубы d.

На рис. 1.4 приведены кривые, показывающие изменение относительных расходов жидкости в ядре парожидкостного потока в зависимости от x при адиабатном течении, а на рис. 1.5 — кривые при различных плотностях теплового потока q и в условиях, когда $q=0$. На всех этих рисунках нанесены также линии *I*, определяющие значения расхода жидкости в пленке или ядре потока, которые имели бы место в условиях, когда вся жидкость протекает в слое, прилегающем к стенке (рис. 1.3), или переносится паровым потоком (рис. 1.4 и 1.5). В других случаях (т. е. когда жидкость течет в пленке и переносится в ядре потока) линии *I* определяют значения $(G'/G)_{пл}+G'/G)_{яд}$ в зависимости от паросодержания. С возрастанием паросодержания x эта сумма, конечно, уменьшается, так как

$$(G'/G)_{пл}+(G'/G)_{яд}+x=1,$$

и общее уменьшение относительного расхода жидкости в пленке и ядре потока должно соответствовать увеличению паросодержания потока. Кривые изменения $(G'/G)_{яд}$ при наличии обогрева всегда положе кривых, построенных при $q=0$, и, следовательно, количество жидкости, содержащейся в ядре потока, в обогреваемой трубе при одних и тех же паросодержаниях потока всегда выше, чем в необогреваемой. Это показывает, что при обогреве количество жидкости в пленке уменьшается не только потому, что часть ее испаряется, но и потому, что в процессе парообразования создают-

ся более благоприятные условия для отрыва жидкости от стенки канала.

В обогреваемых каналах пузырьки появляются еще до того, как средняя температура жидкости достигает температуры насыщения $t_н$. Образуются они на стенке, когда температура ее несколько пре-

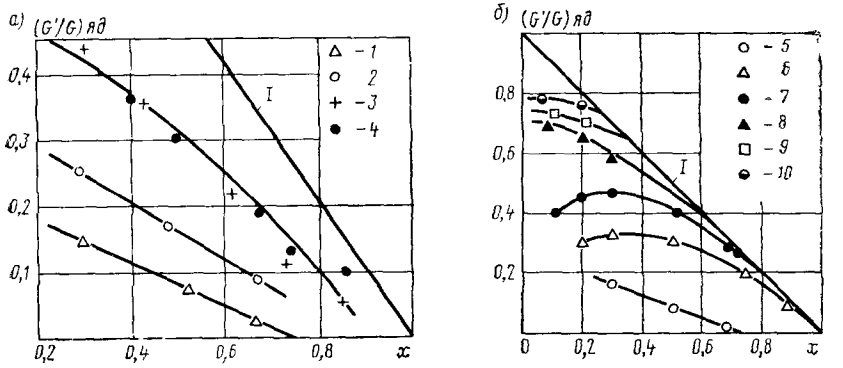


Рис. 1.4. Относительный расход жидкости в ядре пароводяного потока $(G'/G)_{ядр}$ *в зависимости от паросодержания* x:

а — при различных давлениях и ρw=500 кг/(м² с), *б* — при одном давлении (p=7,0 МПа) и различных значениях массовой скорости ρw, *1, 2* — пароводяной поток при p=6,85 и 9,8 МПа соответственно (d=13,4 мм), *3, 4* — поток фреона-12, p=1,06÷1,5 МПа (d=14 0 мм), *5—10* — пароводяной поток при ρw=500, 1000, 2000, 3000 и 4000 кг/(м² с) (d=13,0 мм), *I* — $\left[\left(\frac{G'}{G}\right)_{пл}+\left(\frac{G'}{G}\right)_{ядр}\right]=1-x$

вышает $t_н$. Достигнув определенного размера, пузырь сносится потоком, оставаясь *сначала на* стенке, а затем отрываясь от нее. При больших недогревах до $t_н$ пузырь конденсируется в ближайших слоях потока; когда средняя температура жидкости отличается от

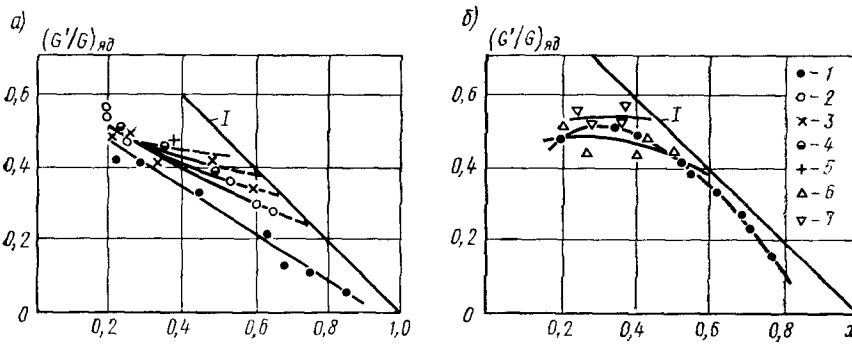


Рис. 1.5. Влияние теплового потока на относительный расход жидкости в ядре потока фреона-12 при различных значениях ρw (p=1,06 МПа):

а — ρw=500 кг/(м² с) (d=14,6 мм); *б* — ρw=1000 кг/(м² с) (d=8 мм); *1* — q=0, *2* — q=0 0765 МВт/м², *3* — 0 103 МВт/м², *4* — 0,13 МВт/м², *5* — 0,171 МВт/м²; *6* — 0,078 МВт/м², *7* — 0,137 МВт/м², *I* — $(G'/G)_{пл}+(G'/G)_{ядр}=1-x$

температуры насыщения незначительно, пузыри могут проникнуть в ядро потока. Распределение пузырей в потоке на участке парогенератора, где устанавливается пузырьковый режим, имеет вид, показанный на рис. 1.6.

При опускном движении среды наблюдаются те же режимы, однако в этих условиях скорость пара ниже скорости движения воды. Поэтому при всех режимах доля сечения, занятая паром, здесь выше, чем при подъемном движении и тех же β. Кроме того, при низких скоростях жидкости в опускных трубах может наблюдаться подъемное движение пара или подъемное движение при периодических застоях. (Захват пара с последующим застоем и подъемным движением наблюдается

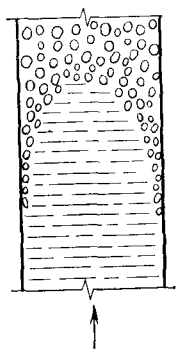


Рис. 1.6. Пузырьковый режим течения в зоне начала парообразования

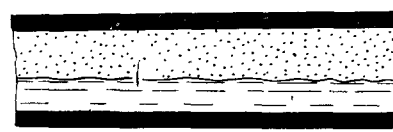


Рис. 1.7. Расслоенный режим течения парожидкостного потока

при неустойчивых гидродинамических режимах и в необогреваемых опускных трубах.)

В горизонтальных и наклонных трубах при больших скоростях жидкости наблюдаются такие же режимы течения, как и в вертикальных. Однако с уменьшением скорости и угла наклона трубы к горизонту поток становится все более асимметричным (в верхней части сечения трубы паросодержание выше, чем в нижней). При этом в горизонтальных и в трубах, имеющих малый наклон, возможны расслоенные режимы течения (рис. 1.7). Расслоенные режимы могут возникать также в изогнутых трубах, где под действием центробежных сил жидкость отжимается к наружной образующей гиба, а пар — к внутренней. Однако это наблюдается только при низких паросодержаниях. При высоких паросодержаниях поперечные циркуляционные токи создают устойчивую жидкостную пленку по всему периметру трубы.

Рассмотренные режимы течения характерны для потоков, жидкая фаза которых смачивает стенку трубы. Когда жидкость не смачивает материал трубы, то сначала (при низких паросодержаниях) пар прорывается между стенкой и потоком жидкости, а затем, с увеличением паросодержания, полностью оттесняет ядро потока, образуя обращенный кольцевой режим [93]. Такие режимы наблюдаются при течении, например, ртути в стальных трубах, а также при пленочном кипении воды и других жидкостей в трубах (см. гл. 9).

§ 1.3. Уравнения движения двухфазного потока

В настоящее время существуют в основном два подхода в рассмотрении движения и переноса массы и энергии в двухфазных потоках [35]. При одном подходе движение и процессы переноса рассматриваются для каждой из фаз в отдельности и полученные при этом зависимости связываются в систему условиями, характеризующими протекание этих процессов на границе раздела фаз [86]. Другой метод состоит в том, что фазы считаются распределенными одна в другой по определенному закону распределения [156, 157]. При таком подходе либо одна из фаз, либо обе фазы считаются во всем рассматриваемом объеме непрерывными и уравнения, характеризующие протекание процесса в них, записываются для среды в целом. Во всех случаях наряду с уравнениями движения и переноса задаются условия на границах между средой и поверхностями твердого тела, ограничивающими ее. Здесь в общем виде (в трехмерной форме) рассмотрены система уравнений, описывающих движение для каждой из фаз в отдельности, и граничные условия, связывающие эти уравнения. Кроме того, рассмотрено уравнение движения, записанное в гидравлической форме, которое отражает другой подход к решению данной задачи, однако рассматривается оно в более простом, одномерном виде.

Уравнение движения (уравнение Навье — Стокса) для жидкой фазы имеет вид

$$\rho' \frac{D\vec{w}'}{d\tau} = \rho'\vec{g} - \overline{V}p + \mu'\overline{V}^2\vec{w}' \qquad (1.14)$$

или в проекциях на оси x, y и z

$$\begin{cases} \rho' \dfrac{Dw'_x}{d\tau} = -\dfrac{\partial p}{\partial x} + \mu' \left(\dfrac{\partial^2 w'_x}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 w'_x}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2 w'_x}{\partial z^2} \right), \\ \rho' \dfrac{Dw'_y}{d\tau} = \rho' g - \dfrac{\partial p}{\partial y} + \mu' \left(\dfrac{\partial^2 w'_y}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 w'_y}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2 w'_y}{\partial z^2} \right), \\ \rho' \dfrac{Dw'_z}{d\tau} = -\dfrac{\partial p}{\partial z} + \mu' \left(\dfrac{\partial^2 w'_z}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 w'_z}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2 w'_z}{\partial z^2} \right). \end{cases} \qquad (1.15)$$

Здесь

$$\begin{cases} \dfrac{Dw'_x}{d\tau} = \dfrac{\partial w'_x}{\partial \tau} + w'_x \dfrac{\partial w'_x}{\partial x} + w'_y \dfrac{\partial w'_x}{\partial y} + w'_z \dfrac{\partial w'_x}{\partial z}, \\ \dfrac{Dw'_y}{d\tau} = \dfrac{\partial w'_y}{\partial \tau} + w'_x \dfrac{\partial w'_y}{\partial x} + w'_y \dfrac{\partial w'_y}{\partial y} + w'_z \dfrac{\partial w'_y}{\partial z}, \\ \dfrac{Dw'_z}{d\tau} = \dfrac{\partial w'_z}{\partial \tau} + w'_x \dfrac{\partial w'_z}{\partial x} + w'_y \dfrac{\partial w'_z}{\partial y} + w'_z \dfrac{\partial w'_z}{\partial z}. \end{cases}$$

В уравнениях (1.15) ось y совмещена с линией действия сил тяжести. Производные $\partial w_x/\partial\tau$, $\partial w_y/\partial\tau$ и $\partial w_z/\partial\tau$ характеризуют ло-

кальные изменения скорости во времени и при стационарном режиме равны нулю.

Уравнение движения для паровой фазы в векторном виде запишется так:

$$\rho'' \frac{D\vec{w}''}{d\tau} = (\rho'' - \rho')\vec{g} - \overline{V}p + \mu''\overline{V}^2\vec{w}''. \quad (1.16)$$

В проекциях на оси координат эта зависимость имеет вид, аналогичный уравнениям (1.15). В этих уравнениях p — давление, под которым находится рассматриваемый элемент жидкости, Па; μ' и μ'' — динамический коэффициент вязкости жидкости и пара Н·с/м^2; g — ускорение свободного падения, м/с^2.

Уравнения сплошности для жидкой и паровой фаз имеют вид

$$\operatorname{div}\vec{w}' = \partial w_x'/\partial x + \partial w_y'/\partial y + \partial w_z'/\partial z = 0. \quad (1.17)$$

$$\operatorname{div}\vec{w}'' = \partial w_x''/\partial x + \partial w_y''/\partial y + \partial w_z''/\partial z = 0. \quad (1.18)$$

Уравнения (1.14), (1.16), (1.17), (1.18) описывают движение жидкой и паровой фаз. На границах раздела фаз имеют место механическое взаимодействие, массообмен и в общем случае переток теплоты. Механическое взаимодействие характеризуется равенством касательных напряжений со стороны жидкости и пара на границе раздела фаз, т. е. зависимостью

$$\mu'(\partial w'/\partial n)_{гр} = \mu''(\partial w''/\partial n)_{гр}. \quad (1.19)$$

Массообмен связан с переходом вещества из одной фазы в другую; следовательно, для границы раздела справедливо равенство

$$(\rho' w_n')_{гр} = (\rho'' w_n'')_{гр}. \quad (1.20)$$

При наличии обмена теплотой (если принять, что теплопередача происходит через некоторый слой жидкости на границе раздела фаз) должна быть справедливой также зависимость

$$-\lambda'(\partial t/\partial n)_{гр} = r\rho'' w_n'', \quad (1.21)$$

где r — теплота парообразования, Дж/кг; λ' — теплопроводность жидкости, Вт/(м·°С).

В приведенных выражениях w_n' и w_n'' — скорости жидкой и паровой фаз, обусловленные испарением, нормальные к поверхности раздела фаз.

В работах [86, 87] приведенная выше система уравнений дополнена зависимостями, определяющими перепад давлений, который вызывается кривизной раздела фаз (уравнение Лапласа), и уравнением, определяющим температуру среды на границе раздела

Для парожидкостного потока, перемещающегося в трубе диаметром $d_{тр}$, движение можно рассматривать одномерным.

В такой форме уравнение движения принимает вид [193]

$$g[(1-\varphi)\rho'+\varphi\rho'']-\frac{\partial p}{\partial x}-\frac{4\tau_{\text{гр}}}{d_{\text{гр}}}=(1-\varphi)\rho'\left(\frac{\partial\overline{w}'}{\partial\tau}+\overline{w}'\frac{\partial\overline{w}'}{\partial x}\right)+$$

$$+\varphi\rho''\left(\frac{\partial\overline{w}''}{\partial\tau}+\overline{w}''\frac{\partial\overline{w}''}{\partial x}\right)+(\overline{w}''-\overline{w}')\left[\frac{\partial}{\partial\tau}(\varphi\rho'')+\frac{\partial}{\partial x}(\varphi\rho''\overline{w}'')\right] \quad (1.22)$$

или для стационарного потока

$$g[(1-\varphi)\rho'+\varphi\rho'']-\frac{dp}{dx}-\frac{4\tau_{\text{гр}}}{d_{\text{гр}}}=(1-\varphi)\rho'\overline{w}'\frac{d\overline{w}'}{dx}+\varphi\rho''\overline{w}''\frac{d\overline{w}''}{dx}+$$

$$+(\overline{w}''-\overline{w}')\frac{d}{dx}(\varphi\rho''\overline{w}''), \quad (1.23)$$

где $\overline{w}'$ и $\overline{w}''$ — истинные средние скорости фаз, м/с; $\tau_{\text{гр}}$ — касательное напряжение на стенке канала, Н/м²; $d_{\text{гр}}$ — диаметр трубы, м.

Заменив истинные средние скорости $\overline{w}'$ и $\overline{w}''$ их значениями из уравнений (1.6) и (1.7), для несжимаемых сред после преобразования получим [86, 157]

$$g\left[1-\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\varphi\right]-\frac{1}{\rho'}\frac{dp}{dx}-\frac{4\tau_{\text{гр}}}{\rho' d_{\text{гр}}}=\frac{2\rho' w_0'}{(1-\varphi)(\rho'-\rho'')}\frac{dw_0'}{dx}+$$

$$+\frac{w_0'^2}{1-\varphi}\frac{d\varphi}{dx}+\frac{\rho''}{\rho'}\left[\frac{w_0''}{\varphi}\frac{dw_0''}{dx}-\frac{w_0''^2}{\varphi}\frac{d\varphi}{dx}+\left(\frac{w_0''}{\varphi}-\frac{w_0'}{1-\varphi}\right)\times\right.$$

$$\left.\times\left(\frac{w_0'}{\varphi}\frac{d\varphi}{dx}+\varphi\frac{dw_0''}{dx}\right)\right]. \quad (1.24)$$

Уравнения (1.22) и (1.24) не учитывают влияния пульсаций, связанных с периодичностью процессов образования, роста и отрыва паровых пузырей, однако при достаточном количестве центров парообразования, когда процесс рассматривается в течение промежутков времени, значительно бо́льших периода отрыва паровых пузырей, такой подход является вполне допустимым. Уравнения действительны и при движении среды в необогреваемых трубах.

В общем виде уравнение сплошности двухфазного потока в гидравлической форме запишется так:

$$\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}-\frac{\partial w_0'}{\partial x}-\frac{\rho''}{\rho'}\frac{\partial w_0''}{\partial x}=0, \quad (1.25)$$

а для стационарного потока

$$\frac{dw_0'}{dx}+\frac{\rho''}{\rho'}\frac{dw_0''}{dx}=0. \quad (1.26)$$

§ 1.4. Основные числа подобия, характеризующие гидродинамику двухфазного потока

Приведенные выше уравнения могут быть записаны в безразмерном виде. Так, например, если выбрать за единицы переменных величин, входящих в уравнения (1.15), размеры величин l_0, w_0, $p_0(\Delta p_0)$, то эти переменные выразятся так:

$$x=Xl_0,\ w=Ww_0,\ p=Pp_0,\ \Delta p=P\Delta p_0,$$

а одно из уравнений (1.15) примет вид

$$\rho'\left[w_0W_x\frac{\partial(w_0W_y)}{\partial(l_0X)}+w_0W_y\frac{\partial(w_0W_y)}{\partial(l_0Y)}+w_0W_z\frac{\partial(w_0W_y)}{\partial(l_0Z)}\right]=$$

$$=\rho'g-\frac{\partial(p_0P)}{\partial(l_0Y)}+\mu\left[\frac{\partial^2(w_0W_y)}{\partial(l_0X)^2}+\frac{\partial^2(w_0W_y)}{\partial(l_0Y)^2}+\frac{\partial^2(w_0W_y)}{\partial(l_0Z)^2}\right] \quad (1.27)$$

или

$$\frac{\rho'w_0^2}{l_0}\left(W_x\frac{\partial W_y}{\partial X}+W_y\frac{\partial W_y}{\partial Y}+W_z\frac{\partial W_y}{\partial Z}\right)=\rho'g-\frac{p_0}{l_0}\frac{\partial P}{\partial Y}+$$

$$+\mu\frac{w_0}{l_0^2}\left(\frac{\partial^2W_y}{\partial X^2}+\frac{\partial^2W_y}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2W_y}{\partial Z^2}\right). \quad (1.28)$$

Уравнения (1.27) и (1.28) записаны для стационарного потока. Разделив все члены уравнения на $\rho'w_0^2/l_0$, получим

$$\left(W_x\frac{\partial W_y}{\partial X}+W_y\frac{\partial W_y}{\partial Y}+W_z\frac{\partial W_y}{\partial Z}\right)=\frac{gl_0}{w_0^2}-\frac{p_0}{\rho'w_0^2}\frac{\partial P}{\partial Y}+$$

$$+\frac{\mu}{\rho'w_0l_0}\left(\frac{\partial^2W_y}{\partial X^2}+\frac{\partial^2W_y}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2W_y}{\partial Z^2}\right),$$

или

$$\left(W_x\frac{\partial W_y}{\partial X}+W_y\frac{\partial W_y}{\partial Y}+W_z\frac{\partial W_y}{\partial Z}\right)=\frac{1}{\mathrm{Fr}}-\mathrm{Eu}\frac{p_0}{\Delta p_0}\frac{\partial P}{\partial Y}+$$

$$+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2W_y}{\partial X^2}+\frac{\partial^2W_y}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2W_y}{\partial Z^2}\right), \quad (1.29)$$

где $\mathrm{Fr}=w_0^2/(gl_0)$ — число Фруда; $\mathrm{Re}=w_0l_0/\nu$ — число Рейнольдса; $\mathrm{Eu}=\Delta p/(\rho w_0^2)$ — число Эйлера.

Подобным образом можно преобразовать другие уравнения системы (1.15) и все уравнения, описывающие рассматриваемое явление. Полученная при этом система состоит из безразмерных зависимостей, связывающих безразмерные переменные и безразмерные комплексы, составленные из величин, входящих в систему уравнений. Если число уравнений соответствует числу переменных (система замкнутая), то решение этой системы будет выражено только через обобщенные переменные (симплексы и комплексы).

Связь между этими переменными однозначна для всех явлений, описываемых данной системой уравнений, если она выражена в полученной таким образом системе обобщенных переменных. Поэтому такие переменные могут рассматриваться как обобщенные параметры уравнений описывающих явления, а также как обобщенные переменные, связь между которыми описывает все явления данного класса в интегральной форме.

Анализ уравнений движения двухфазного потока приводит к комплексным переменным Re, Eu и Fr, записанным для каждой из фаз.

Возможность комбинирования этих величин позволяет перейти от этой совокупности к системе, составленной из комплексных переменных Re′, Eu′ и Fr′, записанных для жидкой фазы, и симплексов ν'/ν'', ρ'/ρ'' и w'/w'' (или w_0'/w_0'').

Такие же совокупности переменных будут установлены из анализа уравнений движения, записанных в гидравлической форме. Однако здесь еще в явном виде выступает симплекс $\varphi = w_0''/w''$. При рассмотрении системы в трехмерной форме он может быть введен из анализа распределения фаз в потоке.

Рассматривая режимы движения и переноса теплоты в двухфазных потоках, С. С. Кутателадзе установил, что во многих случаях они могут быть определены значениями комплекса $k^2 = \rho'' w''^2/\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}$ [87, 88, 92, 93], который является произведением числа Fr и симплекса $\rho''/(\rho' - \rho'')$, когда за характерный линейный размер принята величина, пропорциональная отрывному диаметру пузыря.

Действительно, при $l \sim \sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}$

$$\mathrm{Fr}\,\frac{\rho''}{\rho' - \rho''} = \frac{w''^2}{gl_0}\,\frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \sim \frac{\rho'' w''^2}{\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}} = k^2.$$

Этот комплекс может рассматриваться как мера отношения силы инерции (динамического напора) к подъемной силе на границе раздела фаз. Если при этом под скоростью w'' понимать то значение ее, при котором происходит изменение структуры потока, то значение комплекса k можно будет рассматривать как критическое $k_{кр}$ для той формы движения или переноса теплоты, которая существовала при значениях $k < k_{кр}$ [87, 93].

Общая система обобщенных переменных, характеризующая рассматриваемую задачу, может быть получена из анализа всех уравнений, описывающих процесс, а также граничные и (для нестационарного процесса) временные условия. Если рассматриваемый гидродинамический процесс неадиабатный, то в общем случае в систему уравнений необходимо включить также уравнения распространения теплоты и соответствующие граничные условия, так как процессы теплопередачи в ряде случаев оказывают существенное влияние на гидродинамику. Однако в связи с тем, что теплопередача рассматривается во второй части этой книги, уравнения, описы-

вающие распространение теплоты в двухфазных средах и обобщенные зависимости по гидродинамике и теплообмену в этих условиях, будут приведены ниже (см. гл. 7).

§ 1.5. Истинные параметры потока

Определение истинных значений параметров двухфазного потока в различных сечениях канала является одной из основных задач гидродинамики. Без этих величин нельзя рассчитать теплопередачу и, следовательно, выбрать необходимые параметры сред и размеры поверхностей теплообмена, определить сопротивления на различных участках течения потока, выбрать надежные режимы и решить ряд других технических задач. Требуемые в расчетах истинные параметры легко могут быть установлены, если при принятых условиях (характеризуемых размерами и формой канала, количеством протекающих жидкой и паровой фаз и физическими свойствами среды) известна действительная средняя скорость движения одной из фаз или истинные объемные паросодержания. Аналитические методы определения этих величин основаны на ряде допущений и пока не приводят к достаточно точным результатам. Применяемые в расчетах зависимости обычно основываются на экспериментальных данных. Теоретический анализ при этом используется для установления общих связей между переменными и качественных соотношений между отдельными искомыми и определяющими величинами.

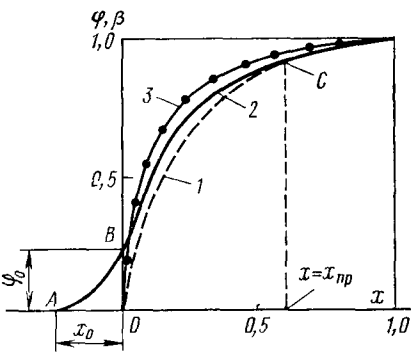


Рис. 1.8. Типичные кривые объемных паросодержаний φ и β в зависимости от x

1 — $\varphi=f(x)$ для адиабатного течения в канале *2* — $\varphi=f(x)$ для течения в обогреваемом канале, *3* — расходные объемные паросодержания $\beta=f(x)$

На рис. 1.8 приведена типичная кривая изменения истинного объемного паросодержания φ в зависимости от массового расходного паросодержания потока x при адиабатном течении ($q=0$) и при наличии обогрева ($q\neq 0$). Такие зависимости могут быть построены просвечиванием потока γ-излучением. Непосредственно из замеров по значениям интенсивности излучения при просвечивании канала, заполненного смесью, и канала, заполненного каждой из фаз в отдельности, устанавливается истинное значение плотности смеси $\rho_{ист}$. По значениям $\rho_{ист}$ легко определить φ [из уравнения (1.13)], а также w' и w'' [зависимости (1.6) и (1.7)].

Кривые, показанные на рис. 1.8, устанавливают зависимость $\varphi=f(x)$ для выбранного давления среды при постоянных значениях скорости циркуляции w_0 или массовой скорости ρw.

При равновесном адиабатном течении паровая фаза может существовать только тогда, когда температура стенки равна температуре насыщения $t_н$, а $x>0$. При наличии обогрева паровая фаза появляется в потоке еще до того, как температура его достигла $t_н$. Паросодержание потока определяется из выражения

$$x=(i_{см}-i')/r, \tag{1.30}$$

где $i_{см}$ и i' — энтальпии смеси и жидкости при температуре насыщения, Дж/кг.

Если под энтальпией смеси $i_{см}$ при условиях, когда $t<t_н$ (так же как и для условий, когда $t=t_н$), понимать среднюю расходную энтальпию потока $i_{пот}$, то x в этих условиях характеризует недогрев жидкости до температуры насыщения. Когда $i_{пот}<i'$, величина x имеет отрицательное значение, при $i_{пот}>i'$ (вплоть до условий, когда энтальпия потока равна энтальпии пара i'' при температуре насыщения) значения x положительны и равны массовому паросодержанию смеси. Величину, определяемую по уравнению (1.30), во всем рассматриваемом диапазоне энтальпий потока, включающем отрицательные значения x, называют часто *относительной энтальпией.*

Из рис. 1.8 видно, что как при наличии обогрева, так и тогда, когда $q=0$, с увеличением x истинное паросодержание также непрерывно возрастает. Однако если при $x=0$, когда обогрева нет, φ также равно нулю, то при наличии обогрева в этих условиях φ имеет определенное значение φ_0, а для небольших расходных паросодержаний, когда $q\neq0$, φ больше, чем при адиабатном течении. С увеличением x разница в значениях φ уменьшается и для некоторого $x=x_{пр}$ практически полностью исчезает. Чем больше тепловой поток, тем выше значение φ_0, и позже (при больших значениях $x_{пр}$) истинные паросодержания для условий, когда $q=0$ и $q\neq0$, становятся равными друг другу. С увеличением массовой скорости значения φ_0 и $x_{пр}$ уменьшаются.

На рисунке приведена также кривая $\beta=f(x)$. Так как объемное расходное паросодержание β связано с относительной энтальпией x зависимостью

$$\beta=1/[1+[(1-x)/x](\rho''/\rho')], \tag{1.31}$$

то очевидно, что эта кривая может быть построена непосредственно по расчетным данным. При подъемном движении потока скорость скольжения положительна и при всех значениях x для адиабатного течения $\beta\geqslant\varphi$ (при небольших значениях x объемное паросодержание $\beta>\varphi$; в дальнейшем с увеличением относительной энтальпии разница между значениями этих величин все более уменьшается). Когда $q\neq0$, соотношение между значениями φ и β качественно остается таким же почти во всем диапазоне положительных значений x, так как только при очень небольших значениях x истинное объемное паросодержание потока выше расходного.

На рис. 1.9 приведены значения объемных паросодержаний φ и β при адиабатном течении пароводяной смеси и при обогреве для

двух давлений при одном и том же значении массовой скорости [173]. Как видно из рисунка, качественно кривые не отличаются от приведенных на рис. 1.8. Однако легко заметить, что при одних и тех же x объемные паросодержания φ и β при более высоких давлениях ниже. Влияние теплового потока более заметно при отрицательных относительных энтальпиях.

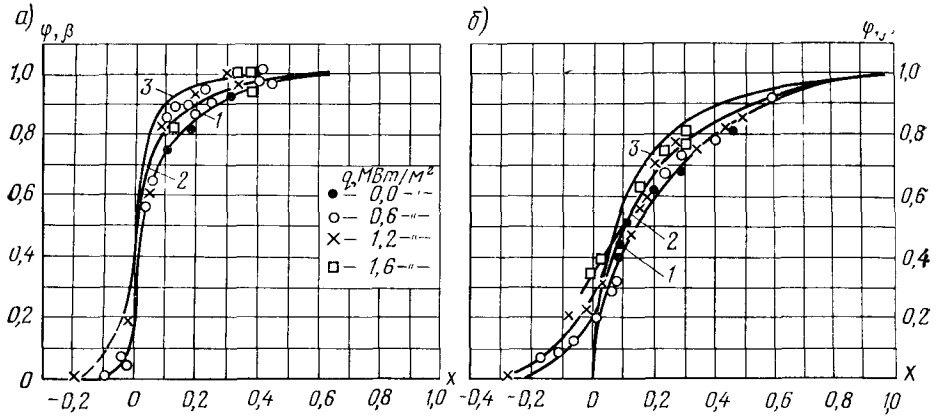


Рис. 1.9. Объемные паросодержания при давлениях 2,0 и 9,8 МПа и массовой скорости 400 кг/(м²·с):

а — p=2,0 МПа; *б* — p=9,8 МПа; *1, 2* — $\varphi=f(x)$; *3* — $\beta=f(x)$

В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал по движению пароводяных потоков в трубах и каналах. Эти данные легли в основу обобщенных зависимостей и номограмм, используемых в расчетах. В работе [180] получена критериальная зависимость, определяющая отношение $w''/w_{см}$ при адиабатном течении потока. Так как средняя расходная скорость смеси всегда известна, то по этой зависимости легко установить истинную среднюю скорость пара w'' и другие истинные параметры потока. Обобщенная критериальная формула, приведенная в [180], имеет вид

$$\frac{w''}{w_{см}}=1+3{,}7\left(\frac{\rho'-\rho''}{\rho'}\right)^{5}\left(\frac{\sqrt{\sigma(\rho' d)}}{w_{см}}\right)^{0{,}5}\left(\frac{w_{см}^2}{gd}\right)^{-n}, \qquad (1.32)$$

где σ — поверхностное натяжение жидкости, Н/м; d — диаметр трубы, м.

Как видно из рис. 1.10, это уравнение достаточно хорошо обобщает экспериментальные данные, полученные при различных режимах. Здесь показатель n при числе Фруда $Fr=w^2_{см}/(gd)$ определяется из выражения

$$n=0{,}25/(\exp 0{,}025 w_{см}\sqrt[4]{\rho/g\sigma}$$

или выбирается по графику рис. 1.11. Используемый в обобщении

комплекс $\rho w^4_{см}/(g\sigma)$ является произведением WeFr, где число Вебера $We=w^2_{см}\rho d/\sigma$ — мера отношения сил инерции к силам поверхностного натяжения.

Из приведенных выше зависимостей (1.6) и (1.7) следует

$$\varphi/(1-\varphi)=(w_0''/w_0')(w'/w'').$$

Но так как $w_0''/w_0'=\beta/(1-\beta)$, то после преобразования получим

$$\varphi=1/\{1+(w''/w')[(1-\beta)/\beta]\}. \qquad (1.33)$$

Отношение w''/w' называют *коэффициентом скольжения* S. В работах [111, 173] показано, что для адиабатного течения коэффициент скольжения может быть определен из зависимости

$$S=1+\frac{13{,}5(1-p/p_{кр})}{Fr_0^{5/12}Re_0^{1/6}}, \qquad (1.34)$$

где $Fr_0=w_0^2/(gd)$, а $Re_0=w_0 d/\nu'$.

Зависимость (1.34) установлена для движения пароводяного потока в вертикальных трубах. Для наклонных труб величины S, определенные для вертикальных труб, необходимо умножить на коэффициент

$$K_\alpha=1+(1-5\cdot10^{-6}Re)[1-(\alpha/90°)].$$

При течении потока в обогреваемых трубах кривые, отражающие изменение φ в области отрицательных относительных энтальпий, проходят через две характерные точки. Одна из них (точ-

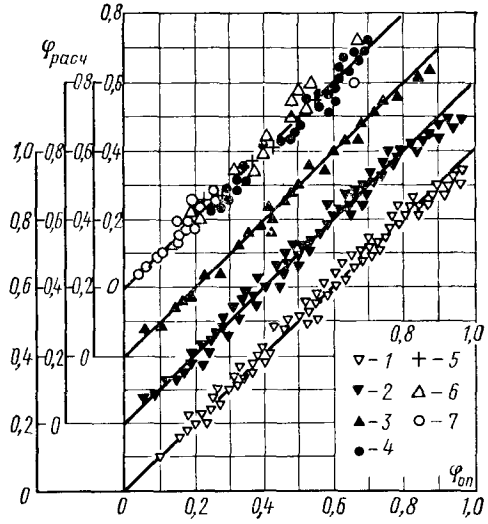


Рис. 1.10. Сопоставление опытных значений $\varphi_{оп}$ с расчетными $\varphi_{расч}$, определенными по формуле (1.32):

1 — $p=1{,}96\div11{,}75$ МПа (данные Н. И. Семенова и А. А Точигина); *2* — $p=1{,}96\div9{,}8$ МПа (данные Д. А. Лабунцова, И. П. Корнюхина и Э. А. Захаровой); *3* — $p=0{,}098$ МПа (данные А. А Арманда); *4* — $p=1{,}7\div17{,}65$ МПа, $d=63$ мм (данные С. Н. Мочана, М. М. Пржиялковского, Л. Л. Бачило и И. Н. Петровой); *5* — $p=1{,}66$ МПа, $d=238$ мм (данные Л. С. Стермана и А. В. Сурнова); *6* — $p=9{,}0$ МПа, $d=238$ мм (данные М. А. Стыриковича, А. В. Сурнова и Я. Г. Винокура); *7* — $p=1{,}08\div2{,}45$ МПа, $d=69$ мм (данные Берингера); *1, 2* — напорное движение пароводяной смеси; *3* — напорное движение воздуховодяной смеси, *4—7* — свободный уровень в трубах и барботаж

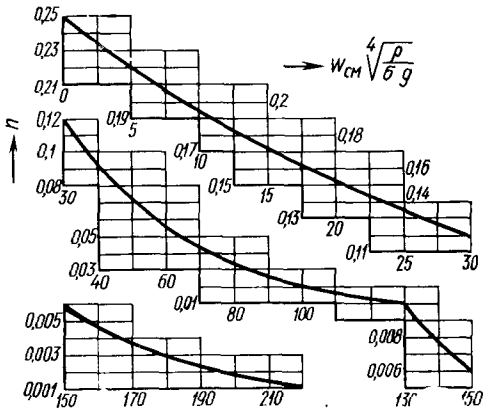


Рис. 1.11. Значение показателя n в формуле (1.32)

ка A на рис. 1 8) устанавливает начало парообразования ($\varphi=0$) и определяется величиной $x=-x_0$, другая находится на оси ординат ($x=0$) при $\varphi=\varphi_0$. Значения x_0 и φ_0 при этом устанавливаются зависимостями [111]*

$$x_0=-0{,}49\,[q/(\rho' w_0 r)]^{0,3}\,\mathrm{Re}_q^{0,4}\,(p/p_{кр})^{0,15} \tag{1.35}$$

и

$$\varphi=0{,}43\,[q/(\rho' w_0 r)]^{0,15}\,\mathrm{Re}_q^{0,2}\,(p/p_{кр})^{-0,225}. \tag{1.36}$$

Здесь

$$\mathrm{Re}_q=\frac{(q/\rho' r)\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}}{\nu'},$$

где q — поверхностная плотность теплового потока, кВт/м^2 **.

В числе Re_q в качестве скорости введена величина $q/(\rho' r)$, которая может рассматриваться как скорость испарения, а за определяющий размер принята величина $l_0=\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}$, которая пропорциональна отрывному диаметру пузыря. Критерий $[q/(\rho' r)]/w_0$ — мера отношения скорости испарения к скорости, с которой поток омывает данную поверхность, и в приведенных зависимостях отражает, насколько соотношение между этими величинами влияет на гидродинамические характеристики потока ***.

Формулы (1.35) и (1.36) установлены обработкой экспериментальных данных, полученных при движении пароводяного потока в обогреваемых трубах диаметром от 11,7 до 34,3 мм. Число Re_q при этом изменялось от $5\cdot10^3$ до 10^5, число $[q(\rho' r)]/w_0$ — от $1{,}7\cdot10^{-2}$ до 10^2, а отношение $p/p_{кр}$ — от 0,02 до 0,44.

В интервале относительных энтальпий $x_0\leqslant x\leqslant 0$ истинное объемное паросодержание пароводяного потока определяется из зависимости [111]

$$\varphi=\varphi_0\,[1-(x/x_0)]^{1,35}. \tag{1.37}$$

Приведенные формулы действительны, когда имеется участок гидродинамической стабилизации и относительная энтальпия среды на входе в канал $x_{вх}$ меньше x_0. При положительных значениях x влияние q на φ следует учитывать лишь до определенных значе-

---

* Зависимости, предложенные в работе [111], выражены в других обобщенных переменных Преобразование проведено авторами книги

** В дальнейшем поверхностную плотность теплового потока q будем называть плотностью теплового потока, так как объемная плотность теплового потока в данном учебном пособии не используется

*** Непосредственно это влияние отражается числом подобия $[q/(\rho'' r)]/w_0$, примененным впервые при обобщении данных по теплообмену при кипении в трубах [157, 158, 166] В работе [157] критерий $[q/(\rho'' r)]/w_0$ получен из рассмотрения системы дифференциальных уравнений, описывающих теплообмен при кипении жидкости в трубах в гидравлической форме Система обобщенных переменных при этом включает симплекс ρ'/ρ'', следовательно, это число можно вводить также в рассмотрение в виде $[q/(\rho' r)]w_0$

ний β. Эта предельная величина может быть установлена по формуле [111]

$$\beta_{пр}=3{,}22\,[q/(\rho' w_0 r)]^{0{,}2}. \qquad (1.38)$$

Предельное весовое паросодержание при этом может быть определено по уравнению

$$x_{пр}=1/[1+(\rho'/\rho'')[(1-\beta_{пр})/\beta_{пр}]], \qquad (1.39)$$

которое вытекает из зависимостей (1.31). Значения φ в интервале относительных энтальпий от $x=0$ до $x=x_{пр}$ определяются линейной интерполяцией. С достаточной точностью значения φ в зависимости от x при $q\neq 0$ могут устанавливаться по прямой, являющейся касательной к кривой $\varphi=f(x)$ при $q=0$ (см. рис. 1.8), проведенной из точки, определяющей значение φ при $x=0$.

Расчет циркуляции в паровых котлах и парогенераторах водяного пара ведется по нормативному методу гидравлического расчета [26, 103, 173]. Определение истинных паросодержаний здесь проводится с помощью номограмм, построенных по экспериментальным данным. В расчетах при подъемном движении потока в вертикальных трубах, когда $\beta\leqslant 0{,}9$, используется формула

$$\varphi=C\beta, \qquad (1.40)$$

в которой C выбирается по номограмме (рис. 1.12, *а*) в зависимости от скорости пароводяной смеси и давления.

При $\beta>0{,}9$ для прямоточных и многоходовых элементов котлов и парогенераторов истинные паросодержания φ определяются в зависимости от расходного паросодержания β по номограмме рис. 1.12, *б*. Коэффициент C при этом устанавливается по номограмме рис. 1.12, *а*, так же как и ранее, по значениям $w_{см}$ и p. Для элементов с многократной циркуляцией φ определяется по уравнению [26]

$$\varphi=\varphi_{0,9}+10(\beta-0{;}9)(\varphi_{заст}-\varphi_{0,9}),$$

где $\varphi_{0,9}$ — значение φ для $\beta=0{,}9$, определенное по номограмме рис. 1.12, *а*; $\varphi_{заст}$ — паросодержание в режиме застоя циркуляции для необогреваемых труб (см. ниже гл. 2, рис. 2.10 и 2.11).

Номограмма, показанная на рис 1.12, *а*, построена при скоростях смеси до 3,5 м/с. Когда $w_{см}>3{,}5$ м/с, расчет ведется при $w_{см}=3{,}5$ м/с. Паросодержание при $w_{см}>3{,}5$ м/с, когда $C=f(\beta)=$ $=\text{const}$, можно определить также по номограмме, приведенной на рис. 1.12, *в*.

Истинное паросодержание пароводяной смеси в наклонных трубах рассчитывается по формуле

$$\varphi_\alpha=K_\alpha\varphi, \qquad (1.41)$$

где φ — истинное паросодержание в вертикальной трубе; K_α — поправочный коэффициент на угол наклона α, отсчитываемый от горизонтали.

Значения коэффициента K_α принимаются по номограммам, приведенным на рис. 1.13.

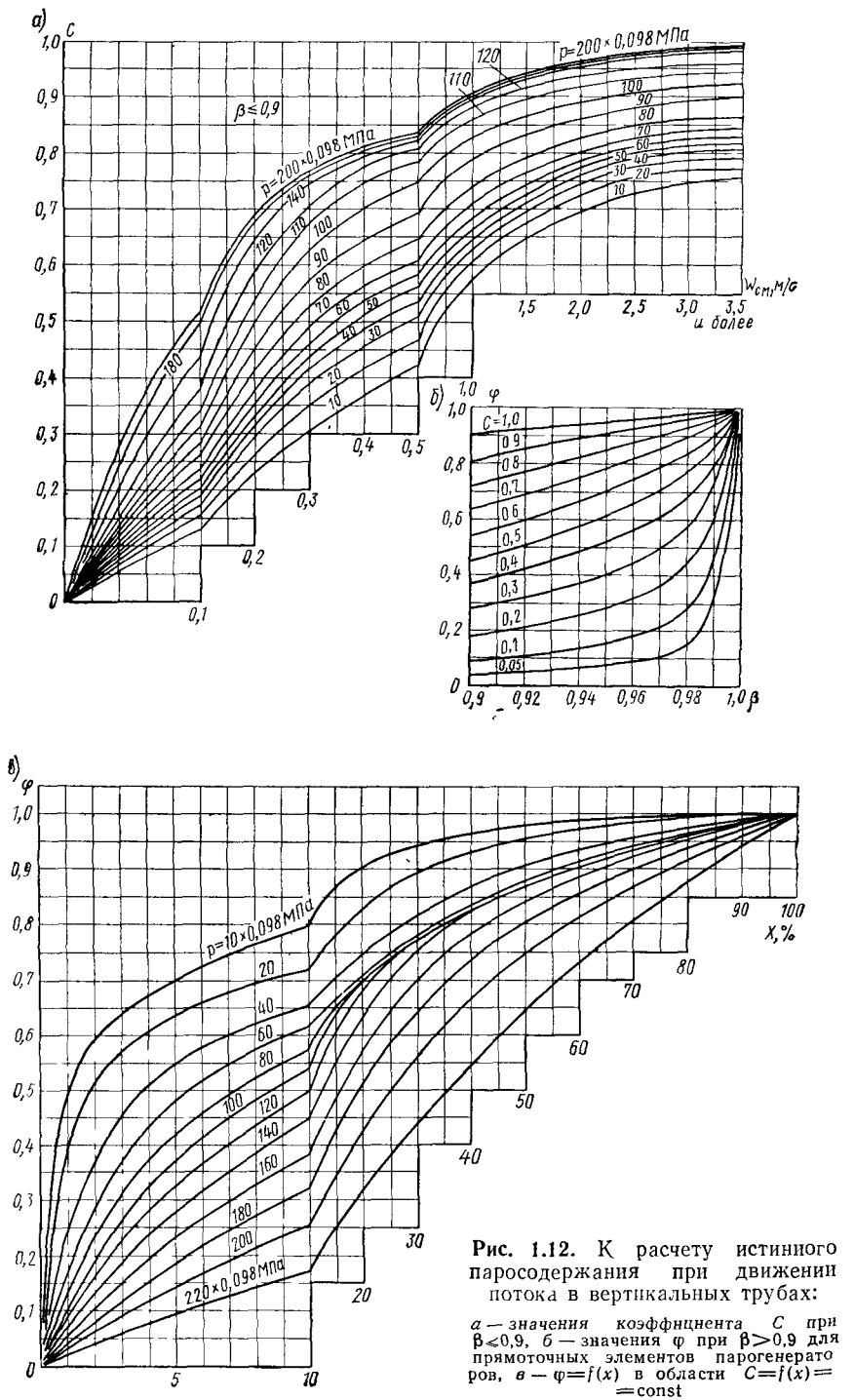


Рис. 1.12. К расчету истинного паросодержания при движении потока в вертикальных трубах:

а — значения коэффициента C при $\beta \leqslant 0{,}9$, *б — значения* φ *при* $\beta > 0{,}9$ *для прямоточных элементов парогенераторов, в —* $\varphi = f(x)$ *в области* $C = f(x) = \text{const}$

Здесь для давлений в интервале 1,0—8,0 МПа K_α выбирается по рис. 1.13, *а*; для давлений 8,0—10,0 МПа — по рис. 1.13, *б* интерполяцией между значениями коэффициента при 8,0 и 10,0 МПа,

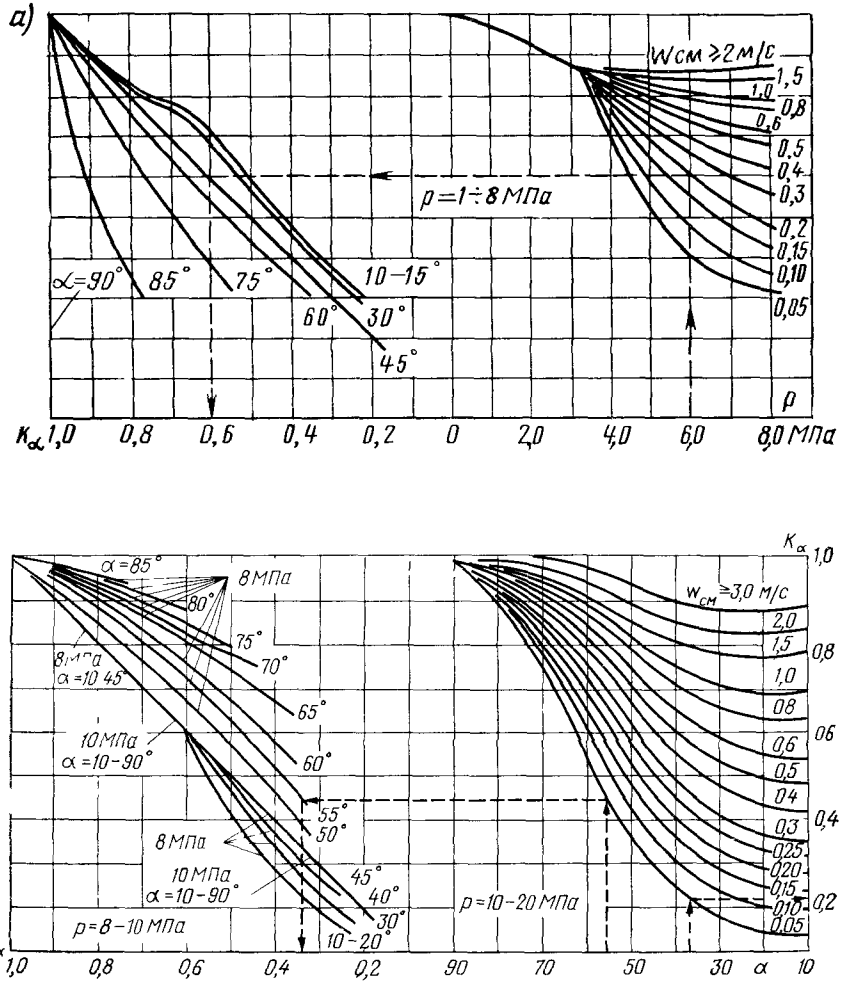


Рис. 1.13. Номограмма для определения коэффициента K_α :

а — p=1,0–8,0 МПа, *б* — p=8,0–20,0 МПа

а для давлений от 10,0 до 20,0 МПа — также по рис. 1.13, *б*, но по правой стороне номограммы.

При $\beta > 0{,}9$ для прямоточных элементов K_α определяется по формуле

$$K_\alpha = K_{\alpha(0,9)} + 10(\beta - 0{,}9)(1 - K_{\alpha(0,9)}),$$

где $K_{\alpha(0,9)}$ — значение коэффициента K_α при $\beta=0{,}9$.

При трубах диаметром 30 мм и более влияние диаметра не учитывается; для труб меньших размеров расчет ведется по скорости смеси, определяемой зависимостью

$$w_{\text{см.р}}=(0{,}173/\sqrt{d})\,w_{\text{см}},$$

где d — внутренний диаметр трубы, м.

При опускном движении пароводяной смеси $\varphi_{\text{оп}}>\beta$ и определяется по нормам расчета циркуляции двумя различными формулами в зависимости от β [26]. При паросодержаниях β, меньших некоторого граничного значения,

$$\varphi_{\text{оп}}=C_{\text{оп}}\beta; \tag{1.42}$$

при $\beta>\beta_{\text{гр}}$

$$\varphi_{\text{оп}}=C'_{\text{оп}}+(1-C'_{\text{оп}})\,\beta. \tag{1.43}$$

Граничное паросодержание $\beta_{\text{гр}}$, а также значения коэффициентов $C_{\text{оп}}$ и $C'_{\text{оп}}$ определяют по номограмме, показанной на рис. 1.14 (см. вкладку). Так, например, для давления $p=9{,}8$ МПа при скорости смеси $w_{\text{см}}=3$ м/с — по номограмме $\beta_{\text{гр}}=0{,}145$. Если при этом $w_0''=1{,}0$ м/с, а $w_0'=2{,}0$ м/с, то $\beta=1{,}0/3{,}0=0{,}33$. Следова-

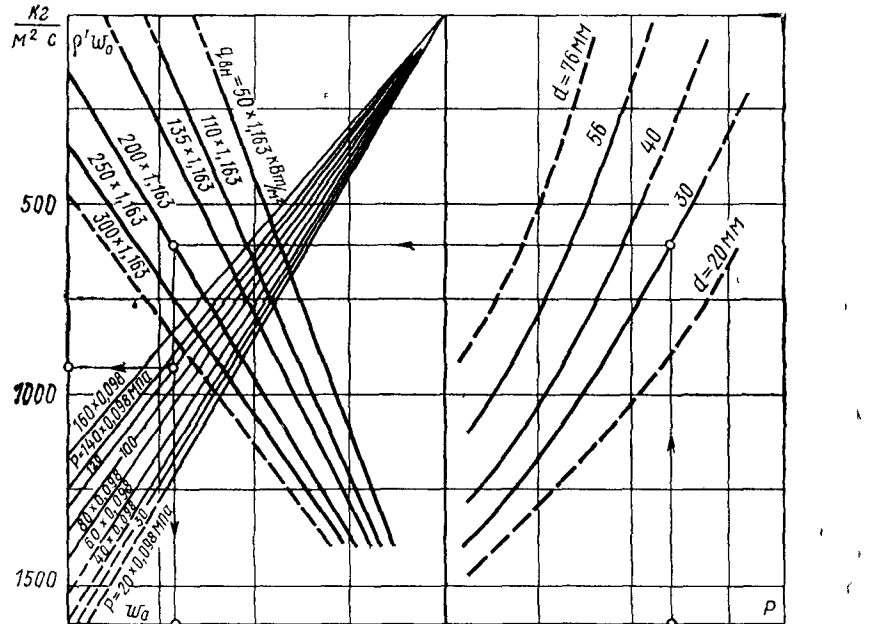


Рис. 1.15. Минимальные значения ρw_0, обеспечивающие отсутствие расслоения в горизонтальных трубах

тельно $\beta=0{,}33$ больше $\beta_{гр}=0{,}145$ и расчет надо вести по формуле (1.43). При этом $C'_{оп}=0{,}09$ и $\varphi_{оп}=0{,}09+(1-0{,}09)\cdot 0{,}33=0{,}39$.

Если $w_0''=0{,}4$ м/с, а $w_0'=2{,}6$ м/с, то $\beta=0{,}4/3{,}0=0{,}133$, т. е. $\beta<\beta_{гр}$, и в расчете необходимо воспользоваться формулой (1.42). По номограмме коэффициент $C_{оп}=1{,}5$; следовательно, $\varphi_{оп}=1{,}5\times 1{,}33=0{,}20$.

Номограмма, приведенная на рис. 1.14, построена для устойчивого опускного движения, т. е. при скоростях $w_{см}\geqslant 0{,}3$ м/с.

Влияние диаметра трубы учитывается при $d>70$ мм. В этих условиях расчет производится по значениям скорости смеси, определяемой из соотношения $w_{см\,р}=(0{,}265/\sqrt{d})w_{см}$ [26], где внутренний диаметр трубы также выражен в метрах.

В горизонтальных и наклонных обогреваемых трубах циркуляционных контуров следует предотвратить возможность образования расслоенных режимов течения двухфазного потока, так как при таких режимах ухудшается интенсивность теплообмена и в ряде случаев возможен заметный перегрев верхней части трубы. Чтобы достичь этого, в нормативном методе гидравлического расчета [26] рекомендовано выбирать массовые скорости в горизонтальных трубах не ниже величин, определяемых по номограмме, приведенной на рис. 1.15. В наклонных трубах при угле наклона α до 60° к горизонтали минимальные значения ρw_0 могут приниматься по зависимости

$$(\rho w_{0мин})_{накл}=(\rho' w_{0мин})_{гор}(60-\alpha)/60.$$

При $\alpha>60°$ расслоенные режимы обычно не наблюдаются.

§ 1.6. Гидравлические сопротивления

Общий перепад давления между двумя течениями канала, в котором движется парожидкостный поток (так же, как и при движении однофазной среды), складывается из перепадов, связанных с необходимостью преодолеть нивелирный напор $\Delta p_{нив}$, потери на трение $\Delta p_{тр}$ и местные сопротивления $\Delta p_{м.с}$, а также из перепада $\Delta p_{уск}$, теряемого в связи с изменением скоростей жидкой и паровой фаз (потери на ускорение). Таким образом,

$$\Delta p=\Delta p_{нив}+\Delta p_{тр}+\Delta p_{м.с}+\Delta p_{уск}. \qquad (1.44)$$

После того как установлены истинные паросодержания, определение $\Delta p_{нив}$ не встречает трудностей. Обычно общее значение $\Delta p_{нив}$ устанавливается по величинам, рассчитанным для отдельных участков. При этом для каждого участка нивелирный напор определяют по среднему значению $\bar{\varphi}$:

$$\Delta p_{нив}=[\bar{\varphi}\rho''+(1-\bar{\varphi})\rho']\,gl\,\sin\alpha, \qquad (1.45)$$

где l — длина участка, м; α — угол наклона участка канала по отношению к горизонтали.

Потери давления на трение при движении двухфазного потока не могут быть определены по формулам для однофазной среды; $\Delta p_{тр}$ здесь существенно зависит от паросодержания потока.

На рис. 1.16 представлены экспериментальные данные по сопротивлению пароводяного потока в зависимости от паросодержания при различных давлениях [188]. При этом сопротивление потока представлено в виде отношения $\Delta p_{тр}/\Delta p_0$ и показывает, во сколько раз потери на трение для двухфазного потока $\Delta p_{тр}$ выше потерь Δp_0 при движении с той же массовой скоростью воды при температуре насыщения. На рисунке представлены данные, полученные при адиабатном течении смеси в трубе и с обогревом. Там же нанесены линии, устанавливающие изменение $\Delta p_{тр}/\Delta p_0$ в зависимости от x, рассчитанные в предположении, что поток является гомогенным. В этом случае в соответствии с известной формулой Дарси

$$\Delta p_{гр.гом} = \xi\,(\rho_{см} w_{см}^2/2)\,(l/d), \qquad (1.46)$$

где ξ — коэффициент сопротивление потока.

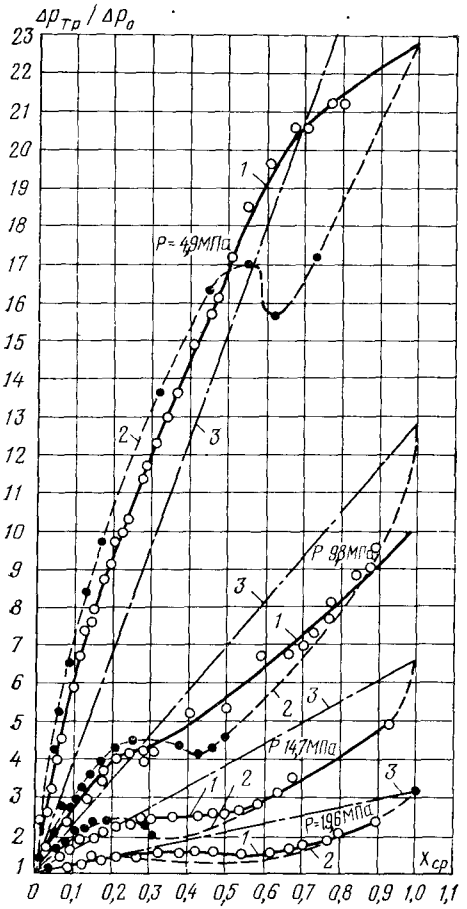


Рис. 1.16. Сопротивление пароводяного потока в зависимости от паросодержания при различных давлениях:

1 — без обогрева, *2* — с обогревом, *3* — расчетные зависимости для гомогенного потока

Из уравнения (1.12), учитывая, что $\beta = w_0''/w_{см}$, получим

$$\rho_{см} = (1/w_{см})\,(\rho'' w_0'' + \rho' w_0') .$$

Подставив значение $\rho_{см}$ в уравнение (1.46), после умножения числителя и знаменателя полученного выражения на $\rho' w_0$ имеем

$$\Delta p_{тр.гом} = \xi \frac{\rho' w_0 w_{см}}{2} \frac{\rho'' w_0'' + \rho' w_0'}{\rho' w_0} \frac{l}{d} .$$

Учитывая, что $(\rho'' w_0'' + \rho' w_0')/(\rho' w_0) = 1$, а $w_{см}$ определяется уравнением (1.11), окончательно получим

$$\Delta p_{\text{гр.гом}} = \xi \frac{\rho' w_0^2}{2} \frac{l}{d} \left[1 + x\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)\right]. \qquad (1.47)$$

Если принять, что коэффициент сопротивления ξ для гомогенного потока остается таким же, что и при течении однофазной жидкости, то из уравнения (1.47) следует

$$\Delta p_{\text{тр.гом}} / \Delta p_0 = 1 + x(\rho'/\rho'' - 1). \qquad (1.48)$$

Кривые *3*, приведенные на рис. 1.16, рассчитаны по этому уравнению. Как видно из уравнения (1.48), отношение $\Delta p_{\text{тр.гом}}/\Delta p_0$ не зависит от массовой скорости и с возрастанием паросодержания изменяется линейно от 1,0 (при $x=0$) до величины, определяемой отношением ρ'/ρ'' (при $x=1$). Однако экспериментальные значения $\Delta p_{\text{тр.гом}}/\Delta p_0$ (особенно при высоких давлениях и паросодержаниях более 30—40%) заметно отличаются от значений, вычисляемых для гомогенного потока.

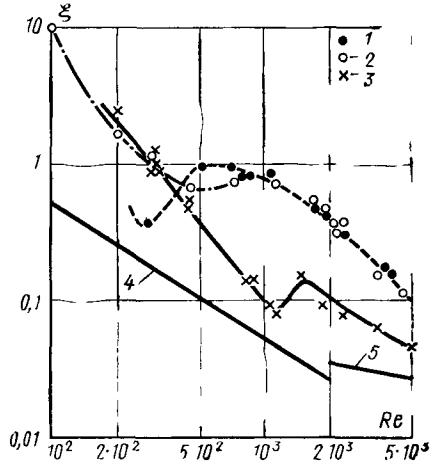


Рис. 1.17. Коэффициент сопротивления в монодисперсном воздуховодяном потоке при различных диаметрах пузырей газа ($\beta=10\%$):

1 — $d=0{,}1$ мм; *2* — $d=0{,}5$ мм; *3* — $d=1$ мм, *4* — по формуле Пуазейля; *5* — по формуле Блазиуса

Полученные в последние годы экспериментальные данные показывают, что коэффициент сопротивления для двухфазного потока зависит от размеров паровых пузырей (рис. 1.17) [17]. Однако в реальных условиях распределение пузырей по размерам в потоке определяется физическими свойствами среды и величинами, характеризующими гидродинамику потока. Поэтому при построении расчетных формул, в которых определяется $\Delta p_{\text{тр}}$, эта зависимость непосредственно может не учитываться.

Если в расчетах используют зависимость (1.47), считая ξ таким же, что и при движении однофазной среды, то вводят поправочный множитель. Можно определить значения ξ для двухфазного потока, тогда поправочный множитель не потребуется. Первый подход положен в основу нормативного метода гидравлического расчета котельных агрегатов [26, 103, 173], второй может быть применен при использовании данных, полученных в работе [197].

По нормативному методу для двухфазного потока пароводяной смеси перепад давления на преодоление сил трения рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{\text{гр}} = \xi \frac{\rho' w_0^2}{2} \frac{l}{d} \left[1 + \psi x\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)\right], \qquad (1.49)$$

где ψ — коэффициент, учитывающий влияние структуры потока; он определяется по номограммам, представленным на рис. 1.18 и 1.19.

При многократной циркуляции для обогреваемых и необогреваемых труб, когда $x \leqslant 0{,}7$, а комплекс $(w\rho p) \leqslant 12 \cdot 10^3$ кг·МПа/(м^2××с), с достаточной точностью коэффициент ψ может определяться по кривым, приведенным на рис. 1.18. Для элементов прямоточных парогенераторов и других подобных условий, а также когда при многократной циркуляции $(w\rho p) > 12 \cdot 10^3$ (кг·МПа)/(м^2·с), коэффициент ψ выбирается по номограммам, представленным на рис. 1.19, в зависимости от массового паросодержания $\bar{x}$, значения комплекса $(w\rho p)$ и давления. При этом данные на рис. 1.19, *а* относятся к течению в обогреваемых трубах, а на рис. 1.19, *б* — в необогреваемых. Однако следует отметить, что коэффициент ψ, выбранный по номограмме для обогреваемых каналов, учитывает лишь изменение x по длине трубы, но не учитывает влияния плотности теплового потока на коэффициент сопротивления. При низких паросодержаниях $\Delta p_{тр}$ в условиях, когда $q \neq 0$, выше, чем при адиабатном течении (см. рис. 1.16), и различие возрастает с увеличением теплового потока.

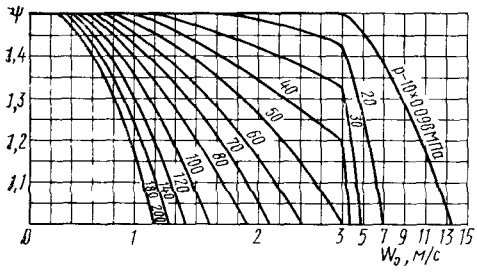


Рис. 1.18. Значение коэффициента ψ при расчете сопротивлений в элементах с многократной циркуляцией

Формула (1.49) действительна как при постоянном, так и при переменном паросодержании потока на рассматриваемом участке трубы. Однако когда паросодержание изменяется, в расчет вводятся средние значения паросодержания x и коэффициента ψ. Последний при этом рассчитывается по зависимости $\psi = (\psi_к x_к - \psi_н x_н)/(x_к - x_н)$, где $\psi_к$ и $\psi_н$ определяются для конечного $x_к$ и начального $x_н$ паросодержаний.

Влияние обогрева для пароводяного потока можно учесть, воспользовавшись эмпирической зависимостью [173, 188]

$$\frac{\Delta p_{тр.об}}{\Delta p_0} = \left[1 + 4{,}4 \cdot 10^{-3} \left(\frac{q}{\rho w_0}\right)^{0{,}7}\right] \frac{A(p)}{1-\varphi} \mathrm{Fr}^{-0{,}75/p}, \qquad (1.50)$$

где $\mathrm{Fr} = w_0^2/(gd)$, а функция от давления $A(p) = 1{,}05 \cdot 10^{0{,}0149(\rho'-\rho'')}$.

В этих формулах $\Delta p_{тр.об}$ и Δp_0 — сопротивления трения при движении пароводяного потока и воды при температуре насыщения, плотность теплового потока q выражается в Вт/м^2, массовая скорость $\rho' w'$ — в кг/(м^2·с), давление p — в МПа, а диаметр трубы d — в м.

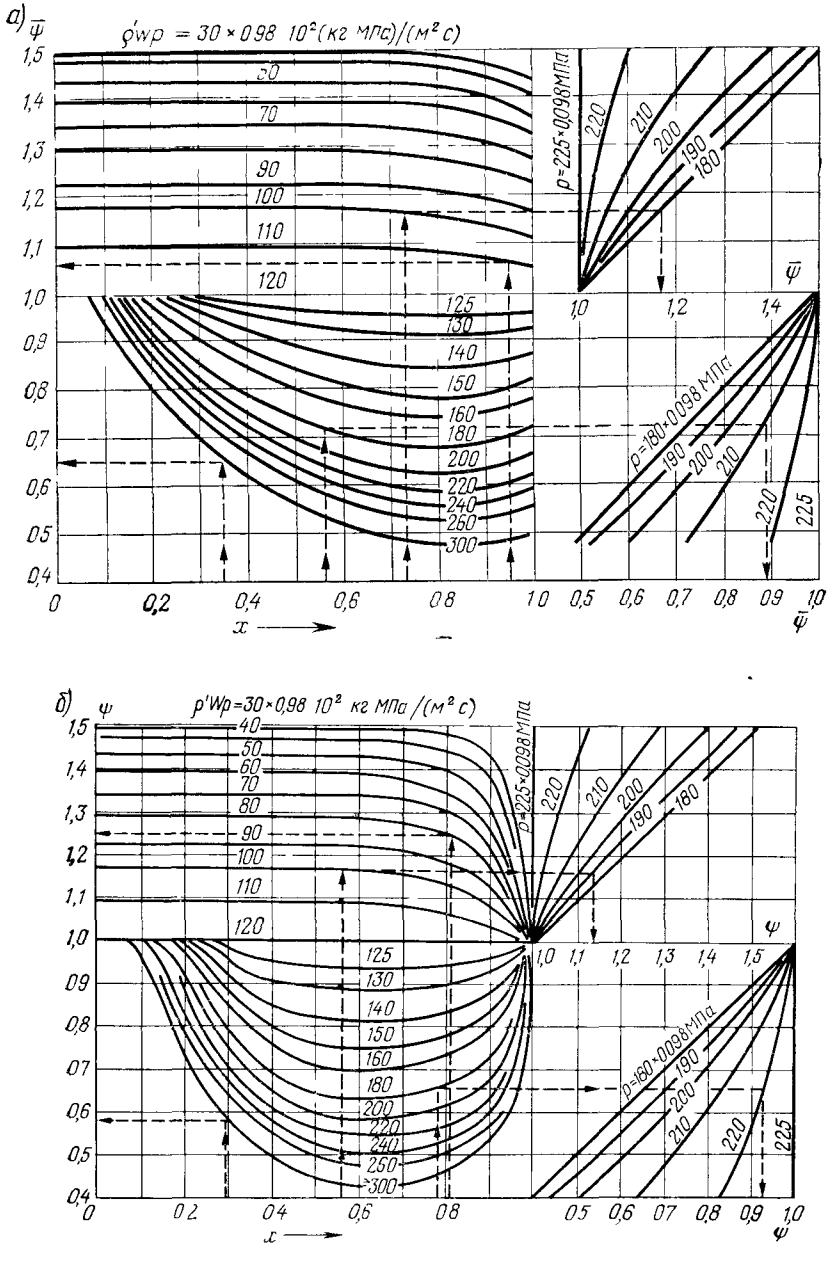


Рис. 1.19. Номограмма для определения коэффициента ψ:

а — для обогреваемых труб; *б* — для необогреваемых труб (для $p < 18{,}0$ МПа ψ определяют по оси ординат, при $p \geqslant 18{,}0$ МПа — по оси абсцисс)

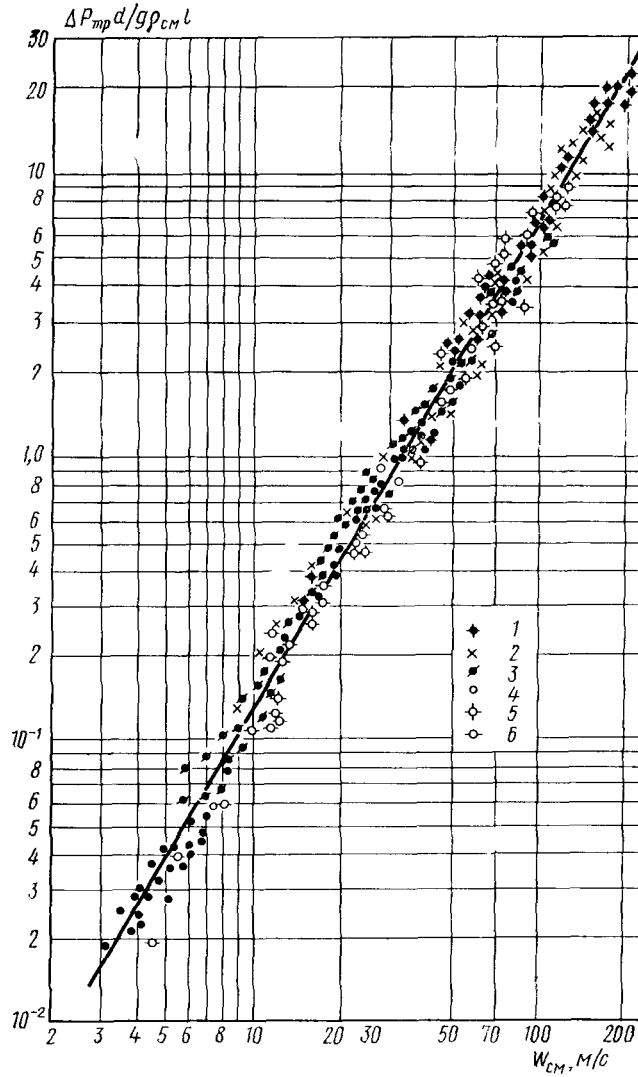


Рис. 1.20. Зависимость сопротивления трения от скорости движения пароводяного потока:

1 — ⌀ 8 мм, q=0,350—0,930 МВ/м², p=0,5—3,5 МПа, *2* — ⌀ 12 мм, q=0—1,4 МВт/м², p=0,5—3 0 МПа, *3* — ⌀ 18 мм, q=0 93 МВт/м², p=0,5—3,0 МПа, *4* — ⌀ 8 5 мм, q=0, p=1 6—18,0 МПа, *5* — ⌀ 13 мм, q=0,35—1,4 МВт/м², p=0,4 МПа; *6* — ⌀ 29,9 мм, q=0, p=4,0—7,0 МПа

Зависимость (1.50) действительна для интервала паросодержаний от нуля до значений, при которых с дальнейшим увеличением x отношение $\Delta p_{\text{тр об}}/\Delta p_0$ начинает уменьшаться.

В работе [197] имеющиеся данные по сопротивлениям при движении пароводяного потока в гладких трубах (из нержавеющей стали) обработаны в зависимости $[\Delta p_{\text{тр}}/(g\rho_{\text{см}})](d/l)=f(w_{\text{см}})$. Полученные результаты (рис. 1.20) показывают, что в первом прибли-

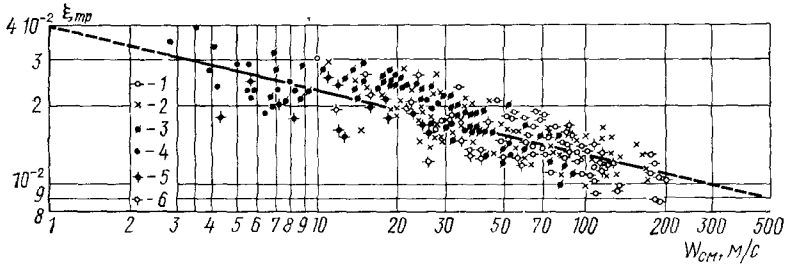


Рис. 1.21. Зависимость коэффициента трения для пароводяного потока от $w_{\text{см}}$ (обозначения те же, что и на рис. 1.20)

жении комплекс $[\Delta p_{\text{тр}}/(g\rho_{\text{см}})](d/l)$ можно считать пропорциональным скорости смеси в степени $m=1{,}75$. Из этого следует, что для двухфазного потока при сохранении зависимости от скорости смеси в форме уравнения (1.46) коэффициент сопротивления может быть представлен зависимостью

$$\xi_{\text{тр}}=C/w_{\text{см}}^{0,25}. \qquad (1.51)$$

При этом, как следует из экспериментальных данных, в уравнении (1.51) $C=0{,}04$ (рис. 1.21).

Зависимости, приведенные на рис. 1.20 и 1.21, установлены по экспериментальным данным, полученным как в необогреваемых, так и в обогреваемых трубах. То, что при этом влияние плотности теплового потока не выявлено, свидетельствует о том, что в примененной обработке это воздействие находится в пределах разброса экспериментальных данных, которые (как видно из рис. 1.21) сравнительно велики. Однако следует иметь в виду, что в большинстве случаев точность в определении $\Delta p_{\text{тр}}$, достигаемая без учета влияния плотности теплового потока, оказывается достаточной.

Коэффициент сопротивления для двухфазного потока можно также определять по зависимости [26]

$$\xi_{\text{тр}}=\xi'_{\text{тр}}-x(\xi'_{\text{тр}}-\xi''_{\text{тр}}), \qquad (1.52)$$

где $\xi'_{\text{тр}}$ и $\xi''_{\text{тр}}$ — коэффициенты сопротивления, рассчитанные по полному расходу среды для каждой из фаз в отдельности при вязкости воды и пара на линии насыщения; x — среднее массовое паросодержание.

При движении потока в обогреваемых каналах на участке, где жидкость недогрета до температуры насыщения $t_{\text{н}}$, но температура

поверхности выше ее, потери на трение (так же как для парожидкостного потока) выше, чем при движении однофазной жидкости. Отношение $\Delta p_{\text{тр.об}}/\Delta p_0$ при этом зависит от плотности теплового потока и давления, при котором протекает процесс теплоотдачи. На рис. 1.22 представлены данные, полученные при постоянном давлении $p=7$ МПа на пароводяном потоке [69]. Значения отношения $\Delta p_{\text{тр об}}/\Delta p_0$ здесь приведены в зависимости от ве-

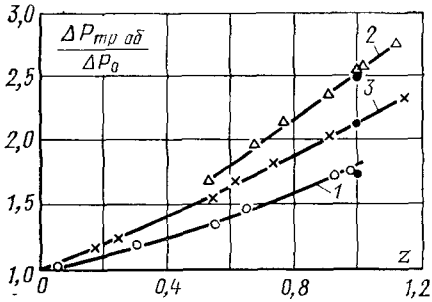


Рис. 1.22. Отношение $\Delta p_{\text{тр об}}/\Delta p_0$ в зависимости $z(p=7$ МПа):

1, *2* — $\rho' w_0 = 1000$ кг/(м² · с), $q = 0{,}5$ и 1,5 МВт / м² соответственно, *3* — $\rho' w_0 = 1500$ кг/(м²·с), $q=1{,}5$ МВт/м², ● — по формуле (1.54) при $z_{\text{вых}}=1$

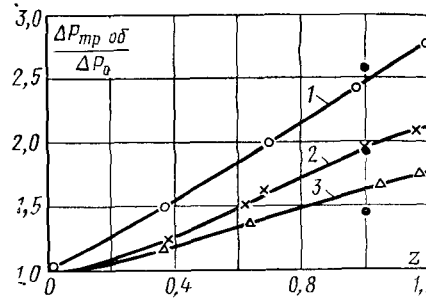


Рис. 1.23. Отношение $\Delta p_{\text{тр об}}/\Delta p_0$ в зависимости от z при различных давлениях [$\rho' w_0 = 750$ кг/(м²·с), $q = 0{,}5$ МВт/м²]:

1 — $p=3$ МПа; *2* — $p=7{,}0$ МПа; *3* — $p=14$ МПа, ● — по формуле (1.54) при $z_{\text{вых}}=1$

личины $z=(i_{\text{ж}}-i_{\text{нк}})/(i_0'-i_{\text{нк}})$, где $i_{\text{ж}}$ и $i_{\text{нк}}$ — энтальпия жидкости в рассматриваемом сечении и сечении трубы, где начинается поверхностное кипение; i_0' — энтальпия жидкости при температуре насыщения.

Вблизи от сечения, для которого $z=0$, образуются первые паровые пузыри, при $z=1$ жидкость достигает температуры насыщения.

Как видно из рис. 1.22, при одном и том же значении $\rho' w_0$ для большего теплового потока потери, на трение, выше, а с увеличением массовой скорости $\rho' w_0$ отношение $\Delta p_{\text{тр.об}}/\Delta p_0$ уменьшается.

Влияние давления на относительное изменение потерь на трение при поверхностном кипении показано на рис. 1.23. Возрастание давления (по крайней мере при p до 14 МПа) приводит к уменьшению отношения $\Delta p_{\text{тр.об}}/\Delta p_0$ [69].

В работе [192] для определения потерь на трение на участке трубы, на котором имеет место поверхностное кипение, для пароводяного потока рекомендуется зависимость

$$\frac{\Delta p_{\text{гр.об}}}{\Delta p_{0\,\text{макс}}} = \left[1-20\left(\frac{q}{r\rho'' w_0}\right)^{0,7}\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0,08}\right](z_{\text{вых}}-z_{\text{вх}}) + \\ +60{,}6\left(\frac{q}{r\rho'' w_0}\right)^{0,7}\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0,08}\lg\frac{1{,}315-z_{\text{вх}}}{1{,}315-z_{\text{вых}}}, \qquad (1.53)$$

где $z_{вх}$ и $z_{вых}$ — значения величины z во входном и выходном сечениях $[z=(i_ж-i_{нк})/(i_0'-i_{нк})]$, а $\Delta p_{0макс}$ — потери давления на участке трубы длиной $l_{0\,макс}$, равной расстоянию между входным и выходным сечениями, в которых соответственно $z_{вх}=0$, а $z_{вых}=1$, в условиях когда поверхностное кипение отсутствует, но жидкость движется с той же массовой скоростью.

Для части трубы с поверхностным кипением, когда за ней следует участок обычного кипения (т. е. когда $z_{вх}=0$, $z_{вых}=1$), формула принимает более простой вид:

$$\Delta p_{тр.об}/\Delta p_{0\,макс}=1+17{,}6\,[q/(r\rho''w_0)^{0{,}7}(\rho'/\rho'')^{0{,}08}. \qquad (1.54)$$

Значения отношения $\Delta p_{тр\,об}/\Delta p_{0\,макс}$, рассчитанные по зависимости (1.54), приведены на рис. 1.22 и 1.23. Как видно, эти значения достаточно хорошо согласуются с кривыми, построенными в работе [69] по экспериментальным данным *.

Из рассмотрения данных (рис. 1.22 и 1.23) можно заключить, что изменение $\Delta p_{тр.об}/\Delta p_0$ в зависимости от z (т. е. для участка трубы с поверхностным кипением любой длины) в первом приближении может быть принято линейным. Тогда для всех возможных значений z во входном и выходном сечениях формула для определения отношения $\Delta p_{тр\,об}/\Delta p_0$ может быть записана в виде

$$\Delta p_{тр.об}/\Delta p_0=1+17{,}6\,[q/(r\rho''w_0)^{0{,}7}(\rho'/\rho'')^{0{,}08}(z_{вых}-z_{вх})]. \qquad (1.55)$$

Уравнение (1.53) определяет $\Delta p_{тр.об}$ при всех возможных значениях $z_{вх}$ и $z_{вых}$ в зависимости от потерь на трение при отсутствии поверхностного кипения $\Delta p_{0\,макс}$ на участке длиной $l_{0\,макс}$. Для всех значений $z_{вх}$ и $z_{вых}$, кроме условий, когда $z_{вх}=0$, а $z_{вых}=1$, $\Delta p_{тр.об}$ и Δp_0 относятся к различным по длине участкам трубы. Наглядность изменения $\Delta p_{тр.об}$ в зависимости от гидродинамического и теплового режимов работы теплообменной поверхности здесь теряется, а расчеты по определению $\Delta p_{тр.об}$ при пользовании этим уравнением усложняются. Между тем уравнение (1.53) может быть приведено к виду, в котором непосредственно определяется отношение потерь на трение при наличии обогрева и в условиях, когда $q=0$ на одном и том же участке трубы.

Действительно,

$$\Delta p_{0макс}=\frac{\Delta p_0}{\Delta l_0}\,l_{0\,макс}=\Delta p_0\frac{l_{0макс}}{l_{вых}-l_{вх}}=\frac{\Delta p_0}{z_{вых}-z_{вх}}\,.$$

Подставив это значение $\Delta p_{0\,макс}$ в уравнение (1.53), получим

$$\frac{\Delta p_{гр.об}}{\Delta p_0}=1+20\left(\frac{q}{r\rho''w_0}\right)^{0{,}7}\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0{,}08}\left[3{,}03\,\frac{\lg\dfrac{1{,}315-z_{вх}}{1{,}315-z_{вых}}}{z_{вых}-z_{вх}}-1\right] \qquad (1.56)$$

На рис. 1.24, *а* приведено сопоставление экспериментальных данных, полученных в работе [69], с величинами, рассчитанными по

* Формула, приведенная в первом издании книги, обобщает имеющиеся экспериментальные данные с меньшей точностью.

зависимостям (1.55), а на рис. 1.24, *б* те же экспериментальные данные сопоставлены с зависимостью, построенной по уравнению (1.56). Как видно из рисунков, сходимость с экспериментальными данными при расчете по (1.56) несколько хуже, чем при пользовании формулой (1.55), однако и в этом случае отклонения экспе-

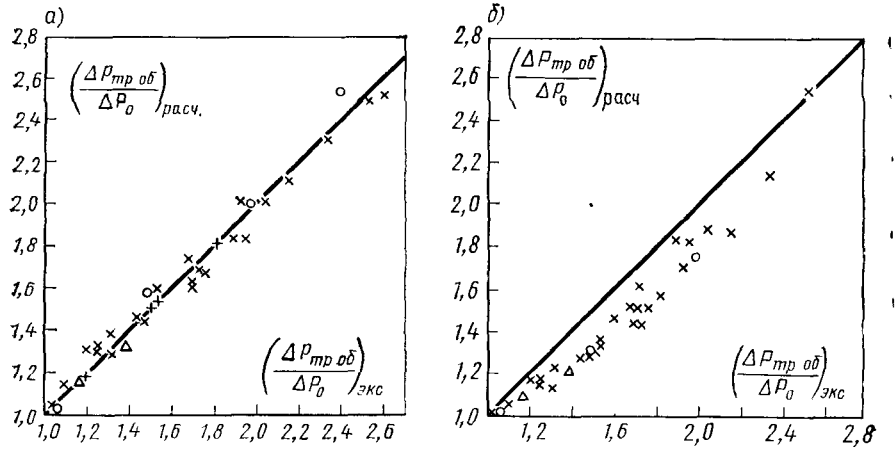


Рис. 1.24. Составление экспериментальных значений отношения $\Delta p_{тр\ об}/\Delta p_0$ с расчетными:

а — по зависимости (1.55); *б* — по зависимости (1.56); ○ — p=3 МПа, q=500 Вт/м², ρw_0=750 кг/(м²·с); × — p=7 МПа, q=500, 1050, 1500 Вт/м², ρw_0=750, 1000, 1500 кг/(м²·с); Δ — p=14,0 МПа, q=500 Вт/м², ρw_0=750 кг/(м² с)

риментальных значений отношения $\Delta p_{тр.об}/\Delta p_0$ от расчетных не превосходят 10—15%.

Потери давления на преодоление местных сопротивлений рассчитываются, как для гомогенного потока [см. уравнение (1.47)], т. е. по формуле

$$\Delta p_{м.с} = \xi_м (\rho' w_0^2/2)[1 + x(\rho'/\rho'' - 1)], \qquad (1.57)$$

где $\xi_м$ — коэффициент местного сопротивления.

Коэффициент гидравлического сопротивления ψ здесь не вводится, и поэтому в одних случаях рекомендуемые значения $\xi_м$ оказываются такими же, как и для однофазной среды, в других они существенно отличаются от них *.

Потеря напора на ускорение определяется разностью количеств движения в конечном и начальном сечениях рассматриваемого участка канала. Для двухфазного потока $\Delta p_{уск}$ определяется как сумма изменений количеств движения каждой из фаз в отдельно-

* Коэффициенты местного сопротивления даны в [26, 60]. Некоторые величины, необходимые для расчета устройств, рассматриваемых в настоящей книге, приводятся в третьей части.

сти. Количество движений паровой фазы, отнесенное к 1 м² сечения канала,

$$\varphi\rho''w''^2=\varphi\rho''\left(w_0''/\varphi\right)^2=(\rho' w_0)^2 x^2/(\rho''\varphi).$$

Аналогично, для жидкой фазы

$$(1-\varphi)\rho' w'^2=(1-\varphi)\rho'\left[w_0'/(1-\varphi)\right]^2=(\rho' w_0)^2(1-x)^2/[\rho'(1-\varphi)].$$

Для обеих фаз

$$\varphi\rho''w''^2+(1-\varphi)\rho' w'^2=(\rho' w_0)^2\{x^2/(\rho''\varphi)+(1-x)^2/[\rho'(1-\varphi)]\}.$$

Обозначим $x^2/(\rho''\varphi)+(1-x)^2/[\rho'(1-\varphi)]=y$, тогда

$$\Delta p_{\text{уск}}=(\rho' w_0)^2(y_2-y_1), \quad (1.58)$$

где y_2 и y_1 — значения комплекса y на конечном и начальном сечениях рассматриваемого участка.

На рис. 1.25, *а* приводятся значения комплекса y для пароводяного потока, рассчитанные по действительным значениям φ и в предположении, что $\varphi=\beta$ (без учета скольжения), при давлении 0,98 МПа, а на рис. 1.25, *б* — значения того же комплекса при $p=9{,}8$ МПа. Из рисунка видно, что как при низком, так и при высоком давлении y (а следовательно, и потери на ускорение $\Delta p_{\text{уск}}$) существенно зависят от паросодержания потока x. Однако при низких давлениях эта зависимость сильнее и абсолютные значения y значительно выше. Если на участке паросодержание потока меняется не намного, потерями на ускорение (особенно при высоких давлениях) пренебрегают или рассчитывают их без учета скольжения. При больших изменениях x (особенно когда начальное паросодержание на участке трубы соответствует началу кривой изменений $y=f(x)$, а конечное находится в средней части ее, или когда y_1 определяется при средних значениях x, а y_2 — при высоких) расчеты по зависимостям, действительным для гомогенной среды, могут привести к заметной ошибке.

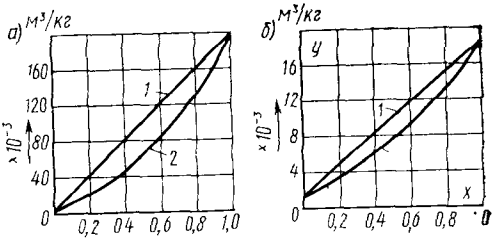


Рис. 1.25. Значения комплекса

$$y=\frac{x^2}{\rho''\varphi}+\frac{(1-x)^2}{\rho'(1-\varphi)}$$

в зависимости от x для пароводяного потока:

а — $p=0{,}98$ МПа, *б* — $p=9{,}8$ МПа; *1* — без учета скольжения, *2* — с учетом скольжения

§ 1.7. Гидродинамика жидких пленок

При испарении жидкостей в аппаратах пленочного типа пленка может создаваться специальными распределительными устройствами или образовываться вследствие взаимодействия фаз между

собой и стенкой канала. Стекающие пленки создаются специальными устройствами.

В аппаратах с пленочным течением жидкости достигаются весьма высокие коэффициенты теплоотдачи при относительно небольших значениях гидравлических сопротивлений. Здесь резко сокращается время соприкосновения жидкости со стенкой, что при выпаривании многих сред химической, нефтяной и пищевой промышленности имеет большое значение, так как позволяет сохранить высокие качества продукта, предотвратить термическое разложение его. В пленочных аппаратах на всех участках греющей поверхности давление, при котором происходит парообразование, практически не зависит от гидростатического давления жидкости, что особенно важно при выпаривании среды под вакуумом. Такие аппараты успешно применяют также при выпаривании пенящихся сред.

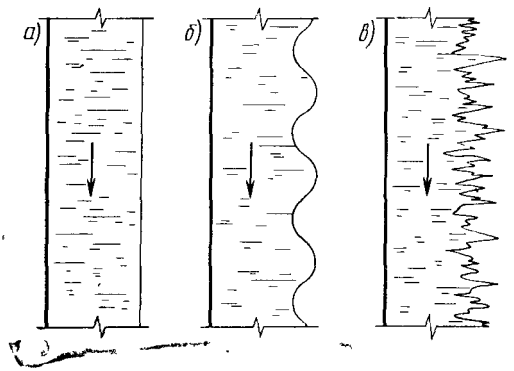


Рис. 1.26. Форма течения пленки при различных значениях Re:

а — ламинарное течение с гладкой границей раздела фаз; *б* — ламинарное течение с волнами на границе раздела фаз; *в* — турбулентное течение с нерегулярными волнами

Режим течения стекающей пленки, когда испарение отсутствует или протекает не интенсивно с наружной поверхности ее, полностью определяется числом Рейнольдса

$$Re_{пл} = \overline{w}_{пл}\delta/(\mu'/\rho') = G_ж/\mu, \qquad (1.59)$$

где $\overline{w}_{пл}$ — средняя скорость течения пленки жидкости, м/с; δ — толщина пленки, м; $G_ж$ — массовый расход жидкости, отнесенный к 1 м ширины пленки, кг/(с·м).

Как видно из зависимости (1.59), для определения числа $Re_{пл}$ не обязательно располагать значениями $w_{пл}$ и δ.

Исследования ряда авторов показали, что при значениях $Re_{пл}$ до ~ 400 пленки жидкости движутся ламинарно (рис. 1.26, *а*), но поверхности их при $Re_{пл} > 30$ покрыты трехмерными волнами (рис. 1.26, *б*) [93] *. При $Re_{пл} > 400$ пленка движется турбулентно, а на поверхности ее наблюдаются нерегулярные волны (рис. 1.26, *в*) [93].

Для ламинарного движения вязкой жидкости с не возмущенной волнами поверхностью при свободном стекании жидкости связь между толщиной пленки δ и расходом $G_ж$ может быть установлена из теоретического анализа. Такое решение, проведенное еще Нус-

* По другим данным, свободная поверхность пленки является гладкой только при $Re_{пл} < 4 \div 5$ [5].

сельтом [226], привело к зависимости, которая в критериальной форме имеет вид

$$\delta g^{1/3}/\nu^{2/3} = 1{,}44\,\mathrm{Re}_{\text{ил}}^{1/3}, \qquad (1.60)$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости, м^2/с.

При ламинарно-волновом течении пленки согласно проведенному *П. Л. Капицей* [74] исследованию и полученному при этом решению средняя толщина слоя несколько ниже, чем это следует из уравнений (1.60), и может быть определена из зависимости

$$\delta g^{1/3}\nu^{2/3} = 1{,}34\,\mathrm{Re}_{\text{ил}}^{1/3}. \qquad (1.61)$$

При турбулентном стекании жидкости толщину пленки также оказалось возможным определить аналитически, однако лишь в предположении, что распределение скоростей в пленке может быть описано степенной зависимостью. Такой подход привел к формуле [24]

$$\delta g^{1/3}/\nu^{2/3} = 0{,}308\,\mathrm{Re}_{\text{ил}}^{7/12}. \qquad (1.62)$$

Формула (1.62) получена без учета наличия волн на свободной поверхности пленки. Однако рассчитанные по ней значения δ достаточно хорошо согласуются с величинами, полученными экспериментально. Поэтому можно полагать, что при турбулентном движении пленки (так же как при ламинарном) образование волн не оказывает большого влияния на среднюю толщину ее *.

Приведенные зависимости действительны при стекании пленок в условиях, когда движение паровой или газовой фазы отсутствует или протекает с небольшой скоростью, т. е. когда механическим взаимодействием фаз можно пренебречь.

Для двухфазного потока при пленочном течении жидкости следует различать нисходящее спутное течение жидкости и пара (газа), нисходящее течение жидкости при подъемном движении пара (газа) и подъемное спутное течение жидкой и паровой (газовой) фазы.

При нисходящем спутном течении паровая фаза вследствие механического воздействия на пленку увеличивает скорость жидкости и толщина пленки δ уменьшается. При стекании пленки и противоточном течении сначала с увеличением скорости паровой (газовой) фазы w_0'' толщина пленки возрастает. Это происходит до тех пор, пока не возникает обратное движение наружных слоев жидкости. Дальнейшее увеличение w_0'' приводит к потере устойчивости пленки и возникновению подъемного спутного течения.

В аппаратах пленочного типа (работающих при атмосферном или близком к атмосферному давлениях) для нисходящего спутного движения при скоростях пара (газа) $w \geqslant 4$ м/с толщину пленки δ' можно определять по эмпирической зависимости

$$\delta' = [1 - 0{,}022\,(w - 4)]\,\delta, \qquad (1.63)$$

* Мгновенные и средние значения δ при этом могут различаться весьма существенно (на 50% и более) [23].

где δ — толщина пленки при свободном стекании жидкости, когда спутное движение паровой (газовой) фазы отсутствует или $w<$ <4 м/с [55].

Для подъемного спутного движения в таких аппаратах в той же работе δ' рекомендуется определять по формуле

$$\delta' = 3{,}36\nu \operatorname{Re}_{пл}^{0,5}/w^{0,75}. \qquad (1.64)$$

При наличии волн на поверхности пленки различают невозмущенную, максимальную и предельную толщины пленки. Под невозмущенной толщиной пленки $\delta_н$ понимают расстояние от стенки до основания волны, под максимальной толщиной пленки $\delta_{макс}$ — расстояние от стенки до гребня, а под предельной $\delta_{пл.пр}$ — такую среднюю толщину пленки, при достижении которой начинается срыв гребней волн потоком.

Невозмущенная толщина пленки $\delta_н$ уменьшается с ростом w_0'' и может достигать значений, которые ниже размеров ламинарного подслоя. Это свидетельствует о том, что при больших скоростях газовой фазы волнистую поверхность имеют даже очень тонкие пленки.

Максимальная толщина пленки $\delta_{макс}$ возрастает с увеличением w_0'', однако лишь до тех пор, пока не начнется срыв гребней волн. При больших скоростях паровой (газовой) фазы $\delta_{макс}$ может превышать $\delta_н$ в 30 раз и более.

Течение жидкой пленки по всей поверхности твердого тела устанавливается при определенном расходе $G_ж$. Этот расход принято называть *минимальной плотностью орошения*. Для изотермического течения пленки Д. Хартлей и В. Мергатройд [221] установили следующую зависимость, определяющую минимальную плотность орошения:

$$G_{мин} = 1{,}69\,(\mu\rho/g)^{1/5}[\sigma(1-\cos\theta)]^{3/5}, \qquad (1.65)$$

где σ — поверхностное натяжение жидкости, Н/м; θ — краевой угол смачивания.

Рассматривая равновесие сил в точке разрыва пленки для неизотермического ламинарного течения без испарения, Н. Зубер и Ф. Штауб [234] установили, что пленка полностью смачивает поверхность, когда существует неравенство

$$\frac{\rho'}{15}\left[\frac{g(\rho'-\rho'')}{\rho'\nu}\right]^2\delta^4 < \frac{\sigma(1-\cos\theta)}{\delta} + \frac{d\sigma}{dT}\,\frac{g}{\lambda}\cos\theta + \rho''\left(\frac{q}{\rho'' r}\right)^2\frac{\rho'-\rho''}{\rho'}\cos^2\theta. \qquad (1.66)$$

Приведенные зависимости не могут считаться экспериментально подтвержденными. Кроме того, следует иметь в виду, что минимальная плотность орошения сухой поверхности обычно значительно выше, чем для поверхности, предварительно смоченной той же жидкостью. Поэтому сплошная пленка может образовываться и разрушаться при различных значениях $G_{мин}$.

При спутном движении потока с ламинарным жидким слоем потери на трение могут быть определены по зависимости [93]

$$\Delta p_{тр}/\Delta p_{тр.о} = 1 + 0{,}1\left[(w_0''/w_0')\sqrt{(\rho''/\rho')\mathrm{Re}}\right]^{1/3}, \qquad (1.67)$$

где $\mathrm{Re} = w_0' d/\nu'$. Формула (1.67) действительна тогда, когда $(w_0''/w_0')\sqrt{(\rho''/\rho')\mathrm{Re}} > 40$.

Для турбулентного движения жидкой пленки в тех же условиях (т. е. при спутном течении жидкости и пара) экспериментальные данные по сопротивлениям при движении потока в трубах описываются зависимостью [93]

$$\Delta p_{тр}/\Delta p_{гр.о} = (1-\varphi)^{-n}, \qquad (1.68)$$

в которой $n = 1$, 2 при $\varphi \leqslant 0{,}5$ и $n = 1{,}9 + 2{,}5\ \rho''/\rho'$ при $\varphi > 0{,}5$.

Влияние обогрева на толщину пленки, когда часть жидкости испаряется при определенном значении $G_ж$, зависит прежде всего от абсолютных значений плотности теплового потока q и паросодержаний x. Для небольших q, когда парообразование происходит лишь со свободной поверхности пленки, испарение жидкости приводит к утоньшению пленки. Аналогичная картина может наблюдаться при сравнительно больших q и высоких паросодержаниях, когда увлекаемая паром пленка движется с такой скоростью, что вследствие механического воздействия потока на стенку паровые пузыри на обогреваемой поверхности образоваться не могут. В других случаях, когда пузыри пара могут образовываться и расти на поверхности теплообмена, гидравлическое сопротивление возрастает и толщина пленки увеличивается с ростом плотности теплового потока.

Обобщенные зависимости, определяющие значения δ во всех этих условиях, в настоящее время отсутствуют. Однако интенсивность теплообмена при пленочном течении жидкости в условиях парообразования во многих случаях может быть рассчитана (см. гл. 8).

При проектировании ряда устройств необходимо располагать значениями скорости паровой (газовой) фазы, при которой пленка жидкости частично или полностью срывается и в канале устанавливается эмульсионный режим течения пароводяного (газожидкостного) потока. Так, например, в пленочных сепараторах скорость паровой (газовой) фазы всегда должна быть значительно ниже значений, при которых начинается срыв пленки жидкости с поверхности канала. Наоборот, при отборе проб влажного пара (который ведется для установления солесодержания пара) скорость его в отводящей трубе должна быть выше значений, до которых возможно устойчивое течение пленки.

Для определения приведенной скорости w_0'', при которой происходит срыв пленки, Л. К. Рамзин предложил зависимость

$$w_{0\,ср}'' = 740\sqrt{\sigma/(g\rho'')}*. \qquad (1.69)$$

* Зависимость $w_{0\,ср}$ от комплекса $[\sigma/g\rho'')]^{1/2}$ может быть получена из сопоставления силы динамического воздействия потока на пленку с силами по-

В работах [113, 124] показано, что в ряде случаев заметное увеличение влажности в ядре потока наблюдается при меньших скоростях, чем скорости, определяемые формулой (1.69), причем чем выше влажность потока, тем разница между рассчитанными значениями $w''_{0\,ср}$ и теми, при которых начинается срыв пленки, выше. Это объясняется тем, что чем больше влажность потока, тем при пленочном течении жидкости бо́льшая часть ее находится в пленке,

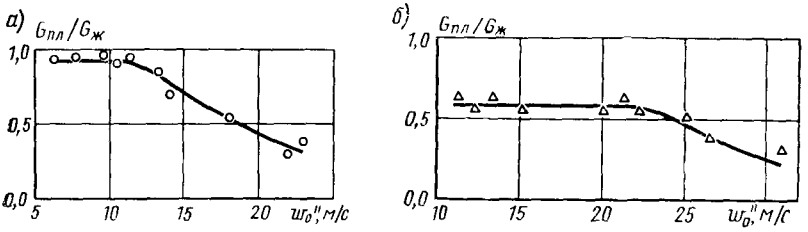


Рис. 1.27. $G_{пл}/G_ж$ в зависимости от приведенной скорости пара при различных значеннях влажностн потока ($p=1{,}3\div1{,}4$ МПа):

а — 1 — $x=0{,}10\div0{,}12$, *б* — 1 — $x=0{,}008-0.010$

а срыв пленки начинается при меньших значениях w_0''. Так, по данным, приведенным в [113] для $p=1{,}3\div1{,}4$ МПа, при влажности потока $(1-x)=0{,}10\div0{,}12$ срыв пленки начинается при скорости 10—11 м/с (рис. 1.27, *а*), в то время как при $(1-x)=0{,}008\div0{,}010$ — лишь при 22—23 м/с (рис. 1.27, *б*). В работе [113] для определения скорости $w''_{0\,ср}$ (при которой начинается срыв жидкости из пленки) предложена зависимость

$$w''_{0\,ср}=115\sqrt{\sigma/(g\rho'')}\sqrt[4]{x/[d(1-x)]}, \qquad (1.70)$$

где d — диаметр трубы, м.

Формула установлена по экспериментальным данным, полученным при давлениях от 0,5 до 4,5 МПа и влажностях потока от 1,0 до 43% *.

Расчеты показывают, что для труб диаметром 40—60 мм и выше (т. е. при условиях, для которых предназначалась формула Рамзина) значения $w''_{0\,ср}$, рассчитанные по зависимостям (1.69) и (1.70), совпадают, когда степень сухости пара $x=0{,}985\div0{,}990$. Из этого следует, что формула Рамзина действительна для потоков небольшой влажности ($\omega=1{,}0\div1{,}5\%$). Экспериментальные данные, подтверждающие справедливость формул (1.69) и (1.70) для интервала влажностей до 0,8—1,0%, пока отсутствуют.

верхиостиого натяжения, препятствующими разрушению ее. Числовой коэффициент при этом устанавливается по экспериментальным данным [113].

* Диапазон изменення влажности ω при отдельных значениях p был обычно ниже. Так, при $p=0{,}75$ МПа ω изменилась от 1,5 до 28%, при $p=4{,}5$ МПа — от 4,5 до 33% [113].

Для расчета выпарных аппаратов и испарителей пленочного типа формула (1.70) обычно приводится в виде

$$w''_{0\,\text{н.ср}} = 200\sqrt{\sigma/(g\rho'')}\,\Gamma^{-1/3}. \qquad (1.71)$$

Здесь Γ — расход жидкости в пленке, рассчитанный на единицу длины смоченного периметра трубы [$\Gamma = G_{\text{тр}}/(\pi d)$, где $G_{\text{тр}}$ — расход в трубе]. Эту величину принято называть *плотностью орошения*.

Формула (1.70) после простейших преобразований может быть приведеиа к виду

$$w''_{0\,\text{н.ср}} = \left[\frac{0{,}785\cdot 115^4}{\pi}\rho''\right]^{1/3}\left(\frac{\sigma}{g\rho''}\right)^{2/3} \times \Gamma^{-1/3}. \qquad (1.70')$$

В пройденном в экспериментальном исследовании [112—114] диапазоне давлеиий (от 0,5 до 4,5 МПа) числовые значения комплексов

$$C_1 = \left[\frac{0{,}785\cdot 115^4}{\pi}\rho''\right]^{1/3}\left(\frac{\sigma}{g\rho''}\right)^{2/3}$$

и $C_2 = 200\sqrt{\dfrac{\sigma}{g\rho''}}$

отличаются друг от друга сравнительно не намного. Так, при давлении 0,5 МПа $C_1 = 7{,}14$, а $C_2 = 8{,}4$; при давлении 4,5 МПа $C_1 = 2{,}28$, а $C_2 = 2{,}09$. Это дало возможность представить формулу (1.70) в виде зависимости (1.71).

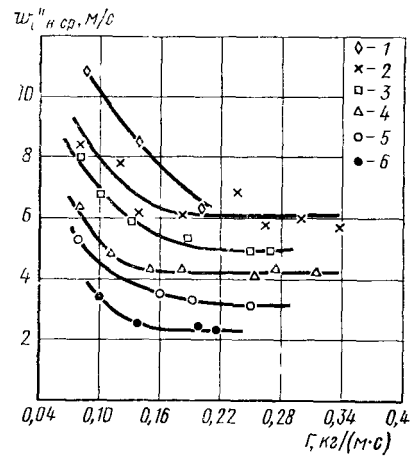


Рис. 1.28. Зависимость скорости $w''_{0\,\text{н.ср}}$ от плотности орошения Γ:
1 — p=0,98 МПа; *2* — p=1,96 МПа; *3* — p=2,94 МПа; *4* — p=4,9 МПа; *5* — p=6,9 МПа, *6* — p=9,8 МПа

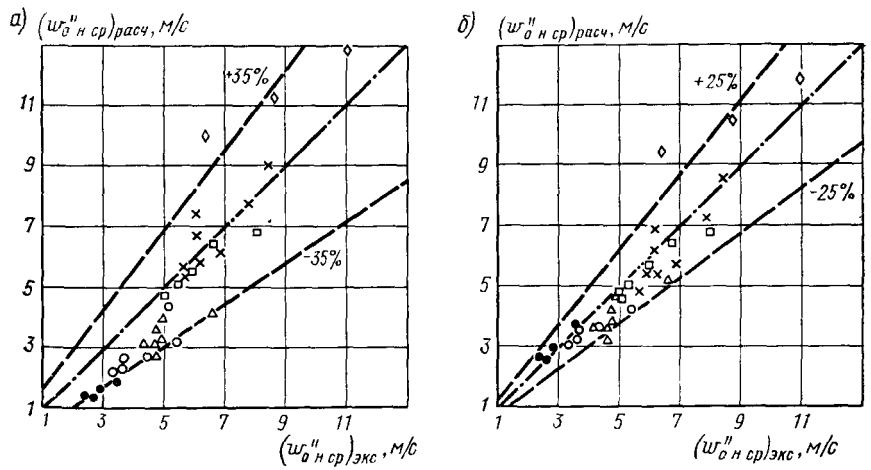


Рис. 1.29. Сравнение экспериментальных значений $w''_{0\,\text{н.ср}}$ с рассчитанными:
а — по формуле (1.71); *б* — по формуле (1.70) (обозначения см. на рис. 1.28)

Зависимости (1.70) и (1.71) установлены по экспериментальным данным, полученным при нисходящем спутном движении среды. В самое последнее время появились данные по значениям $w''_{0\,\text{н.ср}}$ при восходящем течении пароводяного потока [126]. Эти данные получены при давлениях от 0,98 до 9,8 МПа. Установленные здесь зависимости $w''_{0\,\text{н.ср}}$ от плотности орошения Γ приведены на рис. 1.28.

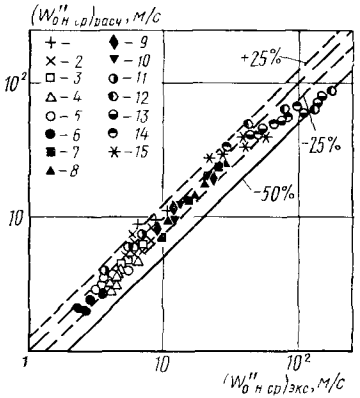


Рис. 1.30. Сравнение экспериментальных значений $w''_{0\,\text{н ср}}$, полученных различными авторами, с величинами, рассчитанными по зависимости (1.72):

1—6 — данные работы [126] при давлениях 0,98, 1,96, 2,94, 4,9 6,9 и 9,81 МПа соответственно, *7—11* — данные [113] при давлениях 0,49, 0,73, 1,32, 1,57 и 4,35 МПа, *12—15* — данные работы [68] при давлениях 0,0078, 0,0128, 0,0196 и 0,098 МПа

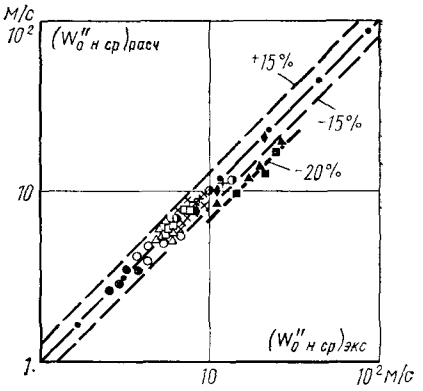


Рис. 1.31. Сравнение экспериментальных значений $w''_{0\,\text{н ср}}$, полученных в работах [113, 126], с величинами, рассчитанными по зависимости (1.73) (обозначения см. на рис. 1.30)

На рис. 1.29, *а* приводятся проведенные авторами работы [126] сравнение своих экспериментальных данных со значениями, рассчитанными по формуле (1.71). Как видно из рисунка, этой формулой данные авторов обобщаются с точностью ±35%. Однако формула (1.71) получена при определенных упрощениях. Если провести сравнение тех же экспериментальных данных с формулой (1.70), то разброс будет ниже (до ±25%, рис. 1.29, *б*).

На рис. 1.30 приводятся результаты сравнения известных экспериментальных данных с формулой

$$\frac{w''_{0\,\text{н ср}}\sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{g\sigma(\rho'-\rho'')}} = 54\left(\frac{\Gamma}{\mu'}\right)^{-1/3}\left(\frac{\sigma^{3/2}}{g^{1/2}\nu'(\rho'-\rho'')^{3/2}}\right)^{0,07}\left(\frac{\rho'-\rho''}{\rho'}\right)^{1/2}\left(\frac{\nu''}{\nu'}\right)^{-1/4}, \quad (1.72)$$

предложенной *С. С. Кутателадзе* и *Ю. В. Сорокиным* [92]. В этой зависимости σ — поверхностное натяжение жидкости; μ — коэффици-

ент динамической вязкости жидкости; ν' и ν'' — коэффициенты кинематической вязкости жидкости и пара.

Все экспериментальные данные (кроме тех, которые получены при давлениях 0,0078 и 0,0128 МПа [68]) обобщаются зависимостью с точностью $\pm 25\%$. Однако как эта зависимость, так и формулы (1.70) и (1.71) не отражают того, что при относительно высоких плотностях орошения влияние величины Γ на скорость начала срыва пленки $w''_{0\,\text{н ср}}$ практически не проявляется (см. рис. 1.28). Для того чтобы учесть это, авторы работы [126] предложили зависимости

$$\left.\begin{aligned} &w''_{0\,\text{н.ср}} = 120\,(0{,}71 - p/p_{\text{кр}})\,(\Gamma/\mu')^{-1/3} \\ &\text{при } \Gamma/\mu' \leqslant 2\cdot 10^3 \\ &\text{и } w''_{0\,\text{н.ср}} = 9{,}5\,(0{,}71 - p/p_{\text{кр}}) \\ &\text{при } \Gamma/\mu' > 2\cdot 10^3. \end{aligned}\right\} \qquad (1.73)$$

Проведенное ими сопоставление экспериментальных данных с величинами, рассчитанными по зависимостям (1.73), показано на рис. 1.31. Как видно из рисунка, эти формулы обобщают экспериментальные данные, полученные в работе [126], с точностью $\pm 15\%$, но данные исследования [113] при этом оказываются на 20% ниже расчетных.

ГЛАВА 2
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОНТУРОВ С ЕСТЕСТВЕННОЙ И ПРИНУДИТЕЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ

§ 2.1. Методика расчета контура с естественной циркуляцией

В замкнутом контуре, на некоторой части которого генерируется пар (рис. 2.1), плотность среды в подъемных и опускных линиях различна и вследствие действия сил гравитации возникает естественная циркуляция. Контур работает надежно, если обеспечиваются достаточно хорошие условия теплопередачи во всех обогреваемых его участках. Так как интенсивность теплообмена зависит от гидродинамики потока, определение значений истинных скоростей жидкости и пара, а также скорости циркуляции во всех элементах контура является одной из основных задач расчета.

Разница в значениях плотностей среды в опускных и подъемных трубах создает движущий напор, который для вертикальных каналов определяется из соотношения

$$\Delta p_{\text{дв}} = g\,(\rho' - \bar{\rho}_{\text{см}})\,h, \qquad (2.1)$$

где h — высота участка трубы, м; $\bar{\rho}_{\text{см}}$ — средняя истинная плотность среды (смеси жидкости и пара) на этом участке, кг/м^3.

Учитывая, что $1\cdot\rho_{см}=(1-\varphi)\rho'+\varphi\rho''=\rho'-\varphi(\rho'-\rho'')$, получим

$$\Delta p_{дв}=g\varphi(\rho'-\rho'')h. \qquad (2.2)$$

Для наклонных участков трубопроводов

$$h=l\sin\alpha, \qquad (2.3)$$

где l — длина наклонного участка; α — угол наклона трубы к горизонтали.

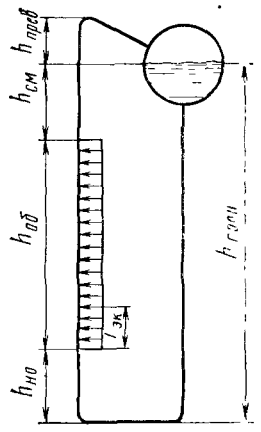


Рис. 2.1. Схема простейшего циркуляционного контура

В контуре движущий напор возникает на участках парообразования и в необогреваемых наклонных и вертикальных трубах, если по ним движется пароводяная смесь и они расположены ниже уровня жидкости в барабане (рис. 2.1). Конечно, на экономайзерном участке плотность жидкости также меньше, чем в опускных трубах, но эта разница невелика и возникающими здесь движущими напорами пренебрегают. В расчетах обычно пренебрегают также напором, возникающим на участке экономайзера, где имеет место поверхностное кипение. Таким образом, движущий напор $\Delta p_{дв.общ}$ контура определяется как сумма напоров, возникающих на отдельных участках труб, по которым движется пароводяной поток.

Для определения $\Delta p_{дв.общ}$ необходимо установить сечение, в котором жидкость достигает температуры насыщения (закипает). Так как давление в нижней части контура выше давления в барабане, энтальпия в этом сечении $i_з'$ больше энтальпии жидкости в барабане $\bar{i}_б'$ при температуре насыщения $t_н$, соответствующей давлению в барабане, и может быть рассчитана по уравнению

$$i_з'=i_б'-(\Delta p_{оп}+\Delta p_{д.о}+\Delta p_{эк})(\partial i'/\partial p)+g\rho'(h_{полн}-h_{д.о}-h_{эк})(\partial i'/\partial p), \qquad (2.4)$$

где $\Delta p_{оп}$, $\Delta p_{д.о}$, $\Delta p_{эк}$ — потеря давления в опускных трубах, на необогреваемом (по длине до начала обогрева) и экономайзерном участках подъемных труб соответственно, Н/м²; $\partial i'/\partial p$ — изменение энтальпии воды при температуре насыщения в зависимости от давления при $p\to p_з$, где $p_з$ — давление в сечении, где жидкость закипает. Остальные обозначения ясны из рис. 2.1.

Чтобы поднять энтальпию жидкости до значения $i_з'$, к 1 кг ее на экономайзерном участке необходимо подвести теплоту в количестве, определяющемся зависимостью

$$i_з'-i_{оп}=q_{эк}\pi d l_{эк}/[\rho' w_0(\pi d^2/4)]=4q_{эк}l_{эк}/(\rho' w_0 d), \qquad (2.5)$$

где $i_{оп}$ — энтальпия воды на входе в опускные трубы, кДж/кг; $q_{эк}$ — плотность теплового поотока на экономайзерном участке, кВт/м²;

$l_{эк}$ — длина экономайзерного участка, м; d — внутренний диаметр трубы, м.

Энтальпия воды на входе в опускные трубы может быть ниже $i'_б$. Это связано с тем, что в ряде случаев в водяной объем барабана подводится питательная вода при температуре ниже $t_н$. Из уравнений (2.4) и (2.5) с учетом зависимости (2.3) легко установить, что

$$l_{эк}=\frac{\Delta i_б-(\Delta p_{оп}+\Delta p_{т.о}+\Delta p_{эк})(\partial i'/\partial p)+g\rho'(h_{полн}-h_{т.о})(\partial i'/\partial p)}{4q_{эк}/(\rho' w_0 d)+g\rho'(\partial i'/\partial p)\sin\alpha}. \quad (2.6)$$

Здесь $\Delta i_б=i_б'-i_{оп}$. Для вертикального экономайзерного участка $l_{эк}=h_{эк}$ и формула (2.6) перепишется в виде

$$h_{эк}=\frac{\Delta i_б-(\Delta p_{оп}+\Delta p_{т.о}+\Delta p_{эк})(\partial i'/\partial p)+g\rho'(h_{полн}-h_{т.о})(\partial i'/\partial p)}{4q_{эк}/(\rho' w_0 d)+g\rho'(\partial i'/\partial p)}. \quad (2.6')$$

В расчетах $\partial i'/\partial p$ может быть определена по таблицам теплофизических свойств среды или для воды выбрана по кривой, приведенной на рис. 2.2.

При определении $\partial i'/\partial p$ с помощью таблиц теплофизических свойств (по значениям энтальпии в зависимости от давления на линии насыщения) устанавливается изменение энтальпии $\Delta i'$ для небольшого интервала давлений Δp в области абсолютных значений p, охватывающей давление $p_з$ в сечении, где жидкость закипает, и значение $\partial i'/\partial p$ приравнивается отношению $\Delta i'/\Delta p$.

Зависимости (2.4)—(2.6) получены для контуров с необогреваемыми опускными трубами. Если опускные линии обогреваются, в этих формулах под величиной $i_{оп}$ следует понимать энтальпию жидкости на выходе из них.

Движущий напор, возникающий в части контура, по которой движется парожидкостный поток (на участках с высотами $h_{об}$ и $h_{см}$, рис. 2.1), расходуется на преодоление местных сопротивлений, а также потерь на трение и ускорение во всем контуре. Часть этого напора $\Delta p_{сопр}^{п.ч.к}$ расходуется на преодоление сопротивлений в подъемной части контура. Движущий напор, уменьшенный на гидравлические потери в подъемной части контура, называется *полезным напором*. Таким образом,

$$\Delta p_{пол}=\Delta p_{дв}-\Delta p_{сопр}^{п.ч.к}. \quad (2.7)$$

Когда пароводяная смесь отводится в паровой объем барабана и часть пароотводящих труб контура находится над уровнем жидкости в барабане, тогда при определении полезного напора контура учитываются гидравлические потери и в этой части труб. Кроме того, здесь следует также иметь в виду то, что часть перепада давления расходуется на подъем пароводяной смеси до наивысшей отметки, т. е. на высоту $h_{прев}$ (см. рис. 2.1). Этот перепад определяется из зависимости

$$\Delta p_{прев}=g(\rho'-\rho'')(1-\varphi_{прев})h_{прев}, \quad (2.8)$$

где $\varphi_{прев}$ — паросодержание в части контура, расположенной над уровнем в барабане.

Определенный таким образом полезный напор целиком расходуется на преодоление гидравлических потерь в подводящих линиях.

Для данного контура при определенных значениях тепловых потоков движущий и полезный напоры, так же как и гидравлические потери, определяются массовой скоростью или скоростью циркуля-

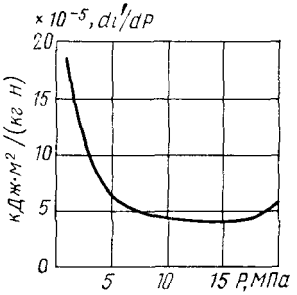


Рис. 2.2. Значение производной dv'/dp в зависимости от давления (для воды)

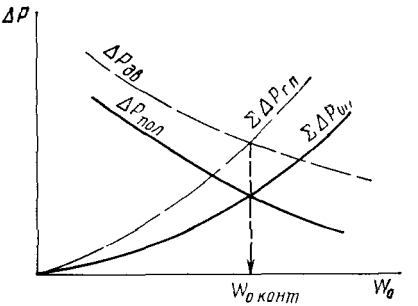


Рис. 2.3. К определению скорости циркуляции

ции. Чем больше w_0 (соответственно $\rho' w_0$), тем ниже $\Delta p_{дв}$ и $\Delta p_{пол}$ и выше гидравлические потери (рис. 2.3). Очевидно, что в установившемся режиме должны иметь место равенства

$$\Delta p_{дв} = \sum \Delta p_{г.п} \qquad (2.9)$$

и

$$\Delta p_{пол} = \sum \Delta p_{оп}, \qquad (2.10)$$

где $\Sigma\Delta p_{г.п}$ и $\Sigma\Delta p_{оп}$ — сумма гидравлических потерь во всем контуре и в опускной части его соответственно, Н/м².

В расчетах по определению скорости циркуляции устанавливаются условия, для которых зависимости (2.9) и (2.10) оказываются справедливыми. Для того чтобы найти эти условия, расчеты проводят при различных скоростях циркуляции. Совершенно очевидно, что если имеется одно равенство, то устанавливается и другое. Поэтому обычно строят только кривые $\Delta p_{пол} = f(w_0)$ и $\Sigma\Delta p_{оп} = f(w_0)$, точка пересечения которых дает искомое значение скорости циркуляции w_0 для данного контура $w_{0\,конт}$ (рис. 2.3). Такой метод рекомендован для расчета циркуляции в паровых котлах и обычно называется *нормативным методом.*

Из равенства (2.9) можно также получить формулу, определяющую значение w_0 в зависимости от гидродинамических характеристик контура и режима течения непосредственно. Действительно, в развернутом виде это уравнение можно записать так:

$$\sum_1^n Z_i \frac{\rho' w_{i,оп}^2}{2} + Z_{н.о} \frac{\rho' w_{н.о}^2}{2} + Z_{эк} \frac{\rho' w_{эк}^2}{2} + \sum_1^k Z_j \frac{\rho' w_{j,0}^2}{2} +$$

$$+\sum_1^k \Delta p'_{j,\text{дв.п}} = g(\rho' - \rho'')\sum_1^k \varphi_j h_j. \qquad (2.11)$$

Здесь n и k — число участков, на которые разбиваются опускная линия и части контура, где развивается движущий напор; Z_i и Z_j — полные коэффициенты гидравлического сопротивления $\left(Z = \sum \xi_\text{м} + \right.$ $\left. + \xi_\text{тр} l/d\right)$; $\sum_1^k \Delta p'_{j,\text{дв.п}}$ — дополнительные потери в элементах контура, по которому движется двухфазный поток. Эти потери складываются из дополнительных потерь (по сравнению с величинами, которые имеют место при движении одной жидкости со скоростью, равной скорости циркуляции) на трение $\Delta p'_\text{тр}$ и местные сопротивления $\Delta p'_\text{м}$, потерь на ускорение $\Delta p_\text{уск}$ и величины перепада $\Delta p_\text{прев}$, расходуемого на подъем парожидкостного потока на высоту $h_\text{прев}$ (если ввод парожидкостного потока производится в пространство над уровнем жидкости в контуре).

Из зависимостей (1.49) и (1.57) следует, что

$$\Delta p'_{j,\text{тр}} = \xi_{j,\text{тр}} \frac{l_j}{d_j} \psi \frac{\overline{w}''_{j,0}}{w_{j,0}} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \frac{\rho' w^2_{j,0}}{2};$$

$$\Delta p'_{j,\text{м}} = \xi_{j,\text{м}} \frac{w''_{j,0}}{w_{j,0}} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \frac{\rho' w^2_{j,0}}{2},$$

где $\overline{w}''_{j,0}$ — средняя приведенная скорость пара на рассматриваемом участке контура; $w''_{j,0}$ — приведенная скорость в сечении, в котором условно полагают сосредоточенными потери на преодоление данного местного сопротивления.

Значения $\Delta p_\text{уск}$ и $\Delta p_\text{прев}$ определяются по формулам (1.58) и (2.8).

Поделив правую и левую части уравнения (2.11) на $\rho' w_0^2/2$, где w_0 — скорость циркуляции на одном из участков подъемной части контура, получим

$$\sum_1^n Z_i \left(\frac{w_{i,\text{оп}}}{w_0}\right)^2 + Z_\text{н.о}\left(\frac{w_\text{н.о}}{w_0}\right)^2 + Z_\text{эк}\left(\frac{w_\text{эк}}{w_0}\right)^2 +$$

$$+ \sum_1^k Z_j \left(\frac{w_{j,0}}{w_0}\right)^2 + \frac{\sum_1^k \Delta p'_{j,\text{дв.п}}}{(\rho' w_0^2)/2} = \frac{g(\rho' - \rho'')\sum_1^k \varphi_j h_j}{(\rho' w_0^2)/2}. \qquad (2.12)$$

Уравнение (2.12) приводится к зависимости

$$w_0 = \sqrt{\frac{2g\sum_1^k \varphi_j h_j}{Z_\text{конт.пр} + \left(\sum_1^k \Delta p_{j,\text{дв.пр}}\right) \Big/ (\rho' w_0^2/2)} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right)}, \qquad (2.13)$$

в которой

$$Z_{\text{конт.пр}}=\sum_{1}^{n} Z_i\left(\frac{w_{i\,\text{оп}}}{w_0}\right)^2+Z_{\text{н.о}}\left(\frac{w_{\text{н.о}}}{w_0}\right)^2+Z_{\text{эк}}\left(\frac{w_{\text{эк}}}{w_0}\right)^2+\sum_{1}^{k} Z_j\left(\frac{w_{j,0}}{w_0}\right)^2. \tag{2.14}$$

Значения $Z_{\text{конт.пр}}$ могут определяться по отношению к скорости циркуляции на любом участке контура. Однако скорость w_0, рассчитанная по формуле (2.13), устанавливается при этом для этого выбранного участка.

Если диаметры труб на необогреваемом, экономайзерном и парообразующих участках подъемной части контура одинаковы, то приведенный коэффициент гидравлического сопротивления $Z_{\text{конт пр}}$ для всего контура определяется из зависимости

$$Z_{\text{конт.пр}}=\sum_{1}^{n} Z_i\,(w_{i,\text{оп}}/w_0)^2+\sum_{1}^{m} Z_j, \tag{2.14'}$$

где m — число участков всей подъемной части контура.

Формула (2.13) может быть также записана в виде

$$w_0=\sqrt{\frac{2g\sum_{1}^{k}\varphi_j h_j}{\sum Z_{\text{отн.пр}}+\left(\sum_{1}^{k}\Delta p_{j,\text{дв.пр}}\right)\Big/\left(\rho' w_0^2/2\right)}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)}, \tag{2.13'}$$

где $\Sigma Z_{\text{одн пр}}$ — сумма полных приведенных коэффициентов гидравлического сопротивления на всех участках контура, где движется однофазная среда (т. е. в опускных линиях, на необогреваемом и экономайзерном участках); $\sum_{1}^{k}\Delta p_{i\,\text{дв пр}}$ — полные потери на трение $\Delta p_{\text{тр}}$, местные сопротивления $\Delta p_{\text{м}}$, ускорение $\Delta p_{\text{уск}}$ и подъем парожидкостного потока на высоту $h_{\text{прев}}$ ($\Delta p_{\text{прев}}$). Эти величины, отнесенные к значению гидравлического напора $\rho' w_0^2/2$ для всей части контура, по которому движется двухфазный поток, или отдельного участка, определяются из зависимостей

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\Delta p_{\text{тр}}}{\rho' w_0^2/2}=\xi_{\text{тр}}\frac{l}{d}\left[1+\psi\frac{w_{0\,\text{ср}}''}{w_0}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right];\\
&\frac{\Delta p_{\text{м}}}{\rho' w_0^2/2}=\xi_{\text{м}}\left[1+\frac{w_0''}{w_0}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right];\\
&\frac{\Delta p_{\text{уск}}}{\rho' w_0^2/2}=2\rho'(y_2-y_1);\\
&\frac{\Delta p_{\text{прев}}}{\rho' w_0^2/2}=\frac{2g(\rho'-\rho'')}{\rho' w_0^2}(1-\varphi_{\text{прев}})h_{\text{прев}}.
\end{aligned}\right\} \tag{2.15}$$

Расчеты по уравнению (2.13) или (2.13′) ведутся по методу последовательного приближения. Сначала задаются значением w_0 на выбранном участке контура и определяют для этой скорости величины, входящие в формулы. Затем по формуле (2.13) [или формуле (2.13′)] устанавливают расчетное значение w_0. Если принятые и рассчитанные значения скорости совпали (с достаточной степенью точности), расчет по определению скорости циркуляции w_0 закончен, если совпадения нет, следует задаться другим значением скорости (близким к значению, определенному по формуле) и расчет повторить *.

В работе [25] для определения скорости циркуляции в замкнутом циркуляционном контуре, в котором двухфазный поток подводится под уровнем жидкости, предложена зависимость

$$w_0 = \sqrt{(g h_к / Z_{конт.пр})(1 - \rho''/\rho')}, \qquad (2.16)$$

где $h_к$ — высота подъемной части контура, на которой развивается динамический напор.

Для условий, когда диаметр труб подъемной части контура не изменяется, полученная выше формула (2.13) может быть записана в виде

$$w_0 = \sqrt{\frac{2g\varphi h}{Z_{конг.цр} + \Delta p'_{дв.п}/(\rho' w_0^2)/2}\left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right)}, \qquad (2.17)$$

где φ — среднее (расчетное) значение истинного паросодержания на участке высотой $h_к$.

Формула (2.13) получена из зависимости (2.9), положенной в основу нормативного метода, и, следовательно, определенное по ней значение w_0 не будет отличаться от скорости циркуляции, рассчитанной по этому методу. Расчетные значения w_0, определенные по нормативному методу, неоднократно сопоставлялись со значениями величин, замеренными экспериментально, и не вызывают сомнений. Поэтому достоверность формулы (2.16) может быть установлена из сопоставления ее с формулой (2.17) [полученной из зависимости (2.13)]. Сравнивая эти формулы, можно заключить, что зависимость, полученная в [25], не учитывает дополнительных потерь $\Delta p'_{дв\,п}$, возникающих при движении двухфазного потока, и конкретных значений истинного паросодержания φ. Расчеты по этой формуле приведут к правильным результатам только в тех случаях, когда значения φ близки к 0,5, а $\frac{\Delta p'_{дв.п}}{\rho' w_0^2/2} \ll Z_{конт.пр}$.

После того как определена скорость циркуляции, легко установить массовое расходное паросодержание на выходе из испаритель-

* Примеры расчетов по определению скорости циркуляции w_0 по обоим рассмотренным здесь методам приводятся в третьей части книги. Когда подобные расчеты проводятся на электронных вычислительных машинах (ЭВМ), удобнее пользоваться методикой, при которой w_0 устанавливается аналитически, т. е. по формуле (2.13) или (2.13′).

ного участка $x_{вых}=G''/G=(\rho''w_0'')/(\rho'w_0)$ и кратность циркуляции

$$k=1/x_{вых}. \qquad (2.18)$$

Выше была рассмотрена методика определения кратности циркуляции и скорости w_0 применительно к простейшему контуру. В реальных условиях контур может состоять из большого количества обогреваемых и необогреваемых труб, включенных последовательно и параллельно.

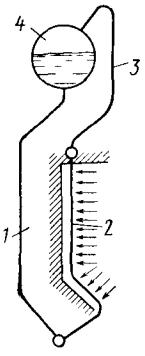


Рис. 2.4. Простой циркуляционный контур с несколькими опускными и подъемнымн трубами:

1 — опускные трубы; *2* — подъемные трубы; *3* — отводящие трубы; *4* — барабан

Параллельные трубы, имеющие одинаковое конструктивное оформление и обогрев, образуют систему, которая называется *звеном*. Контуры, в которых все звенья соединены последовательно, называются *простыми*. На рис. 2.4, например, изображен простой контур, состоящий из барабана и трех звеньев, соединенных коллекторами. Количество опускных, подъемных и отводящих труб может быть различным. Простые циркуляционные контуры образуются также в испарителях и выпарных аппаратах (рис. 2.5). Здесь в схемах рис. 2.5, *а, в* опускная система состоит из одного канала, подъемная в схеме на рис. 2.5, *а* — из большого числа параллельно включенных труб, а в схеме рис. 2.5, *в* — из пучка параллельных труб и общего канала для пароводяного потока, который создается для увеличения движущего напора. В схеме рис. 2.5, *б* подъемная часть контура такая же, что и в схеме рис. 2.5, *а*, а опускная состоит из нескольких каналов одних и тех же диаметров и длины.

Методика расчета таких схем не имеет существенных отличий от описанной. Полагают, что жидкость распределяется по трубам равномерно, вследствие чего сопротивления и движущие напоры в параллельно работающих трубах одинаковы. Это дает возможность определять значения этих величин для одной трубы каждого звена по средним значениям скорости.

Сложный контур состоит из нескольких простых контуров, имеющих общие звенья. Наиболее часто в таких контурах общим звеном является опускная система или часть ее. На рис. 2.6, *а* изображена схема с общей системой опускных труб. Количество опускных труб, как и число труб в рядах *1, 2, 3* и *4* подъемной части контура, может быть различным. Подъемные трубы одного ряда одинаковы; в разных рядах поверхности нагрева и тепловые потоки не одинаковы и поэтому как одно звено трубы различных рядов рассматриваться не могут.

Графоаналитическим методом здесь кратность циркуляции находится так же, как точка пересечения гидродинамических характеристик подъемных и опускных труб. Построив изменения полез-

ных напоров для каждой подъемной трубы в зависимости от протекающей через нее жидкости (рис. 2.6, *б*), легко, суммируя эти расходы при одних и тех же $\Delta p_{\text{пол}}$, получить общую зависимость $\Delta p_{\text{пол}}=f(G)$, где G — общий расход жидкости в контуре. Пересечение кривой *5* с кривой *6*, построенной по зависимости $\Delta p_{\text{оп}}=f(G)$, определит значения $G_{\text{общ}}$ и $\Delta p_{\text{пол}}$ в установившемся режиме. Одно-

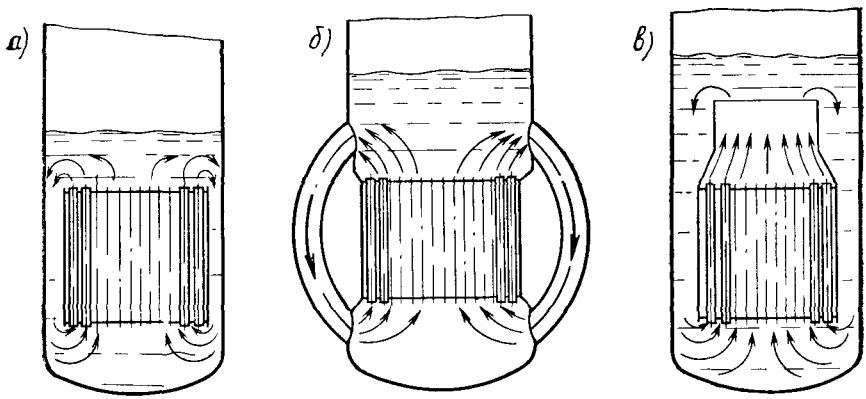


Рис. 2.5. Циркуляционные контуры в испарителях и выпарных аппаратах:

а — с кольцевой опускной системой; *б* — с опускными трубами; *в* — с пучком параллельных труб, общим каналом для парожидкостного потока и кольцевой опускной системой

временно устанавливаются также расходы в отдельных рядах подъемных труб G_1, G_2, G_3, G_4.

Если в сложном контуре только часть опускной системы является общей (контур с общим опускным стояком, рис. 2.7), то целесообразно в гидравлические характеристики для каждого подъемного контура включить сопротивление труб, подводящих жидкость от опускного стояка $\Delta p_{\text{сопр}}^{\text{подв. гр}}$. Применительно к схеме рис. 2.7, *а* необходимо построить зависимости $\Delta p_{\text{пол}}-\Delta p_{\text{сопр}}^{\text{подв.тр}}=f(G)$ для обоих подъемных контуров (кривые *1* и *2*, рис. 2.7, *б*), по которым установить аналогичную кривую для контура в целом (кривая *3*). Затем построить зависимость $\Delta p_{\text{оп}}^{\text{общ.ч}}=f(G)$ для общей части опускной системы (кривая *4*). Точки пересечения кривых, построенных по этим зависимостям, определят $\Delta p_{\text{пол}}$, общий расход $G_{\text{общ}}$ и расходы в отдельных подъемных звеньях G_1 и G_2.

§ 2.2. Оценка надежности естественной циркуляции

В рассмотренных выше контурах (рис. 2.6 и 2.7) тепловосприятия пучков не одинаковы и поэтому в установившемся режиме через них проходят различные количества жидкости. По полученным гидродинамическим характеристикам (приведенным на этих рисунках) можно заключить, что при тех значениях $\Delta p_{\text{пол}}$, которые

устанавливаются в контурах, во всех трубах скорости циркуляции положительные. Однако такая картина наблюдается не всегда. Предположим, что в контуре, показанном на рис. 2.6, коэффициенты гидравлического сопротивления выше и кривая $\Delta p_{оп}=f(G)$ проходит круче. Тогда в установившемся режиме полезный напор в контуре также будет более высоким и в отдельных трубах (прежде всего в трубах 4-го ряда) расход станет близким к нулю или даже отрицательным, т. е. подъемное движение сменится опускным. Конечно, опускное движение может иметь место только в том случае, если трубы выведены в водяной объем парогенератора (или корпуса испарителя, выпарного аппарата и пр.) или в общий коллектор (см., например, рис. 2.4).

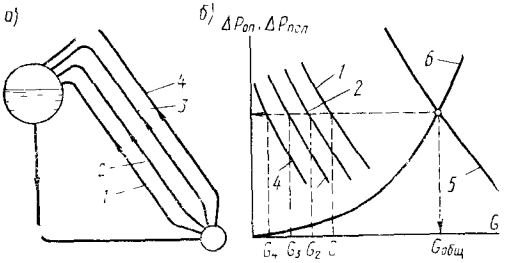


Рис. 2.6. Сложный циркуляционный контур с общей системой опускных труб:

а — схема контура; *б* — $\Delta p_{пол}$ и $\Delta p_{оп}$ в зависимости от расхода G; *1—4* — $\Delta p_{пол}=f(G)$ для каждого ряда труб *1—4* соответственно; *5* — $\Delta p_{пол\ общ}=f(G)$; *6* — $\Delta p_{оп}=f(G)$

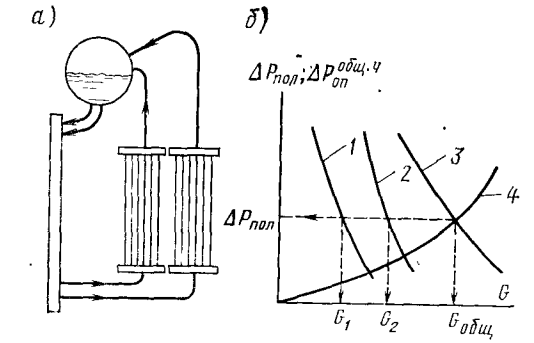


Рис. 2.7. Сложный циркуляционный контур с общим опускным стояком:

а — схема контура; *б* — $\Delta p_{пол}$ и $\Delta p_{оп}^{общ.ч}$ в зависимости от G, *1*, *2* — $\Delta p_{пол}=f(G)$ для каждого подъемного контура; *3* — $\Delta p_{пол}=f(G)$ для подъемного контура в целом; *4* — $\Delta p_{оп}^{общ.ч}=f(G)$

Такие режимы в паровых котлах могут привести к недопустимым перегревам стенок труб; в аппаратах, где резкое повышение температуры стенки невозможно (температура теплоносителя относительно невелика), они также нежелательны, так как при этом понижается производительность и в ряде случаев возникает пульсация.

Гидродинамические характеристики при опускном движении отличаются от характеристик при подъемном движении. Поэтому полная характеристика трубы, которая может работать как при опускном, так и при подъемном режимах, должна охватить обе области.

Если не учитывать скольжения, то движущие напоры при подъемном и опускном движениях будут одинаковы (рис. 2.8, кривые *1* и *1′*). С увеличением абсолютного значения w_0 плотность смеси возрастает, а движущий напор $\Delta p_{дв}$ уменьшается. Максимальное значение движущего напора $\Delta p_{дв.макс}$ установится при $w_0 \to 0$ и (так как

при этом $\beta \to 1$, а без учета скольжения $\varphi = \beta$) определится выражением

$$\Delta p_{\text{дв.макс}} = g(\rho' - \rho'')h. \qquad (2.19)$$

Для подъемного движения $\varphi < \beta$, а для опускного $\varphi > \beta$, поэтому движущий напор, вычисленный с учетом скольжения [см. формулу (2.2)], в первом случае будет ниже, а во втором — выше значений, установленных без относительного движения фаз (кривые *2* и *2'*). При этом истинное паросодержание φ при $w_0 \to 0$ будет меньше единицы ($\varphi < 1$), так как, когда $w_0 \to 0$, пар барботирует через жидкость и значения φ определяются здесь значениями w_0'' (при определенных значениях физических свойств жидкости и пара; подробнее см. гл. 3). Из этого следует, что при $w_0 = 0$ движущий напор, рассчитанный с учетом скольжения, ниже $\Delta p_{\text{дв}}$ для гомогенной среды.

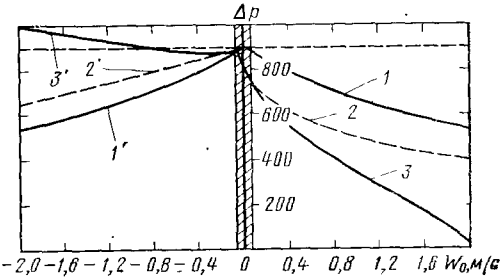


Рис. 2.8. Гидродинамическая характеристика трубы при подъемном и опускном движениях парожидкостного потока:

1, 1' — $\Delta p_{\text{дв}} = f(w_0)$, кривые для гомогенной среды; *2, 2'* — то же, с учетом скольжения фаз; *3, 3'* — $\Delta p_{\text{пол}} = f(w_0)$

Полезные напоры определяют по зависимости

$$\Delta p_{\text{пол}} = \Delta p_{\text{дв}} \pm \Delta p_{\text{сопр}}, \qquad (2.20)$$

где $\Delta p_{\text{сопр}}$ — сопротивление рассматриваемого участка контура.

Знак минус при $\Delta p_{\text{сопр}}$ выбирается для подъемного, а плюс — для опускного движения. Поэтому для подъемного движения полезные напоры оказываются ниже движущих, а для опускного — выше (кривые *3* и *3'*).

В контурах с трубами, выведенными в паровое пространство, даже когда циркуляция полностью прекращается, скорости жидкости во входных сечениях трубы все же не равны нулю. В такой трубе, как в дифференциальном манометре, устанавливается определенный весовой уровень. Если труба обогревается, этот уровень может поддерживаться лишь при определенной скорости w_0, которую принято называть *скоростью подпитки*. Режим, который устанавливается при $w_0 = w_{\text{подв}}$, называется *режимом застоя циркуляции*.

В трубах, выведенных в водяной объем, также возможен застой циркуляции, однако здесь при малых положительных и отрицательных скоростях w_0, меньших $w_{\text{подв}}$ по абсолютной величине (см. заштрихованную область на рис. 2.8), могут существовать одновременно подъемное и опускное движения среды. При опускном движении обе фазы движутся вниз лишь тогда, когда скорость жидкости становится выше скорости всплывания пузырей. Кривая изме-

нения $\Delta p_{пол}$ в зависимости от w_0 при движении потока вниз имеет минимум (рис. 2.8, кривая 3′). Когда полезный напор контура принимает значение, равное $\Delta p_{пол.мин}$ для какой-нибудь трубы, включенной в этот контур, в этой трубе может установиться опускное движение, т. е. произойти опрокидывание циркуляции. Напор, отвечающий этому режиму, в дальнейшем обозначается $\Delta p_{опр}$.

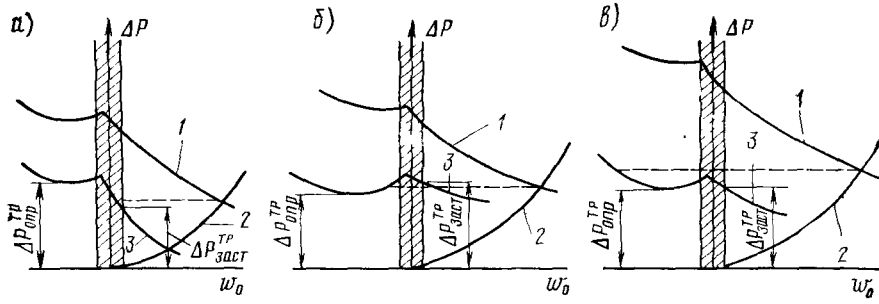


Рис. 2.9. Гидродинамические характеристики контура и отдельной трубы при различных режимах течения потока в трубе:

а — режим застоя; *б* — опрокидывание циркуляции; *в* — устойчивое опускное движение в трубе; *1, 2* — $\Delta p_{пол}=f(w_0)$ и $\Delta p_{пол}=f(w_0)$ для всего контура; *3* — $\Delta p_{пол}=f(w_0)$ для отдельной трубы

Застой и опрокидывание могут иметь место в отдельных трубах пучка параллельно включенных труб, если эти трубы обогреваются менее интенсивно или имеют повышенное гидравлическое сопротивление. В этих условиях полезный напор в них $\Delta p^{тр}_{заст}$ или $\Delta p^{тр}_{пол}$ меньше, чем сопротивление в опускной системе, которое в установившемся режиме равно полезному напору контура в целом $\Delta p_{пол}$. Из этого следует, что когда полезный напор какой-нибудь трубы $\Delta p^{тр}_{пол}$ меньше, чем для контура в целом, в ней установится режим застоя или опрокидывания.

Если полезный напор контура $\Delta p_{пол}$ выше $\Delta p^{тр}_{заст}$, но ниже $\Delta p^{тр}_{опр}$ для рассматриваемой трубы (рис. 2.9, *а*), в ней установится режим застоя циркуляции; если $\Delta p^{тр}_{опр} < \Delta p_{пол} < \Delta p^{тр}_{заст}$, в трубе может произойти опрокидывание циркуляции (рис. 2.9, *б*). При таких режимах опускное движение может сменяться застоем и, наоборот, застой — опрокидыванием. Когда $\Delta p_{пол}$ для контура значительно выше $\Delta p^{тр}_{заст}$ и $\Delta p^{тр}_{опр}$ (рис. 2.9, *в*), в трубе устанавливается устойчивое опускное движение.

В испарительных трубах, выведенных в паровой объем барабана, опрокидывание циркуляции и опускное движение невозможны. В режиме застоя пар барботирует через жидкость и здесь образуется свободный уровень. Даже в аппаратах, в которых не может

быть существенного перегрева стенок трубы в условиях, когда возможно выделение из жидкости растворенных в ней веществ, такие режимы недопустимы.

Таким образом, циркуляция в контуре может считаться надежной, если во всех трубах, выведенных в паровой объем, отсутствует свободный уровень, а в трубах, выведенных в водяной объем или общий коллектор, невозможен застой и опрокидывание.

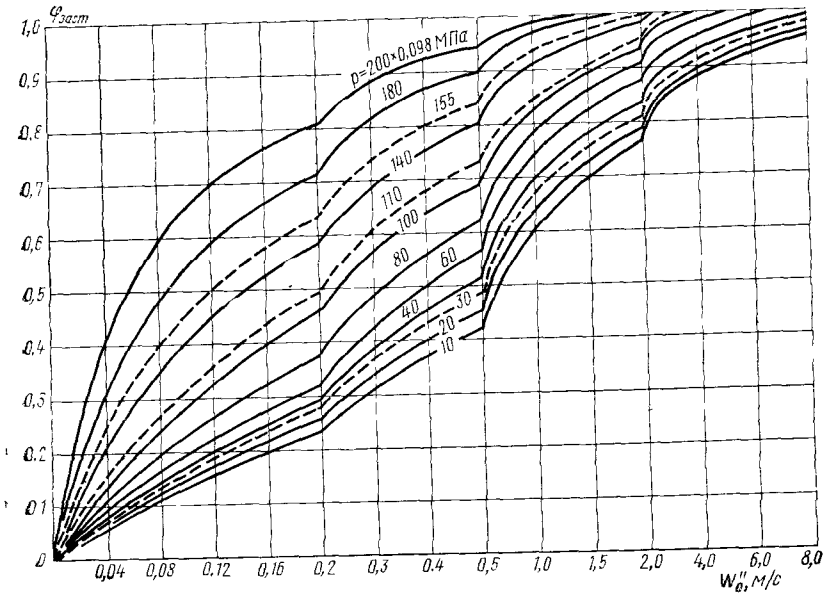


Рис. 2.10. Значение $\varphi_{заст}$ для вертикальных необогреваемых труб

При застое или образовании свободного уровня полезный напор можно считать равным движущему напору и, следовательно, он может быть определен по формуле

$$\Delta p_{заст} = \varphi_{заст} g (\rho' - \rho'') h. \qquad (2.21)$$

Если труба имеет обогреваемый и необогреваемый участки, то общее значение $\Delta p_{заст}$ определяется как сумма напоров на этих двух участках, т. е. по зависимости

$$\Delta p_{заст} = (h_{об} \varphi_{заст}^{об} + h_{н.о} \varphi_{заст}^{н.о}) g (\rho' - \rho''), \qquad (2.21')$$

где $h_{об}$ — высота обогреваемого участка, м; $h_{н.о}$ — высота трубы после обогреваемого участка, м; $\varphi_{заст}^{об}$ — среднее истинное паросодержание застоя на обогреваемом участке трубы; $\varphi_{заст}^{н.о}$ — истинное паросодержание застоя в трубе на необогреваемом участке.

Для обогреваемого участка в расчет вводят среднее значение истинного объемного паросодержания $\varphi_{заст}$, рассчитанное по средне-

му массовому паросодержанию потока на этом участке в наименее обогреваемой трубе; для необогреваемого — $\varphi_{заст}$, рассчитанное по конечной скорости пара в этой трубе. Значения $\varphi_{заст}$ для пароводяного потока могут быть определены по номограммам в зависимости от расчетной приведенной скорости пара $w_{0\,р}''$ (рис. 2.10 и 2.11).

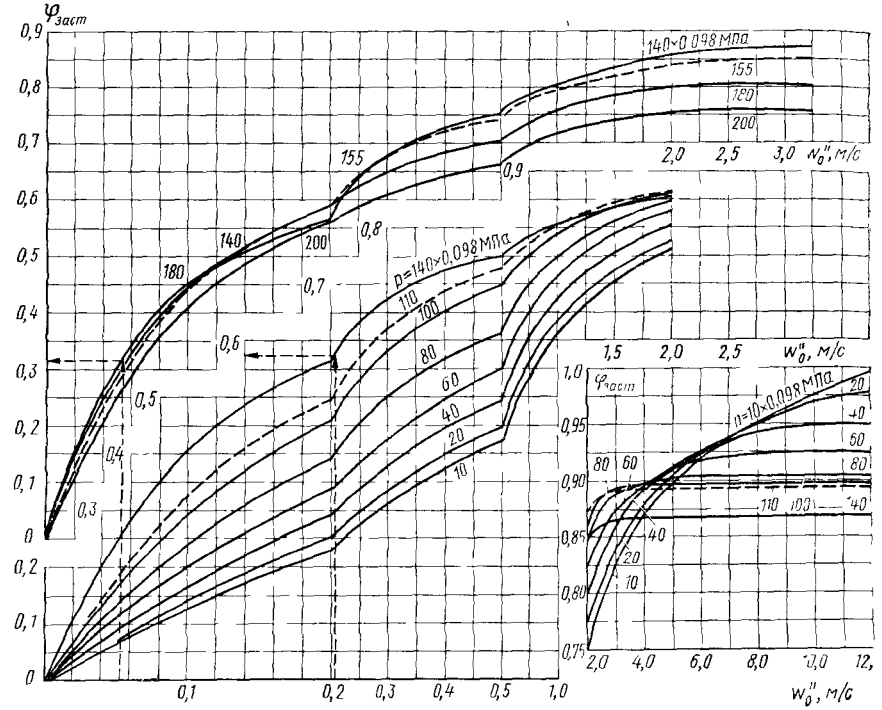


Рис. 2.11. Значение $\varphi_{заст}$ для вертикальных обогреваемых труб

Для необогреваемых труб номограмма построена для условий чистого барботажа, т. е. при $k=1$; для обогреваемых труб $\varphi_{заст}$ приводится при $x_{ср}=0{,}5$, т. е. при $k=2$. При определении приведенной скорости пара учитываются возможная неравномерность тепловосприятия отдельных труб и их конструктивная нетождественность. Таким образом, $w_{0\,р}''$ определяется из зависимости

$$w''_{0\,р}=w''_{0\,ср}\eta_т\eta_к, \qquad (2.22)$$

где $w_{0ср}''$ — средняя приведенная скорость, рассчитанная по номинальному диаметру труб; $\eta_т$ — наименьший коэффициент неравномерности тепловосприятия труб; $\eta_к$ — наименьший коэффициент конструктивной нетождественности.

В уравнении (2.22) средняя приведенная скорость пара для обогреваемых труб рассчитывается по формуле

$$w''_{0\,ср}=\left[h_1\left(w''_{0\,ср}\right)_1+h_2\left(w''_{0\,ср}\right)_2+\ldots+h_n\left(w''_{0ср}\right)_n\right]/h_{по\,н},$$

где $(w''_{0\,ср})_i$ — средняя приведенная скорость пара i-го участка, определяемая при использовании тепловосприятия только на испарение, м/с; h_i — высота i-го участка, м; $h_{полн}$ — полная высота паросодержащей части трубы, м.

Для паровых котлов значения коэффициента неравномерности тепловосприятия отдельных труб, отнесенные к среднему тепловосприятию элемента, определяются в зависимости от числа элементов $n_{эл}$, размещенных на стене, где расположены подъемные трубы рассчитываемого контура (элемента). При одном и двух элементах $\eta_т$ изменяется от 0,5 до 1,3, при трех — от 0,6 до 1,2, при четырех, пяти и шести — от 0,7 до 1,1, когда $n_{эл}>6$, то от 0,8 до 1,1 [26].

В испарителях, паропреобразователях и выпарных аппаратах при отсутствии отложений на трубах $\eta_т=0{,}95\div1{,}0$. Однако при образовании отложений неравномерность тепловосприятия может заметно возрасти.

Коэффициент конструктивной нетождественности $\eta_к$ представляет собой отношение обогреваемой поверхности отдельной трубы к средней обогреваемой поверхности труб элемента. Для пучка из труб одних и тех же расчетных размеров $\eta_к$ находится в пределах 0,96—1,0.

Приведенные на рис. 2.10 и 2.11 номограммы построены для вертикального потока. При движении в наклонных трубах поправка к значению $\varphi_{заст}$ определяется по номограмме, показанной на рис. 1.13. При необогреваемых трубах она устанавливается по скорости $w_{см}=w_0''$, для обогреваемых труб — по средней скорости $w_{см}$, которая здесь определяется из зависимости $w_{см}=w_0''(1+\rho''/\rho')$.

Для того чтобы не было застоя, необходимо иметь $\Delta p_{заст}>\Delta p_{пол}^{конт}$. В расчетах принимают [26, 103, 131].

$$\Delta p_{заст}/\Delta p_{пол}^{конт}>1{,}1, \tag{2.23}$$

где $\Delta p_{пол}^{конт}$ — полезный напор, развиваемый в контуре.

Для труб, выведенных в паровое пространство, чтобы исключить возможность образования свободного уровня, необходимо иметь

$$(\Delta p_{заст}-\Delta p_{прев})/\Delta p_{пол}^{конт}>1{,}1, \tag{2.24}$$

где $\Delta p_{прев}$ — потеря напора на подъем смеси выше уровня в барабане, определяемая по формуле (2.8) при значениях $\varphi_{прев}$, равных значениям $\varphi_{заст}$ для необогреваемых труб.

Напор, при котором происходит опрокидывание циркуляции, рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{опр}=\Delta p_{опр}^{уд}(h-h_{п.о}), \tag{2.25}$$

где $\Delta p_{опр}^{уд}$ — удельный полезный напор опрокидывания (полезный напор опрокидывания, отнесенный к 1 м длины трубы); h — полная высота трубы; $h_{п\,о}$ — высота трубы после обогреваемых участков.

Расчетную среднюю приведенную скорость пара при опрокидывании $w_{0\,р}''$, по которой определяют $\Delta p_{опр}$, находят по формуле

$$w_{0р}''=w_{0ср}''\eta_т\eta_к-\Delta w_{ср}''h. \qquad (2.26)$$

В этой формуле $\Delta w''_{ср}$ определяет изменение средней скорости вследствие того, что при опускном движении гидростатическое давление возрастает и часть пара конденсируется. Значение $\Delta w''_{ср}$ может быть найдено по формуле

$$\Delta w_{ср}''=\rho' w_0\frac{\partial i}{\partial p}\Delta p/(2r\rho''). \qquad (2.27)$$

Здесь перепад давления Δp определяется по зависимости

$$\Delta p=[gh-Z\psi(w_{см}^2/2)]\rho_{см}, \qquad (2.28)$$

где Z — полный коэффициент гидравлического сопротивления $[Z=\xi_{тр}\times\times(l/d)+\Sigma\xi_м]$.

Расчет по формулам (2.27) и (2.28) ведется по методу последовательных приближений, так как значения $w_{см}$ и $\rho_{см}$ вначале (до того, как установлено значение полезного напора при опрокидывании) неизвестны. Однако для пароводяного потока с достаточной точностью $\Delta w''_{ср}$ (отнесенное к 1 м длины трубы) может быть выбрана по рис. 2.12.

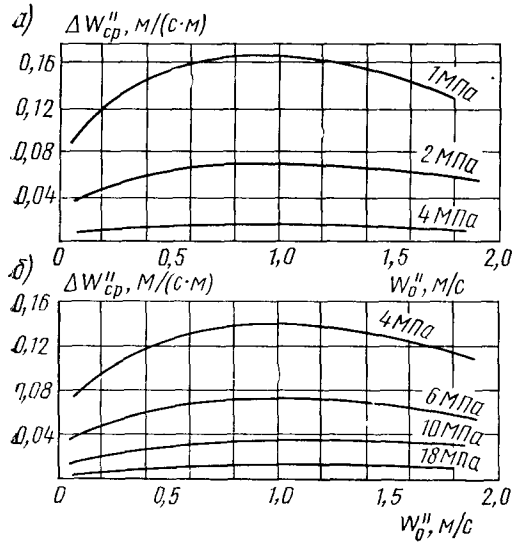


Рис. 2.12. Значение $\Delta w''_{ср}$ при опрокидывании циркуляции для пароводяного потока при:

а — давлениях 1,0—4,0 МПа; *б* — давлениях 4,0—18,0 МПа

Средняя приведенная скорость пара при опрокидывании циркуляции устанавливается из зависимости

$$w_{0ср}''=\frac{h_n(w_{0ср}'')_n+h_{n-1}(w_{0ср}'')_{n-1}+\ldots+h_1(w_{0ср}'')_1+h_{д.о}(w_{0ср}'')_{н.о}}{h-h_{н.о}},$$

где $(w''_{0\,ср})_i$ — средняя приведенная скорость пара на i-м обогреваемом участке при опускном движении потока; $(w''_{0\,ср})_{н.о}$ — приведенная скорость пара на нижнем участке подъемной трубы при опускном движении; h_i — высота i-го обогреваемого участка; $h_{д.о}$ и $h_{п.о}$ — высоты нижнего и верхнего необогреваемых участков подъемной трубы соответственно (принимаются без учета изменения направления потока).

Номограмма для определения удельного полезного напора при опрокидывании циркуляции приводится на рис. 2.13. $\Delta p_{\text{опр}}^{\text{уд}}$ определяется здесь в зависимости от давления и полного коэффициента сопротивлений Z, отнесенного к 1 м длины трубы (отношение Z/h). На номограмме отмечены также наибольшие значения удельного напора опрокидывания $\Delta p_{\text{опр. макс}}^{\text{уд}} = g(\rho' - \rho'')$ для каждого давления (см. пунктирные вертикальные линии в левой части номограммы).

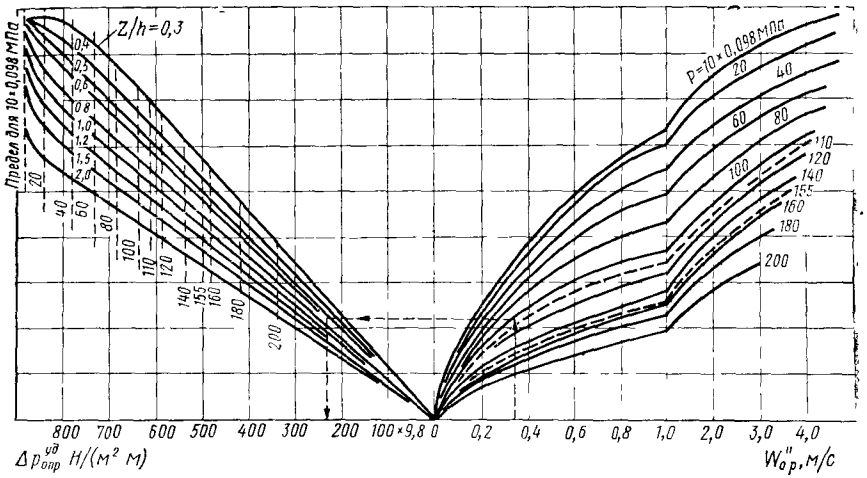


Рис. 2.13. Номограмма для определения удельного полезного напора при опрокидывании циркуляции

Определив $\Delta p_{\text{опр}}^{\text{уд}}$, легко установить значение напора $\Delta p_{\text{опр}}$, при котором происходит опрокидывание циркуляции [см. формулу (2.25)].

В расчетах принимают

$$\Delta p_{\text{опр}} / \Delta p_{\text{пол}}^{\text{конт}} > 1{,}1. \qquad (2.29)$$

Когда можно ожидать, что в эксплуатации будут иметь место заметные отклонения теплового режима от расчетного, а также когда в контуре имеются наклонные участки, общая высота которых превышает 20% высоты обогреваемых труб, коэффициент в уравнениях (2.23), (2.24) и (2.29) принимается равным 1,2.

При соблюдении зависимости (2.24) (для труб, непосредственно выведенных в паровое пространство) и зависимостей (2.23) и (2.29) (для труб, выведенных в водяной объем барабана) циркуляция считается достаточно надежной, если при этом в опускные трубы не попадает пар.

§ 2.3. Оценка надежности опускной системы

Появление пара в опускных трубах приводит к увеличению гидравлического сопротивления в них и изменению гидравлической характеристики опускной системы. При этом в некоторых трубах подъемной системы может произойти нарушение циркуляции. В опускной системе пар может появиться в результате захвата его из барабана котла или парогенератора (корпуса испарителя, парообразователя или выпарного аппарата) вследствие кавитации или (если система обогревается) образоваться там непосредственно. Образование пара в опускных трубах возможно также при резком уменьшении давления.

В современных энергетических паровых котлах или парогенераторах опускные трубы не обогреваются. В опускных линиях испарителей и выпарных аппаратов, выполненных, например, по схемам, приведенным на рис. 2.5, *а, в,* обогрев имеет место (на наружной поверхности греющей секции). Опускные трубы имеют обогрев также в паровых котлах низкого и среднего давления, где часто небольшой обогрев опускной системы целесообразен, так как при этом уменьшается длина экономайзерного участка подъемной части контура, а для контуров небольшой высоты это может привести к заметному увеличению кратности циркуляции. Однако здесь обогрев выбирают таким, чтобы парообразования в опускной системе при стационарном режиме не было.

В опускной трубе по мере движения потока вниз давление возрастает. При этом увеличивается также температура насыщения $t_н$. Очевидно, что испарения не будет, если при нагревании энтальпия потока не достигнет энтальпии насыщения. Это условие может быть выражено зависимостью

$$\Delta i_{оп} \leqslant \frac{\partial i'}{\partial p}\left[g\rho' h - (\sum \xi_м + \xi_{тр} l_{оп}/d)\,\rho' w_{оп}^2/2\right] + m\Delta i_б, \qquad (2.30)$$

где $\Delta i_б$ — недогрев воды до температуры насыщения на входе в опускные трубы (на выходе из барабана парового котла); m — коэффициент неравномерности подачи питательной воды, принимаемый равным 0,7 при подаче питательной воды через трубы с перфорацией и 0,5 при подаче через открытые трубы.

Изменение энтальпии в опускной трубе $\Delta i_{оп}$ определяется с учетом конструктивной нетождественности и неравномерности тепловосприятия по зависимости

$$\Delta i_{оп} = \eta_г \eta_к \frac{\bar{q} A_{об}}{0{,}785 d^2 n \rho' w_{оч}}, \qquad (2.31)$$

где $\bar{q}$ — средняя плотность теплового потока на обогреваемых поверхностях опускных труб, кВт/м²; $A_{об}$ — обогреваемая площадь поверхности всех опускных труб, м²; n — число опускных труб.

Когда поток, двигаясь в опускных трубах, захватывает с собой пар, необходимо учесть, подогрев воды вследствие конденсации части пара. Однако захват пара в опускные трубы можно предупре-

дить, выбрав соответствующие значения высоты уровня $h_{ур}$ над входным сечением труб. Наименьшее значение $h_{ур}$, при котором не наблюдается захвата пара, определяется в зависимости от скорости воды в трубах $w_{оп}$ и от скорости воды в узком сечении барабана $w_б$ (рис. 2.14), определяемой из выражения

$$w'_б = Dk/(\rho' A), \qquad (2.32)$$

где D — производительность котла (парогенератора); k — кратность циркуляции; A — условное сечение водяного потока в бара-

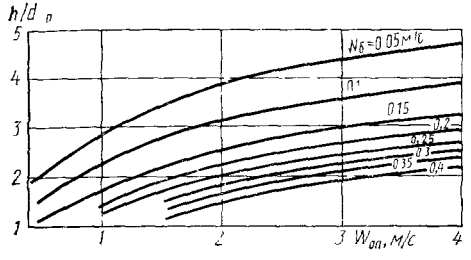


Рис. 2.14. Минимальное значение высот слоя воды над опускными трубами

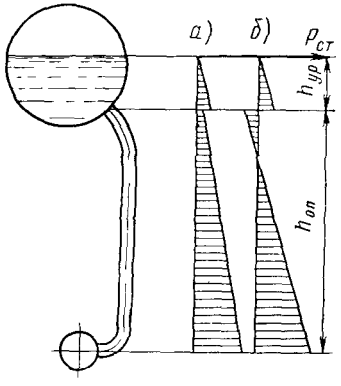


Рис. 2.15. Изменение статического давления в водяном объеме барабана и опускных трубах:

$а - \Delta p_{гидр} > \Delta p_{вх}$; $б - \Delta p_{гидр} < \Delta p_{вх}$

бане. При поперечном токе воды $A = hl$, где h — расстояние от нижней образующей барабана до среднего уровня; l — длина барабана, на которой размещены опускные трубы. При продольном токе и отсутствии устройств, сужающих сечение потока, $A = \pi d_б^2/8 \pm \Delta h d_б$, где $d_б$ — диаметр барабана; Δh — расстояние от уровня до оси барабана.

При наличии сужений скорость $w_б$ определяется по действительному сечению потока.

Когда $h_{ур}$ ниже значений, определяемых кривыми, приведенными на рис. 2.14, над отверстиями могут образовываться вихревые воронки, через которые пар увлекается вниз. Кривыми рис. 2.14 можно пользоваться также при выборе уровня в испарителях и пароперобразователях.

При $h_{ур}$, превышающей значения, найденные по кривым рис. 2.14, захвата пара не происходит, однако возможно образование его вследствие падения давления на входе в опускные трубы.

До входа в опускную систему (рис. 2.15) давление жидкости выше, чем над зеркалом испарения. Это изменение, вызванное гидростатическим давлением столба жидкости, определяется форму-

лой $\Delta p_{гидр}=\rho' g h_{ур}$. При входе давление уменьшается на величину $\Delta p_{вх}=(1+\xi_{вх})(\rho w^2_0)/2$.

Если $\Delta p_{гидр}>\Delta p_{вх}$, эпюра изменения давления по высоте имеет вид, приведенный на рис. 2.15, *а*. Во всех сечениях опускной системы давление выше давления насыщения и возможность образования пара исключена. Когда $\Delta p_{гидр}<\Delta p_{вх}$ (рис. 2.15, *б*), давление во входном сечении окажется ниже давления насыщения и произойдет вскипание. Очевидно, для того чтобы исключить возможность вскипания жидкости, необходимо

$$w_{оп}\leqslant\sqrt{2gh_{ур}/(1+\xi_{вх})}. \qquad (2.33)$$

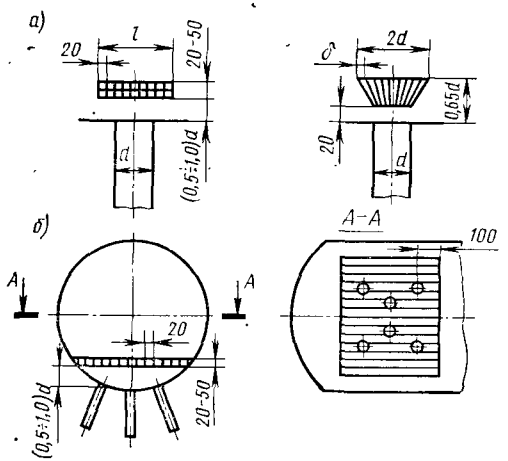


Рис. 2.16. Схема установки решеток над опускными трубами:

а — над одиночной трубой; *б* — над группой труб; $l=2d$, но не меньше 200 мм; $\delta=0{,}17d$, но не меньше 20 мм

Коэффициент сопротивления входа $\xi_{вх}$ в трубу из барабана зависит от конструктивного оформления входа (наличие конического перехода, скруглений и пр.) и находится в пределах 0,1—0,5. Если непосредственно за входным патрубком находятся горизонтальный или слабонаклонный участки, их сопротивления также следует учесть.

Формула (2.33) определяет наибольшее допустимое значение скорости воды в опускных трубах, когда температура воды на входе в них равна температуре насыщения при давлении в барабане. Если имеется недогрев $\Delta i_б$, то вскипания не произойдет, если давление $\Delta p_{вх}$ будет уменьшено еще на величину $\Delta p_{нед}=\Delta i_б(\partial i'/\partial p)$, и скорость $w_{оп}$ можно определить по формуле

$$w_{оп}\leqslant\sqrt{2\left[gh_{ур}+\frac{\Delta i_б}{\rho'(\partial i'/\partial p)}\right]/(1+\xi_{вх})}. \qquad (2.34)$$

Недогрев воды до температуры насыщения эквивалентен увеличению высоты столба жидкости над сечением входа в опускные трубы. При этом даже небольшой недогрев (0,1—0,2°С) позволяет существенно повысить допустимые значения скорости воды в опускных трубах.

Высота максимально допустимого слоя воды может быть уменьшена, когда над входными сечениями опускных труб устанавливаются жалюзийные решетки (рис. 2.16) [173]. При наличии таких решеток нормы гидравлического расчета котельных агрегатов допускают снижение h два раза [26, 173].

§ 2.4. Гидравлическая и тепловая неравномерность параллельно включенных труб

В различных линиях пучков, собранных даже из труб одних и тех же размеров, процессы гидродинамики и теплопередачи никогда не протекают совершенно тождественно. Расходы рабочей среды, тепловые потоки обычно в таких случаях не одинаковы. Имеют место также конструктивная нетождественность в выполнении различных элементов. Все это приводит к тому, что возрастание энтальпии в отдельных трубах различно. Отклонение приращения энтальпии в них по отношению к среднему значению этой величины для всего пучка труб называется *тепловой разверкой.*

Тепловая разверка характеризуется коэффициентом тепловой разверки; $\rho_q = \Delta i_{тр}/\Delta i_{пуч}$, где $\Delta i_{тр}$ — приращение энтальпии среды в отдельной трубе; $\Delta i_{пуч}$ — среднее приращение энтальпии во всем пучке труб.

Труба, для которой ρ_q имеет наибольшее значение, называется *разверенной.*

Коэффициент ρ_q может быть выражен зависимостью

$$\rho_q = \frac{q_{тр} A_{тр}}{G_{тр}} : \frac{q^{ср}_{пуч} A^{ср}_{тр}}{G^{ср}_{тр}},$$

отсюда следует, что

$$\rho_q = \eta_т \eta_к / \rho_г, \qquad (2.35)$$

где $\eta_т$ — коэффициент неравномерности тепловосприятия труб ($\eta_т = q_{тр}/q^{ср}_{пуч}$); $\eta_к$ — коэффициент конструктивной нетождественности ($\eta_к = A_{тр}/A^{ср}_{тр}$); $\rho_г$ — коэффициент гидравлической разверки ($\rho_г = G_{тр}/G^{ср}_{тр}$); $G_{тр}$, $G^{ср}_{тр}$ — расход через данную трубу и средний расход через одну трубу в пучке; $A_{тр}$ и $A^{ср}_{тр}$ — площади поверхности нагрева трубы и средней поверхности трубы в элементе.

Значения коэффициентов $\eta_т$ и $\eta_к$ приведены выше (см. § 2.2). Гидравлическая неравномерность связана с неодинаковыми значениями суммы коэффициентов сопротивления по отдельным виткам, значений нивелирных напоров, а также с тем, что в ряде случаев на входе в отдельные витки и выходе из них устанавливаются неодинаковые давления. Это имеет место, когда рабочая среда поступает в трубы пучка из раздающего коллектора и направляется затем в собирающий коллектор. При одностороннем подводе и отводе рабочей среды возможны две схемы присоединения коллекторов: схема *Z* (рис. 2.17, *а*) и схема *П* (рис. 2.17, *б*). Если подводящих линий две или несколько, вся секция может быть разбита на пучки, в каждом из которых осуществляется одна из этих схем. Во всех случаях во входном коллекторе статическое давление $p_{с.к}$ в направлении движения среды возрастает, увеличиваются при этом и потери давления на преодоление сопротивлений $\Delta p_{тр}$. В выходном коллекторе потери на трение также возрастают в направлении движения среды, но при этом в том же направлении $p_{с.к}$ уменьшается.

В результате, как это видно из рисунка, перепад давления Δp на витках труб, расположенных на выходе из пучка при схеме Z, оказывается заметно выше, чем на витках, расположенных на входе. Для пучков с коллекторами, подсоединенными по схеме $П$, разность между давлениями на входе в трубу и выходе из нее мало меняется по длине коллектора.

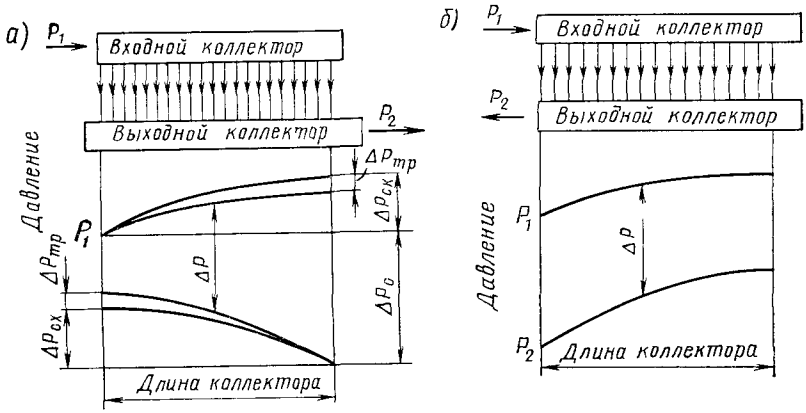


Рис. 2.17. Схемы присоединения коллекторов к пучкам труб и изменения давления в них

а — схема *Z* *б* — схема *П*

Для пучка параллельно включенных труб разность давлений между входными и выходным сечениями трубопроводов (до того, как поток распределился по трубам, и после того, как отдельные потоки сольются в общий), рассчитанная для всего пучка в целом и для каждой из труб в отдельности, должна быть одной и той же. Таким образом, пренебрегая потерями на ускорение, можно записать

$$\Delta p^{тр}_{гидр} + \Delta p^{тр}_{нив} = \Delta p^{ср}_{гидр} + \Delta p^{ср}_{нив} + \left(\sum \Delta p^{ср}_{кол} - \sum \Delta p^{гр}_{кол}\right), \qquad (2.36)$$

где $\Sigma\Delta p^{ср}_{кол}$ и $\Sigma\Delta p^{гр}_{кол}$ — суммарные перепады давления в коллекторах (коллекторный эффект) для всего коллектора и отдельной трубы.

Так как

$$\Delta p_{гидр} = Z_{тр}\,(\rho_{тр} w_{тр})^2/(2\rho_{тр}),$$

$$\Delta p^{ср}_{гидр} = Z_{ср}\,(\rho_{ср} w_{ср})^2/(2\rho_{ср}),$$

то из уравнений (2.36) получим

$$\rho_г \sqrt{\eta_г} = \sqrt{\frac{\Delta p^{ср}_{гидр} - \left(\Delta p^{гр}_{нив} - \Delta p^{ср}_{нив}\right) - \left(\sum \Delta p^{тр}_{кол} - \sum \Delta p^{ср}_{кол}\right)}{\Delta p^{ср}_{гидр}} \cdot \frac{\rho_{тр}}{\rho_{ср}}}, \qquad (2.37)$$

где коэффициент гидравлической развертки $\rho_г$ определяется выражением $\rho_г = (\rho_{тр} w_{тр})/(\rho_{ср} w_{ср}) = G_{тр}/G_{тр}^{ср}$, а коэффициент $\eta_г$ представляет собой отношение полного коэффициента гидравлического сопротивления развернутой трубы к полному коэффициенту сопротивления пучка (элемента), т. е $\eta_г = Z_{тр}/Z_{пуч}$. Этот коэффициент называется *коэффициентом гидравлической неравномерности.*

Из зависимости (2 37) следует, что при увеличении коэффициентов сопротивлений в отдельной трубе и уменьшении плотности среды в ней расход $G_{тр}$ падает. Коэффициенты сопротивления могут возрасти из-за того, что виток трубы может оказаться большей длины и несколько меньшего диаметра вследствие повышения сопротивления в местах сварки, образования отложений и пр. Плотность может измениться из-за неравномерности обогрева Таким образом, тепловая неравномерность вызывает гидравлическую, а та в ряде случаев (когда на коэффициент теплопередачи оказывает заметное влияние коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к протекающему в ней потоку) усиливает тепловую

При схеме *Z* (рис 2 17, *а*) разность перепадов давлений в коллекторах для оценки максимального значения $\rho_г$ может определяться по зависимости [173]

$$\sum \Delta p_{кол}^{тр} - \sum \Delta p_{кол}^{с} = -\left(1/3 \Delta p_{кол}^{разд} + 2/3 \Delta p_{кол}^{соб}\right),$$

а для оценки наименьших значений $\rho_г$ — по формуле

$$\sum \Delta p_{кол}^{тр} - \sum \Delta p_{кол}^{ср} = 1/3 \Delta p_{кол}^{соб} + 2/3 \Delta p_{кол}^{разд},$$

где $\Delta p_{кол}^{разд}$ и $\Delta p_{кол}^{соб}$ — перепад давления в раздающем и собирающем коллекторах соответственно

Полное изменение давления вдоль коллектора находится по зависимости [26, 173]

$$\Delta p_{кол} = A (\rho' w_0/(2\rho_{ср}),$$

где $\rho' w_0$ — максимальная массовая скорость в коллекторе (в раздающем — на входе, в собирающем — на выходе), $\rho_{ср}$ — плотность среды в коллекторе Для собирающего коллектора при радикальном отводе в середине активной части коэффициент $A = 1{,}8$, при торцовом отводе $A = 2{,}0$, для раздающего коллектора при угловом подводе $A = 1{,}0$, при торцовом подводе полным сечением $A = 0{,}8$, при торцовом подводе неполным сечением коэффициент A определяется зависимостью $A = 2\,[(d_{кол}/d_{тр})^2 - 0{,}6]$, где $d_{кол}$ — внутренний диаметр коллектора; $d_{тр}$ — внутренний диаметр штуцера подводящей трубы

Суммарное изменение давления в коллекторах для наиболее распространенных схем при расчете по средней скорости в трубе составляет [26]

при одностороннем подводе и равномерном отводе

$$\Delta p_{кол} = 2/3 \Delta p_{разд};$$

при равномерном подводе и одностороннем отводе

$$\Delta p_{кол} \quad 2/3 \Delta p_{соб};$$

при схеме *П*

$$\Delta p_{кол} = 2/3 (\Delta p_{разд} - \Delta p_{соб});$$

при схеме *Z*

$$\Delta p_{кол} = 0{,}79 \Delta p_{разд} - 0{,}71 \Delta p_{соб}.$$

§ 2.5. Гидродинамические характеристики труб при принудительной циркуляции. Гидродинамическая нестабильность

Гидродинамической характеристикой парогенерирующей трубы называется *зависимость полного гидравлического сопротивления от расхода при стационарном режиме.* В аппаратах с принудительным движением среды и в контурах с естественной циркуляцией отдельные витки труб работают не изолированно, а чаще всего параллельно с другими витками такой же или другой конструкции. Если витки в пучке одинаковы, то большое влияние на надежность работы каждого из них оказывает гидравлическая и тепловая разверка. Однако влияние разверки проявляется по-разному в зависимости от гидродинамической характеристики труб. Когда витки в пучках труб различаются по конструкции, для определения режима работы каждого из них также необходимо располагать гидродинамическими характеристиками.

Рассмотрим сначала изменение потерь на трение в зависимости от расхода. Будем предполагать, что в отдельную трубу поступает жидкость, недогретая до температуры насыщения с энтальпией $i_{вх}$. Труба равномерно обогревается при средней плотности теплового потока $\bar{q}$. Тогда потери давления на трение составят

$$\Delta p_{тр}=\xi_{гом}\frac{l_{эк}}{d}\frac{\rho' w_0^2}{2}+\bar{\psi}'\xi_{гом}\frac{L-l_{эк}}{d}\frac{\rho' w_0^2}{2}\left[1+\bar{x}\left(\frac{\rho'}{\rho''}-1\right)\right]. \quad (2.38)^*$$

Здесь L и $l_{эк}$ — длина всей трубы и экономайзерного участка соответственно; $\bar{x}$ — среднее массовое паросодержание на участке длиной $L-l_{эк}$.

При известной плотности теплового потока $\bar{q}$ длина экономайзерного участка $l_{эк}$ может быть определена по формуле

$$\pi d l_{эк}\bar{q}=(\pi d^2/4)\rho' w_0 (i'-i_{вх}). \quad (2.39)$$

Из уравнения теплового баланса для испарительной части трубы

$$\pi d\bar{q}(L-l_{эк})=(\pi d^2/4)\rho' w_0 (i_{вых}-i') \quad (2.40)$$

и зависимости (2.39) легко установить паросодержание потока на выходе из трубы $x_{вых}$. Учитывая, что $\bar{x}=\frac{1}{2}x_{вых}$, среднее значение паросодержания на испарительном участке определим так:

$$\bar{x}=2\bar{q}L/(rd\rho' w_0)-(i'-i_{вх})/(2r). \quad (2.41)$$

Подставив значения $l_{эк}$ и $\bar{x}$ в уравнение (2.38), после преобразований получим [173]

$$\Delta p_{тр}=A(\rho' w_0)^3+B(\rho' w_0)^2+C\rho' w_0, \quad (2.42)$$

---

* Здесь принято, что для двухфазного потока сопротивление может быть выражено следующей зависимостью: $\Delta p_{тр}=\psi'\Delta p_{тр}^{гом}$.

где

$$A=\frac{\xi_{\text{гом}}(i'-i_{\text{вх}})}{8\rho'\bar{q}}\left\{1-\bar{\psi}'\left[1-\frac{i'-i_{\text{вх}}}{2r}\left(\frac{\rho'}{\rho''}-1\right)\right]\right\},$$

$$B=\frac{\xi_{\text{гом}}L\bar{\psi}'}{2\rho'd}\left[1-\frac{i'-i_{\text{вх}}}{r}\left(\frac{\rho'}{\rho''}-1\right)\right], \qquad (2.43)$$

$$C=\frac{\xi_{\text{гом}}L^2\bar{q}\bar{\psi}'}{\rho' rd^2}\left(\frac{\rho'}{\rho''}-1\right).$$

Зависимость $\Delta p_{\text{тр}}$ от массовой скорости $\rho' w_0$ выражается уравнением третьей степени. Из этого следует, что потери на трение могут оказаться одинаковыми при трех различных значениях расхода, при трех режимах. Это будет иметь место тогда, когда решение уравнения (2.42) приведет к трем действительным корням. Гидродинамическая характеристика, при которой в определенном интервале изменения Δp одному и тому же значению потерь соответствуют различные расходы, считается *нестабильной*. В ряде случаев для интенсивно обогреваемых труб меньшие значения массовой скорости при нестабильной характеристике могут оказаться недостаточными, чтобы обеспечить надежную работу поверхности теплообмена, или могут привести к снижению производительности аппарата. Поэтому такие характеристики допускать не следует.

Гидродинамическая характеристика является устойчивой (стабильной), если во всем диапазоне изменения $\Delta p=f(\rho' w_0)$ решение уравнения (2.42) приводит к одному действительному и двум комплексным корням.

Типичная стабильная и нестабильная гидродинамические характеристики парообразующих труб приведены на рис. 2.18. Нестабильная характеристика имеет два экстремума. Отвечающие им значения массовой скорости могут быть определены из уравнения

$$\mathrm{d}p_{\text{тр}}/\mathrm{d}(\rho' w_0)=3A(\rho' w_0)^2+2B(\rho' w_0)+C=0.$$

Так как решение этого уравнения имеет вид

$$\rho' w_0=(-B\pm\sqrt{B^2-3AC})/(3A),$$

то, очевидно, гидродинамическая характеристика стабильна, когда

$$B^2\leqslant 3AC. \qquad (2.44)$$

Подставив в зависимость (2.44) значения A, B и C [см. выражение (2.43)], получим, что гидродинамическая характеристика равномерно обогреваемой трубы является стабильной, если соблюдается условие

$$\frac{\dfrac{i'-i_{\text{вх}}}{r}\left(\dfrac{\rho'}{\rho''}-1\right)\left\{1-\bar{\psi}'\left[1-\dfrac{i'-i_{\text{вх}}}{2r}\left(\dfrac{\rho'}{\rho''}-1\right)\right]\right\}}{\bar{\psi}'\left[1-\dfrac{i'-i_{\text{вх}}}{r}\left(\dfrac{\rho'}{\rho''}-1\right)\right]}\geqslant\frac{2}{3}. \qquad (2.45)$$

Эта зависимость при $\bar{\psi}'=1$ приводится к виду

$$\Delta i_{\text{вх}}=i'-i_{\text{вх}}\leqslant 7{,}46r/[(\rho'/\rho'')-1]. \qquad (2.46)^*$$

Зависимости (2.45) и (2.46) действительны при равномерном обогреве трубы и учете лишь сопротивлений на трение.

Местные сопротивления оказывают различное влияние на перепад давления в потоке. Если сопротивление расположено на экономайзерном участке, то в зависимости от массовой скорости $\Delta p_{\text{м.с}}$

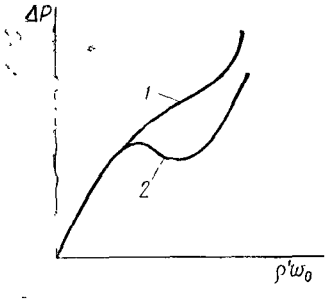


Рис. 2.18. Типичные гидродинамические характеристики парообразующих труб при принудительной циркуляции:

1 — стабильная; *2* — нестабильная

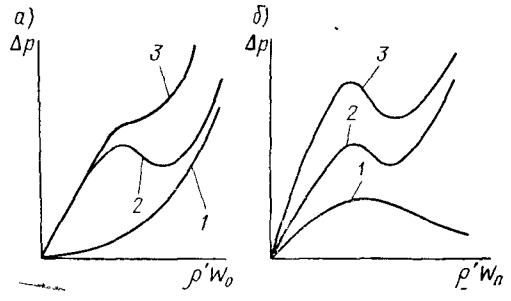


Рис. 2.19. Влияние местных сопротивлений и потерь на трение на гидродинамическую характеристику:

а — сопротивление на экономайзерном участке; *б* — сопротивление на испарительном участке; *1* — $\Delta p_{\text{м с}}=f(\rho' w_0)$; *2* — $\Delta p_{\text{тр}}=f(\rho' w_0)$; *3* — $(\Delta p_{\text{м с}}+\Delta p_{\text{тр}})=f(\rho' w_0)$

изменяется по квадратичному закону (рис. 2.19, *а*); если на испарительном участке, то закономерность изменения $\Delta p_{\text{м.с}}$ определяется уравнением (1.57). Во втором случае с возрастанием массовой скорости паросодержание потока уменьшается, и поэтому $\Delta p_{\text{м.с}}$ сначала возрастает, а затем падает (рис. 2.19, *б*). Из этого следует, что если гидродинамическая характеристика, определяемая лишь потерями на трение, нестабильна, то местные сопротивления на экономайзерном участке трубчатого витка улучшают ее; местные сопротивления в двухфазной части потока и особенно на выходе из трубы, где паросодержание наибольшее, ухудшают гидродинамическую характеристику.

В зависимости от $\rho' w_0$ потери на ускорение также сначала будут возрастать, а затем уменьшаться. Действительно, при постоянном количестве подведенной к витку теплоты комплекс y [см. уравнение (1.58)] с увеличением массовой скорости будет непрерывно уменьшаться и, следовательно, в соответствии с уравнением (1.58) $\Delta p_{\text{уск}}$ пройдет через максимум. Из этого следует, что если максимум кривой $\Delta p_{\text{уск}}=f(\rho' w_0)$ не располагается значительно правее

* Формула получена *П. А. Петровым*, который впервые провел аналогичный анализ [132].

минимума гидродинамической характеристики, потери на ускорение усилят гидродинамическую нестабильность. Однако при высоких давлениях $\Delta p_{уск}$ обычно мало и влияние его может не учитываться. При низких давлениях и повышенных тепловых потоках влияние потерь на ускорение здесь (так же как и при определении общих потерь в контуре, см. гл. 1) необходимо учесть. Этот фактор надо учитывать также при органических теплоносителях, имеющих низкие значения теплот парообразования и высокие удельные объемы паровой фазы при низких давлениях.

Нивелирный напор также влияет на гидродинамическую характеристику трубы. С увеличением $\rho' w_0$ истинное объемное паросодержание φ уменьшается (при одном и том же количестве теплоты, воспринятой потоком) и в соответствии с уравнением (1.45) $\Delta p_{нив}$ растет. При подъемном движении среды нивелирный напор действует в направлении, обратном движущему напору $p_{дв}$, и поэтому складывается с потерями; при опускном движении $\Delta p_{нив}$ вычитается из потерь напора, так как действует в направлении, совпадающем с $\Delta p_{дв}$. В подъемных трубах нивелирный напор улучшает гидродинамическую характеристику, в опускных делает ее менее стабильной (рис. 2.20).

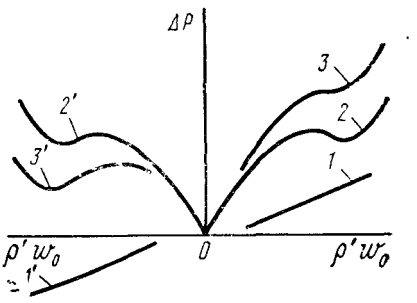


Рис. 2.20. Влияние нивелирного напора на гидродинамическую характеристику испарительной трубы:

1, 1' — $\Delta p_{нив} = f(\rho' w_0)$; *2, 2'* — $\Delta p_{тр} = f(\rho' w_0)$; *3, 3'* — $(\Delta p_{тр} + \Delta p_{нив}) = f(\rho' w_0)$

Итак, для устойчивой работы отдельной трубы или пучка труб необходимо, чтобы гидродинамические характеристики их были однозначны. Однако одного этого недостаточно. Гидродинамическая характеристика может быть в интервале изменений расходов, при которых работает аппарат, полога́я и тогда из-за нетождественности отдельных витков в них могут установиться различные режимы. Чтобы обеспечить допустимую крутизну характеристики, необходимо (если это возможно) уменьшить числовой коэффициент в выражении (2.46) в 1,5—2,0 раза [172].

Практика эксплуатации прямоточных котлов показала, что характеристика является достаточно устойчивой, если крутизна ее выбирается из соотношения $d(\rho' w_0)/(\rho' w_0) \leqslant 3d(\Delta p_{тр})/(\Delta p_{тр})$, т. е. из условия, когда относительное изменение расхода среды не приводит более чем к трехкратному изменению относительного перепада давления. Это условие удовлетворяется, когда

$$B^2 \leqslant 2{,}57AC, \tag{2.47}$$

где величины A, B и C определяются равенствами (2.43).

Когда эти рекомендации не могут быть выдержаны (ни тепловой поток, ни $\Delta i_{вх}$ изменить нельзя), на входе в парогенерирующие

витки устанавливают шайбы. Шайбы увеличивают сопротивление экономайзерного участка и, как это видно из рис. 2.19, *а*, характеристика при этом становится более стабильной. Чем больше сопро-

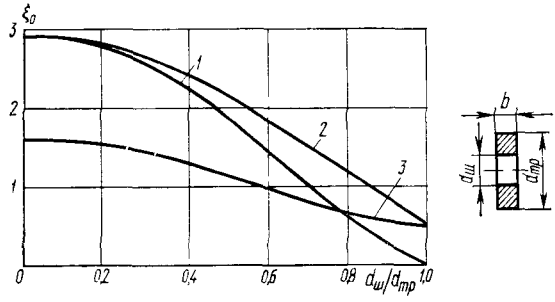


Рис. 2.21. Коэффициент сопротивления дроссельных шайб, установленных внутри трубы и на входе в нее:

1, 2 — шайбы с острыми кромками, соответственно внутри трубы и на входе в нее при $b/d_ш<0{,}5$; *3* — шайба на входе в трубу с $b/d_ш>1{,}0$ (при $0{,}5<b/d_ш<1{,}0$ коэффициент ξ_0 для шайб на входе определяется интерполяцией по кривым *2* и *3*)

тивление шайбы, тем круче (а следовательно, и устойчивее) становится характеристика. Однако при этом возрастают затраты энергии на перекачивание среды. Сопротивление шайбы достаточно, если она обеспечивает требуемую крутизну характеристики. Это будет иметь место, когда [173]

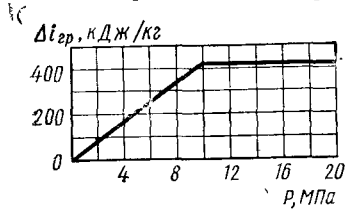


Рис. 2.22. Граничные условия для необходимой крутизны характеристики

$$[B+(\xi_ш/2\rho')(d/d_ш)^4]^2=2{,}57AC. \qquad (2.48)$$

Из уравнения (2.48) легко определить необходимый диаметр шайбы $d_ш$. Для гомогенного потока при $\psi=1$ эта величина определится формулой

$$d_ш=\frac{d}{\sqrt[4]{\frac{\xi_{гом}}{\xi_ш}\frac{L}{d}\left[1{,}8\frac{\Delta i_{вх}}{r}\left(\frac{\rho'}{\rho''}-1\right)-1\right]}}. \qquad (2.49)$$

Коэффициент сопротивления дроссельной шайбы, отнесенный к скорости в ней, определяется по зависимости $\xi_ш=\xi_0(d_{тр}/d_ш)^4$, где коэффициент ξ_0 выбирается по кривым рис. 2.21.

В соответствии с нормативным методом гидравлического расчета котельных агрегатов [26] в горизонтальных элементах паровых котлов докритического давления необходимая крутизна характери-

стики при всех расходах обеспечивается, когда недогрев воды до температуры насыщения на входе в виток меньше допустимого (граничного) значения $\Delta i_{вх}$ или равен ему, т. е. когда соблюдается условие

$$\Delta i_{вх} \leqslant \Delta i_{гр}, \qquad (2.50)$$

где $\Delta i_{гр}$ выбирается в зависимости от давления (рис. 2.22). При недогревах воды на входе в виток, когда $\Delta i_{вх}$ превышает $\Delta i_{гр}$, устанавливаются дроссельные шайбы. Необходимое сопротивление шайбы для элементов с горизонтальной набивкой при докритических давлениях определяется из зависимости $\xi_{ш}/Z_{тр}=\Delta i_{вх}/\Delta i_{гр}-1$. Крутизна характеристики при этом составляет $^1/_3$.

§ 2.6. Пульсационные режимы

В парогенерирующих трубах при определенных условиях могут возникнуть периодические колебания расходов и давления среды. Такие режимы называются *пульсационными*. При пульсационных режимах теплоноситель может менять свое направление движения на обратное, переходя через нулевое значение скорости среды. Периодические изменения скорости вызовут колебания температур стенки, которые приведут к появлению трещин и разрушению трубы. В практике эксплуатации прямоточных котлов трещины на внутренних поверхностях труб, вызванные пульсациями скорости, неоднократно наблюдались.

На рис. 2.23 приведены кривые изменения гидравлического сопротивления трубы, расходов воды и пара в пульсационном режиме. Из рисунка видно, что кривые изменения расходов, замеренных на входе в трубу и выходе из нее, находятся в противофазе и изменение расходов воды на входе значительно превосходит колебания расхода пара на выходе. Расход на выходе всегда положителен, расход на входе при максимальном гидравлическом сопротивлении (когда расход на выходе максимален) отрицателен. Из этого следует, что температурный режим стенки трубы на экономайзерном участке и в зоне начала парообразования будет менее благоприятным, чем на других участках витка, и поэтому в этих местах при таких режимах появляются кольцевые трещины.

С увеличением скорости потока в трубном пучке пульсации сначала уменьшаются, а затем полностью исчезают. Для более высоких давлений диапазон скоростей, в котором устанавливаются пульсационные режимы, ниже. Этот диапазон уменьшается также с увеличением сопротивления экономайзерного участка трубного пучка.

Пульсации возникают, когда отношение $\Delta i_{вх}/\Delta i$ (где Δi — полное приращение энтальпии в трубе) ниже определенных значений, однако и в этих условиях они могут быть устранены с помощью дроссельных шайб, устанавливаемых на входе в парогенерирующую трубу.

Упрощенная модель процесса возникновения пульсаций и метод расчета таких дроссельных шайб разработаны *П. А. Петровым* [132]. При изменении режима работы витка расходы на выходе из витка и входе в него могут быть не равны друг другу. Допустим, что расход пара на выходе возрос на $dG_{вых}$, а расход воды умень-

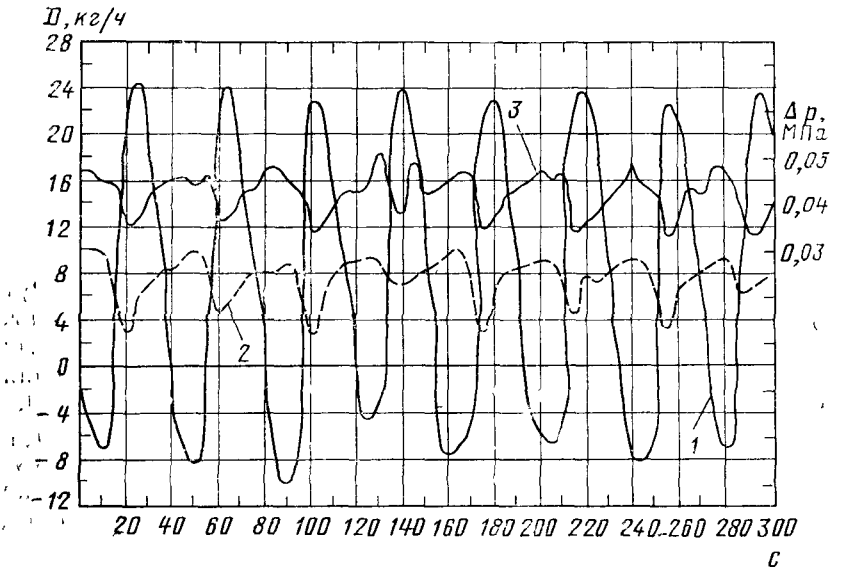


Рис. 2.23. Изменение гидравлического сопротивления и расходов в пульсационном режиме на экспериментальном контуре [132]:

1 — расход на входе; *2* — расход на выходе; *3* — гидравлическое сопротивление витка (p=1,04 МПа, $t_{вх}$=34°С, $\Delta i_{эк}/\Delta i$=0,184)

шился на $dG_{вх}$. Тогда в испарительной части витка сопротивление возрастает на $d(\Delta p_{исп})$, а на экономайзерном участке и шайбе уменьшится на $d(\Delta p_{ш})$ и $d(\Delta p_{эк})$. Если давление в раздающем коллекторе $p_{кол}^{разд}$, а в собирающем $p_{кол}^{соб}$, то пульсации не возникнут, когда

$$\Delta p_{кол}^{разд} - [\Delta p_{ш} - d(\Delta p_{ш})] - [\Delta p_{эк} - d(\Delta p_{эк})] \geqslant p_{кол}^{соб} + \Delta p_{исп} + d(\Delta p_{исп})$$

или

$$p_{кол}^{разд} - p_{кол}^{соб} - (\Delta p_{ш} + \Delta p_{эк} + \Delta p_{исп}) + d(\Delta p_{ш}) + d(\Delta p_{эк}) \geqslant d(\Delta p_{исп}).$$

Но так как $p_{кол}^{разд} - p_{кол}^{соб} = \Delta p_{ш} + \Delta p_{эк} + \Delta p_{исп}$, а $\Delta p_{эк} + \Delta p_{исп} = \Delta p$, то

$$d(\Delta p_{ш}) + 2d(\Delta p_{эк}) \geqslant d(\Delta p). \qquad (2.51)$$

Это уравнение совместно с приведенными выше зависимостями (2.38)—(2.40), (2.41) и (2.43) для гомогенного потока при $\psi = 1$ приводит к соотношению [132]

$$\frac{\Delta p_{ш}}{\Delta p} \geqslant \frac{1{,}5\left(\frac{1}{3}-\frac{\Delta i_{вх}}{\Delta i}\right)\left[2\frac{\rho''}{\rho'-\rho''}+\frac{\Delta i}{2r}\left(1-\frac{\Delta i_{вх}}{\Delta i}\right)\right]}{\frac{\Delta i}{2r}\left(1-\frac{\Delta i_{вх}}{\Delta i}\right)^2+\frac{\rho''}{\rho'-\rho''}}, \quad (2.52)$$

которое позволяет определить требуемое сопротивление дроссельной шайбы для того, чтобы в витке не было пульсаций.

При выводе уравнения (2.52) изменения интенсивности теплоотдачи в пульсационных режимах не учитывались. Между тем при низких давлениях они могут быть весьма заметны. Поэтому расчеты по зависимости (2.52) могут приводить к заниженным значениям $\Delta p_{ш.мин}$. Решение, проведенное в предположении, что тепловосприятие среды изменяется пропорционально расходу, привело к зависимости

$$\frac{\Delta p_{ш}}{\Delta p} \geqslant 1 - \frac{4\beta\,(\Delta i_{вх}/\Delta i^2)}{[1-(\Delta i_{вх}/\Delta i)]^2+(2\beta/\Delta i)}, \quad (2.53)$$

где $\beta = r\rho''/(\rho'-\rho'')$.

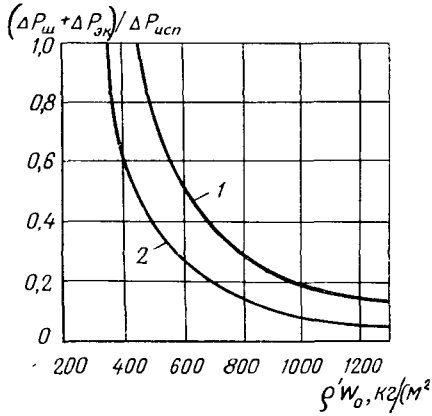


Рис. 2.24. Относительный перепад $(\Delta p_ш + \Delta p_эк)/\Delta p_исп$ в зависимости от массовой скорости:

1 — p=4,0 МПа; *2* — p=10,0 МПа

Экспериментальные исследования, проведенные в различных условиях, показали, что общее сопротивление экономайзерного участка ($\Delta p_ш + \Delta p_эк$), необходимое для исключения пульсационных режимов, зависит также от расхода среды. Приближенные эмпирические зависимости ($\Delta p_ш + \Delta p_эк$) от $\rho' w_0$, позволяющие выбрать сопротивление шайбы для пароводяного потока, приведены на рис. 2.24 [145]. В практике часто шайбы на экономайзерном участке не устанавливаются, а весь он изготовляется из труб меньшего диаметра. Требуемое сопротивление экономайзера при этом также может быть выбрано по рис. 2.24 при $\Delta p_ш = 0$.

По нормативному методу гидравлического расчета [26] пульсации отсутствуют, если соблюдается неравенство

$$(\rho' w)_{расч} > (\rho' w)_{гр}, \quad (2.54)$$

где $(\rho' w)_{расч}$ — массовая скорость в развереннном пучке, а $(\rho' w)_{гр}$ — граничная массовая скорость, определяемая с помощью номограмм, построенных по экспериментальным данным (рис. 2.25 и 2.26).

Для горизонтального пучка

$$(\rho' w)_{гр} = 4{,}63 \cdot 10^{-9} (\rho' w)^{н}_{гр} \bar{q} l/d, \quad (2.55)$$

где номограммная граничная массовая скорость

$$\rho' w^{н}_{гр} = (\rho' w)_0 k_p. \quad (2.56)$$

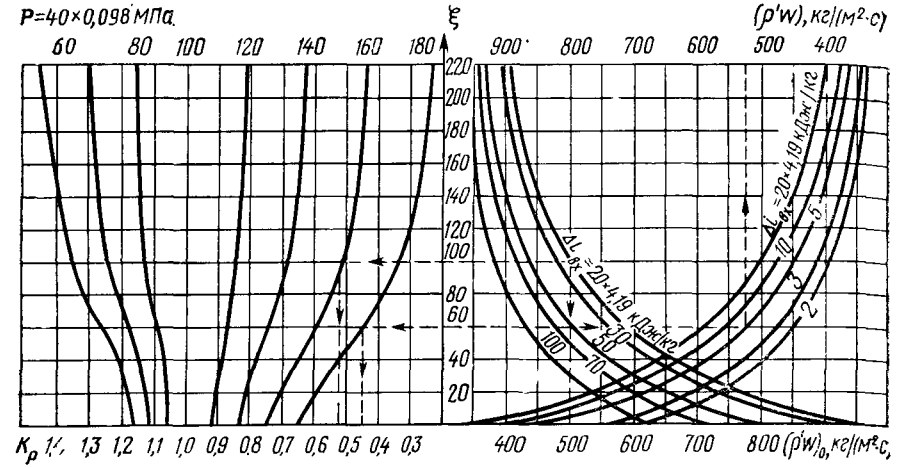


Рис. 2.25. Номограмма для определения граничной массовой скорости в горизонтальных трубах

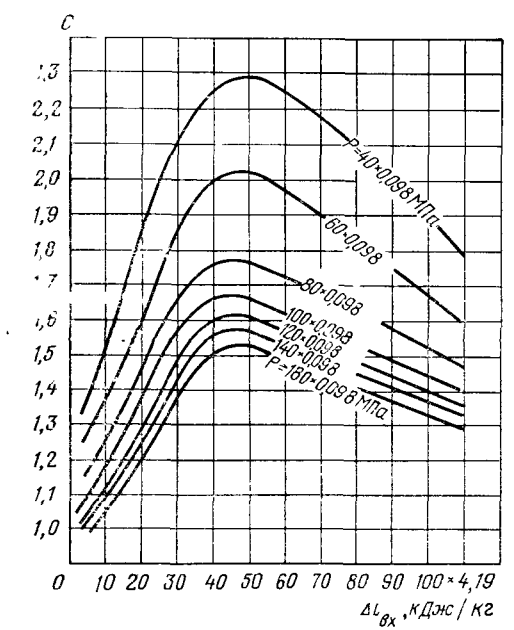


Рис. 2.26. Определение коэффициента C для расчета граничных скоростей в вертикальных трубах

Здесь $\bar{q}$ — средняя плотность теплового потока, рассчитанная по внутренней поверхности трубы, Вт/м²; l, d — длина и внутренний диаметр обогреваемой части трубы, м; $(\rho' w)_0$ — граничная массовая скорость при выбранных условиях*, k_p — поправочный коэффициент.

Граничная массовая скорость $(\rho' w)_0$ и коэффициент k_p определяются по номограмме (рис. 2.25). Коэффициент ξ здесь является коэффициентом гидравлического сопротивления начального некипящего участка, включающего сопротивление входа и дроссельной шайбы.

В вертикальных трубах граничная массовая ско-

* Это значение $(\rho' w)_{гр}$ устанавливалось при давлении 9,8 МПа.

рость $(\rho' w)_{гр}^{в}$ определяется в зависимости от $(\rho' w)_{гр}$ для горизонтальных витков по формуле

$$(\rho' w)_{гр}^{в} = C (\rho' w)_{гр}, \qquad (2.57)$$

где коэффициент C выбирается по кривым, приведенным на рис. 2.26. Трубы с небольшим наклоном, у которых нивелирная составляющая перепада давления не превышает 10%, рассчитываются как горизонтальные, но полученное при этом значение $(\rho' w)_{гр}$ увеличивается в 1,2 раза. При больших наклонах в расчетах используются зависимости для вертикальных труб.

ГЛАВА 3
БАРБОТАЖ ПАРА ЧЕРЕЗ ЖИДКОСТЬ

§ 3.1. Механизм процесса. Влияние основных параметров

Подъем паровой фазы в жидкости, приведенная скорость направленного движения которой мала или равна нулю, принято называть *барботажем* пара через жидкость. Барботаж пара имеет место в барабанах паровых котлов (при подводе пароводяной смеси под уровень воды в барабане), парогенераторах атомных электростанций, кипящих реакторах, испарителях, выпарных аппаратах, ректификационных колонках и многих других аппаратах.

Параметры, характеризующие протекание этого процесса, необходимы при решении вопроса об истинном уровне в аппарате (который в ряде случаев существенно отличается от непосредственно замеряемого весового уровня), в расчетах по массообмену (в промывочных устройствах и на тарелках ректификационных колонн), процесса замедления нейтронов в кипящих реакторах и др.

Основной характеристикой гидродинамики водяного объема при барботаже является истинное объемное паросодержание φ. Значения φ в различных точках слоя пароводяной смеси при барботаже даже при стационарном режиме не одинаковы. Если барботажный слой расположен непосредственно над трубами греющих элементов, то (вследствие неравномерности распределения тепловых потоков в греющих элементах, а также различий в числе вертикальных рядов труб в пучке) в разных точках сечения, непосредственно расположенного над греющими элементами, устанавливаются уже не одни и те же значения φ. В дальнейшем, по мере продвижения пара к поверхности раздела фаз (зеркалу испарения), скорость его изменяется и соответственно изменяются локальные значения истинного паросодержания φ. Для одного и того же общего расхода пара при неравномерном распределении его по сечению барботера унос капельной влаги паром значительно выше, чем при равномерном распределении. Поэтому в тех случа-

ях, когда на выходе из греющих элементов такая неравномерность возможна, для выравнивания скоростей пара в барботажном слое и в паровом пространстве над греющими элементами устанавливается распределительное устройство. Обычно в качестве такого устройства применяют дырчатый лист, имеющий определенное, требующееся для данных условий сопротивление, т. е. лист с соответствующим образом рассчитанным количеством отверстий выбранного диаметра. Правильно рассчитанные погруженные дырчатые листы гасят также кинетическую энергию пароводяных струй, вследствие чего над ними устанавливается более спокойный уровень. Поэтому, когда испарение происходит внутри труб сравнительно большой длины (длиннотрубчатые испарители и выпарные аппараты), установка листа целесообразна даже при достаточно равномерном распределении тепловых потоков по трубам греющей секции аппарата.

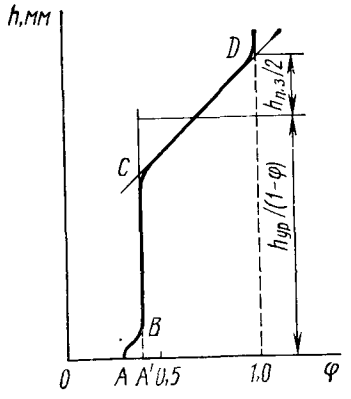


Рис. 3.1. Типичная кривая распределения паросодержания по высоте барботажного слоя

При наличии устройства, выравнивающего паровой поток по сечению барботера, распределение истинных паросодержаний по высоте барботажного слоя происходит так, как показано на рис. 3.1. Как видно из рисунка, по высоте слоя могут быть выделены три зоны. В первой из них (участок AB) паросодержание изменяется от начального (определяемого долей сечения, занимаемого отверстиями дырчатого листа) до некоторого значения φ, во второй зоне (участок BC) паросодержание не изменяется, а в третьей (участок CD) изменяется от значения φ, характерного для второй зоны, до $\varphi = 1$.

Вторую зону принято называть зоной *стабилизированных значений паросодержания* или *стабилизированным участком* кривой распределения паросодержания по высоте барботажного слоя, а третью — *переходной зоной*, так как здесь пар почти полностью отделяется от жидкости и образует однофазный паровой поток. Пар всегда захватывает некоторое количество капельной жидкости, однако унос обычно исчисляется долями процентов и практически не отражается на гидродинамике потока.

В первой зоне, непосредственно после прохождения пара через отверстия дырчатого листа, движение пузырей вызывается не только подъемной силой, но и напором, созданным под листом. В дальнейшем (начиная от точки B, рис. 3.1) наступает безнапорное движение, вызванное действием подъемной силы. При подходе к поверхностным слоям движение пузырей затормаживается действием силы поверхностного натяжения, вследствие чего паросодержание плавно увеличивается.

Высота первой зоны невелика (не превышает 30—40 мм), и обычно при определении высоты всего барботажного слоя не учитывают того, что на этом участке (от дырчатого листа до точки B, рис. 3.1) среднее паросодержание меньше установившегося значения φ. Общая высота h при этом определяется из зависимости

$$h \cong h_{ур}/(1-\varphi)+h_{п.з}/2, \qquad (3.1)$$

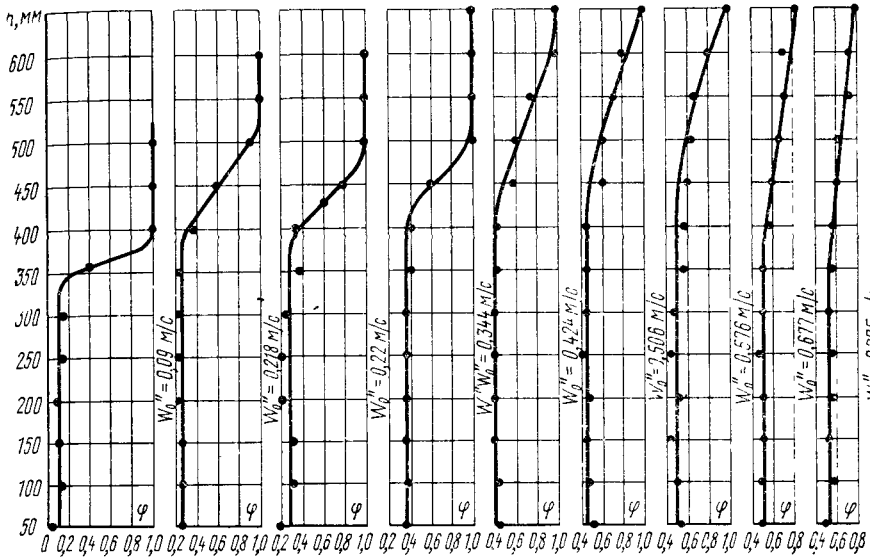


Рис. 3.2. Кривые изменения φ по высоте барботажного слоя при различных значениях w_0'' ($p=1{,}66$ МПа)

где $h_{ур}$ — весовой уровень над дырчатым листом; $h_{п.з}$ — высота переходной зоны.

Когда выравнивающего дырчатого листа нет, картина распределения φ по высоте барботера остается такой же, однако начальные паросодержания (в сечениях, расположенных непосредственно за греющими элементами) будут определяться гидродинамикой потока в межтрубном пространстве или в трубах греющей секции, которая, в свою очередь, зависит от размеров и расположения труб, режима, физических свойств среды и пр. Кроме того, если паровой поток неравномерен, абсолютные значения φ в различных точках одного и того же горизонтального сечения могут заметно различаться между собой.

На рис. 3.2 приведены кривые изменения φ по высоте барботажного слоя при различных расходах пара (различных значениях приведенных скоростей пара w_0''), построенные просвечиванием вертикального барботера по диаметру пучком γ-излучения [170].

Кривые получены при постоянном давлении в барботере, равном 1,66 МПа, при (примерно) одном и том же весовом уровне. Как видно из рисунка, с увеличением приведенной скорости пара значения φ на стабилизированном участке возрастают. Увеличиваются также средний уровень жидкости и высота переходной зоны.

Кривые изменения φ в зависимости от w_0'' на стабилизированном участке приведены на рис. 3.3. Здесь кривая *1* построена по разности статических давлений в двух сечениях второй зоны барботажного слоя, измеряемой с помощью дифференциального манометра, и устанавливает среднее значение φ по всему сечению; кривая *2* получена просвечиванием потока по диаметру колонки узким параллельным пучком γ-излучения и устанавливает средние значения φ по диаметру. Обе кривые построены при давлении 1,66 МПа, однако вид их является типичным и для других условий.

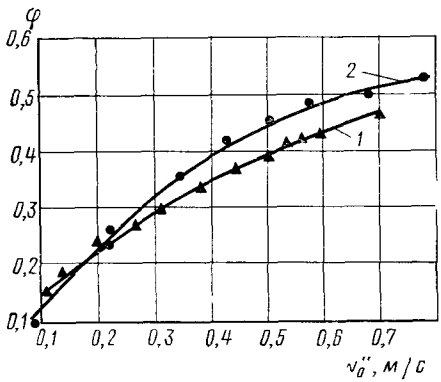


Рис. 3.3. Зависимость $\varphi = f(w_0'')$ на стабилизированном участке:

1 — средние значения φ, *2* — значения φ при просвечивании барботера по диаметру

В центре сечения барботера паросодержание несколько выше, чем по периферии, поэтому среднее значение паросодержания для всего сечения $\varphi_{ср}$ меньше значений φ, полученных при просвечивании по диаметру.

Когда паросодержание устанавливается методом просвечивания, чтобы определить $\varphi_{ср}$, необходимо либо наряду с замерами, проведенными просвечиванием узким пучком по диаметру барботера, провести просвечивание по нескольким хордам и по полученным данным рассчитать эту величину, либо провести просвечивание пучком γ-излучения, охватывающим весь барботер [173].

На рис. 3.4 приведены кривые изменения средних паросодержаний на стабилизированном участке в зависимости от w_0'', полученные в работе [177], при различных давлениях. Как видно из рисунка, с увеличением давления паросодержание возрастает. Такой результат следовало ожидать.

При увеличении давления разность $\rho' - \rho''$ уменьшается и, следовательно, уменьшаются подъемная сила и скорость подъема паровых пузырей в жидкости.

Из приведенных данных по влиянию на паросодержание φ скорости пара и давления следует, что при низких давлениях и большой протяженности барботажного слоя значения φ на стабилизированном участке могут несколько изменяться, так как по мере

продвижения потока по высоте барботера давление уменьшается и часть жидкости испаряется.

Сопоставление средних значений $\varphi_{ср}$ со значениями φ, полученными при просвечивании барботера по диаметру, позволило установить связь между ними для широкого интервала изменений плотности пара и воды. Зависимость между отношениями $\varphi/\varphi_{ср}$ и симплексом ρ'/ρ'' приведена на рис. 3.5 [177]. Из рисунка видно, что неравномерность распределения фаз по сечению барботера увеличивается при более высоких значениях отношения ρ'/ρ'', т. е. с понижением давления.

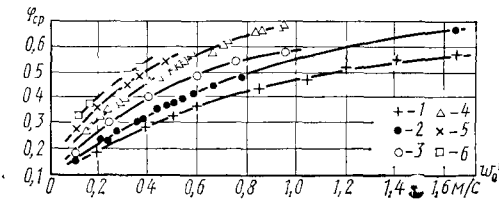


Рис. 3.4. Кривые изменения средних по сечению барботера значений φ в зависимости от w_0'' при различных давлениях:

1 — p=0 59 МПа; *2* — p=1,66 МПа; *3* — p=3,24 МПа, *4* — p=5,9 МПа; *5* — p=7,58 МПа; *6* — p=9,0 МПа

При определении действительного уровня в барботере необходимо располагать значением переходной зоны [см. уравнение (3.1)]. Экспериментальные данные (см. рис. 3.2) показывают, что высота

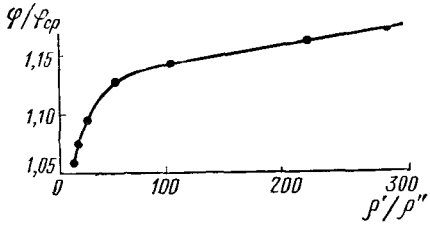


Рис. 3.5. Зависимость между отношением $\varphi/\varphi_{ср}$ и симплексом ρ'/ρ''

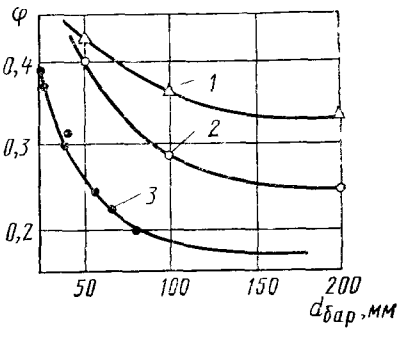


Рис. 3.6. Влияние диаметров барботера на объемное паросодержание двухфазного слоя:

1 — p=0 245 МПа, w_0''=0 55 м/с; *2* — p=0 39 МПа, w_0''=0,42 м/с, *3* — p=0,1 МПа, w_0''=0,3 м/с

переходной зоны $h_{п.з}$ возрастает с увеличением приведенной скорости пара. При одних и тех же значениях скорости пара $h_{п.з}$ тем больше, чем выше давление.

При небольших диаметрах барботера $d_{бар}$ гидродинамические характеристики двухфазного слоя зависят от значения $d_{бар}$ (рис. 3.6). С увеличением диаметра (в этом диапазоне изменения φ) объемные паросодержания φ падают [43].

§ 3.2. Работа пораспределительного дырчатого листа

Погруженные дырчатые листы в качестве пораспределительных устройств применяют в барабанах паровых котлов и парогенераторах атомных электростанций, а также в испарителях, паропреобразователях, длинотрубчатых выпарных аппаратах. В испарителях и выпарных аппаратах с греющими элементами, выполненными

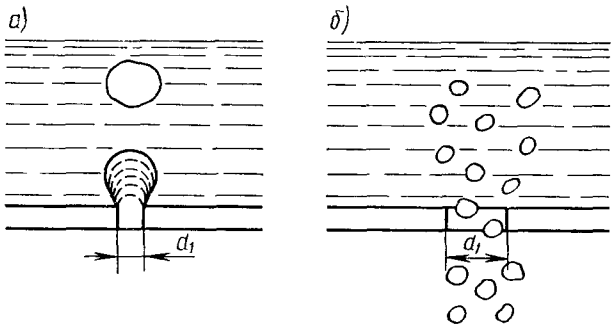


Рис. 3.7. Схема истечения пара через отверстие погруженного дырчатого листа при небольших расходах пара:

а — размеры пузырей больше диаметра отверстий d_1; *б* — d_1 больше диаметра пузырей

из вертикальных труб длиной 4—6 м, струя пароводяной смеси при отсутствии успокоительных устройств выбрасывается на большую высоту, вследствие чего процесс отделения пара от жидкости в паровом пространстве аппарата затрудняется. При наличии погруженных дырчатых листов кинетическая энергия струи гасится в водяном объеме до листа и над ним, между барботажным слоем и паровым пространством устанавливается более спокойная поверхность раздела. Таким образом, применение пораспределительных устройств в таких аппаратах весьма целесообразно.

Когда скорость пара не слишком велика, он протекает через отверстия листа отдельными пузырями. В процессе образования и роста парового пузыря у отверстия листа (рис. 3.7, *а*) на него действуют подъемная сила и конвективные токи, стремящиеся оторвать его от листа. Силы поверхностного натяжения препятствуют этому. Если вязкость жидкости невелика и влиянием конвективных токов можно пренебречь, то

$$\frac{4}{3}\pi R_0^3 g(\rho' - \rho'') = 2\pi R_1 \sigma, \qquad (3.2)$$

где R_0 — радиус пузыря в момент отрыва; R_1 — радиус отверстия; σ — коэффициент поверхностного натяжения. Из уравнения (3.2)

следует, что

$$R_0=\sqrt[3]{3R_1\sigma/[2g(\rho'-\rho'')]}. \qquad (3.3)$$

В таком виде уравнение, определяющее отрывной радиус пузыря R_0, приводится в литературе [86, 93]. При использовании этого уравнения часто не учитывают того, что оно действительно только тогда, когда диаметр отверстия небольшой и радиус пузыря R_0 при отрыве больше радиуса R_1. При больших R_1 уравнение (3.2) не действительно. Рассчитанный по этой зависимости радиус пузыря R_0 оказывается меньше радиуса отверстия R_1, что не может соответствовать действительности. Так, в соответствии с уравнением (3.3) при барботаже пара через воду для давления 0,1 МПа и температуры воды 100°С отрывной диаметр пузыря превышает диаметр отверстия только тогда, когда R_1 не выше $\sim$3 мм. При $R_1=5$ мм радиус отрывающегося пузыря, рассчитанный по этому уравнению, равен $\sim$3,6 мм. Если отрывающийся пузырь имеет такой размер, то радиус «шейки», по которой происходит разрыв, $R<3{,}6$ мм и, следовательно, в уравнение (3.2) вместо величины $R_1=5$ мм должен вводиться радиус R, который существенно ниже. При более высоких давлениях размер радиуса отверстия, при котором уравнение (3.2) остается справедливым, еще ниже. Так, для давления 10 МПа отрывной радиус $R_0\geqslant R_1$ [при расчете по уравнению (3.3)] только для отверстий радиусом $R_1\leqslant 1{,}7$ мм. Когда радиус пузыря меньше R_1, пузыри при небольших расходах пара свободно перетекают через отверстия (рис. 3.7, *б*).

Работа пароораспределительного дырчатого листа была подробно рассмотрена *С. С. Кутателадзе* [86, 93]. Автор исходит из того, что энергия L, расходуемая на образование пузыря, затрачивается на образование свободной поверхности и преодоление сопротивлений перемещению пузыря во время его роста:

$$L=L_\sigma+L_F, \qquad (3.4)$$

где L_σ и L_F — энергия (работа), затрачиваемая на образование свободной поверхности и преодоление сопротивлений соответственно.

На образование пузыря расходуется кинетическая энергия пара, втекающего в него за время его формирования τ_1. Таким образом,

$$L=\int_0^{\tau_1}(\rho''w_1''^2/2)\,\pi R_1^2 w_1'\mathrm{d}\tau; \qquad (3.5)$$

энергия, затрачиваемая на образование свободной поверхности,

$$L_\sigma=4\pi R_0^2\sigma. \qquad (3.6)$$

Из уравнения сохранения массы $\pi R_1{}^2\rho''w_1''\,\mathrm{d}\tau=\rho''4\pi R^2\mathrm{d}R$ получим, что

$$w_1'=4(R/R_1)^2(\mathrm{d}R/\mathrm{d}\tau). \qquad (3.7)$$

Приняв

$$dR/d\tau = C\tau^m, \tag{3.8}$$

получим

$$w_1'' = \frac{4c^3}{R_1^2 (m+1)^2} \tau^{3m+2}. \tag{3.9}$$

Из зависимости (3.8) следует

$$R = C\tau^{m+1}/(m+1), \tag{3.10}$$

а

$$C = (m+1) R_0/\tau^{m+1}, \tag{3.11}$$

так как, когда $\tau = \tau_1$, радиус пузыря R становится равным R_0.

С. С. Кутателадзе допускает, что при турбулентном обтекании пузыря в уравнении (3.4) величиной L_F можно пренебречь. Тогда, подставив в уравнение (3.4) значения L_σ и L, с учетом зависимостей (3.9) и (3.11) получим

$$8 \frac{(m+1)^3}{9m+7} \frac{R_0^7}{R_1^4} \frac{1}{\tau_1^2} = \frac{\sigma}{\rho''}. \tag{3.12}$$

Время формирования пузыря τ_1 может быть определено из зависимости $\tau_1 = 4R_0^3/(3R_1^2 w_1'')$, где w_1'' — средняя скорость пара в отверстиях листа за время τ_1.

Если пузыри не сливаются, то время между двумя последовательными отрывами τ больше времени формирования пузыря τ_1 и средняя скорость в отверстиях

$$\bar{w}'' = \varepsilon \bar{w}_1'', \tag{3.13}$$

где

$$\varepsilon = \tau_1/\tau. \tag{3.14}$$

Подставляя значения τ_1 в уравнение (3.12), с учетом зависимости (3.13) получим

$$w'' = \varepsilon \sqrt{2(9m+7)\sigma/[9(m+1)^3 \rho'' R_0]} \tag{3.15}$$

Когда $\varepsilon = 1$ [$\tau = \tau_1$, уравнение (3.14)], пузыри непрерывно следуют один за другим и согласно [86, 93] в этих условиях обеспечивается паровая подушка под листом, а следовательно, и достаточно равномерное распределение пара по его поверхности. Принимая $m = 0$ при $\varepsilon = 1$ с учетом зависимости (3.3), автор [86, 93] установил, что минимальная скорость в отверстиях листа $\bar{w}''_{\text{мин}}$, соответствующая непрерывному истечению пузырей, определяется из выражения

$$\frac{\bar{w}_{\text{мин}} \sqrt{g\rho''}}{\sqrt[4]{g^3\sigma(\rho' - \rho'')}} = 1{,}25 \sqrt[12]{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'') R_1^2}}, \tag{3.16}$$

а условие

$$\overline{w}'' \geqslant \overline{w}''_{\text{мин}} \tag{3.17}$$

должно обеспечивать устойчивое существование паровой подушки под листом.

Это уравнение получило широкое распространение. Между тем опыт эксплуатации парогенераторов низкого давления (работающих в условиях, когда распределение паровых потоков под листом неравномерно) показал, что рассчитанные таким образом дырчатые листы (когда $\overline{w}''$ сравнительно не намного больше $\overline{w}''_{\text{мин}}$) все же не обеспечивают равномерной загрузки зеркала испарения. Приведенный выше вывод основывается на двух существенных допущениях. Прежде всего следует отметить, что уравнение (3.16) получено для условий, когда изменение радиуса растущего пузыря во времени $dR/d\tau$ постоянно ($m=0$). Абсолютные скорости перемещения пузыря непосредственно после того, как он образовался, и в конце процесса роста вряд ли одни и те же. Однако при всех положительных значениях m, когда $m \to 0$, значение скорости $\overline{w}_{\text{мин}}$ увеличивается [см. уравнение (3.15)]. Опыт показывает, что (по крайней мере при низких давлениях) скорость, при которой обеспечивается устойчивость паровой подушки, должна быть выше рассчитанной по уравнению (3.16). Из этого следует, что для определения скорости $\overline{w}''_{\text{мин}}$, обеспечивающей устойчивую паровую подушку под листом, такое допущение возможно.

Другим серьезным допущением является предположение, что работой сил сопротивления L_F можно пренебречь. Определим значение L_F. Сила сопротивления перемещению пузыря

$$F = \xi \frac{\rho' \overline{w}''^2_{\text{от}}}{2} \pi R^2, \tag{3.18}$$

где ξ — коэффициент сопротивления; $\overline{w}''_{\text{от}}$ — относительная скорость перемещения границы раздела фаз пузыря. Отсюда элементарная работа сил сопротивления

$$dL_F = \xi \frac{\rho' \overline{w}''^2_{\text{от}}}{2} \pi R^2 \, dR. \tag{3.19}$$

Полагая относительную скорость равной скорости роста радиуса пузыря $w''_{\text{от}} = dR/d\tau$, после интегрирования получим

$$L_F = \xi \frac{9\pi}{32} \frac{(m+1)^3}{5m+3} \frac{R_1^4}{R_0} \rho' \overline{w}''^2_1. \tag{3.20}$$

Из зависимости (3.5), используя те же приведенные выше соотношения, можно получить

$$L = 18\pi \frac{(m+1)^3}{9m+7} R_0^3 \rho'' \overline{w}''^2_1. \tag{3.21}$$

Таким образом, отношение всей энергии, затрачиваемой на формирование пузыря, к работе сил сопротивления имеет вид

$$\frac{L}{L_F} = \frac{64}{\xi} \frac{5m+3}{9m+7} \frac{\rho''}{\rho'} \left(\frac{R_0}{R_1}\right)^4. \qquad (3.22)$$

Из уравнения (3.22) видно, что отношение L/L_F зависит от того, в каком соотношении находятся отрывной радиус пузыря и радиус отверстий, через которые протекает пар. При турбулентном обтекании пузыря можно принять $\xi=0{,}4$ [93]. Тогда для давления 0,1 МПа, когда $R_0/R_1=3$ при $m=0$, отношение L/L_F составляет 3,36 (при всех значениях $m>0$ это отношение несколько возрастает). Когда отношение R_0/R_1 меньше, соотношение между энергией, затрачиваемой на образование пузыря, и работой сил сопротивления, рассчитанное по уравнению (3.22), становится еще ниже и, следовательно, пренебречь величиной L_F в этих условиях нельзя. При этом следует иметь в виду то, что по мере приближения радиуса отверстия к значению R_0 уравнение (3.22) становится все менее достоверным, так как пузырь все больше теряет форму полного шара, для которого действительны зависимости (3.18) и (3.19).

При высоких давлениях отношение L/L_F велико даже при значениях R_1, близких к R_0, и, следовательно, в этих условиях ошибка, связанная с пренебрежением работой сил сопротивления, значительно ниже. Однако как при высоких, так и при низких давлениях отрывной радиус пузыря превышает радиус отверстия в 2—3 раза только при очень небольших значениях R_1 [см. уравнение (3.3)] и поэтому приведенная выше зависимость [см. уравнение (3.16)] действительна только для пароораспределительных устройств с очень небольшим радиусом отверстий (до $\sim$1,0—1,5 мм). При больших размерах отверстий принятый механизм процесса прохождения пара через дырчатый лист, очевидно, невозможен (когда подъемная сила пузыря радиусом R_0/R_1 оказывается уже выше сил поверхностного натяжения, удерживающих его у поверхности листа, отдельные пузыри шарообразной формы с радиусом ножки R_1 существовать не могут).

Между тем в теплотехнике (в паровых котлах, парогенераторах, испарителях и пр.) в качестве пароораспределительных устройств применяют погруженные дырчатые листы с диаметром отверстий не менее 8—12 мм *. Такие устройства при скоростях пара в отверстиях $\bar{w}''$, рассчитанных по формуле (3.16), не могут достаточно хорошо выравнивать скоростные потоки пара по сечению барботера. Когда диаметр отверстия выше среднего диаметра пузырей, барботирующих через жидкость под листом и над ним, паровая подушка может образоваться, если пузыри под листом сольются и через отверстия листа будет протекать пар в виде сплошного пото-

* При меньших диаметрах отверстия будут забиваться шламом. Кроме того, изготовление листа площадью в несколько десятков квадратных метров с отверстиями диаметром 2—3 мм при общем сечении их, составляющем 5—10% от площади листа, оказалось бы значительно более трудоемким, чем при бо́льших размерах отверстий.

ка. Конечно, в нем будет содержаться также и некоторое количество жидкой фазы, однако при достаточно устойчивой паровой подушке жидкость в потоке может состоять лишь из отдельных капель и занимать относительно небольшое сечение в потоке. Поэтому в дальнейших рассуждениях наличием капель жидкости в паре будем пренебрегать.

Паровая подушка обеспечивает равномерное поступление пара во все отверстия листа, поэтому кинетическая энергия парового потока, протекающего через лист, может рассчитываться по средней скорости пара в отверстиях. Эта энергия, так же как при движении отдельными пузырями, расходуется на образование свободной поверхности и преодоление сопротивлений. Однако по такой схеме процесса пузыри пара образуются в толще жидкости над листом и при достаточно большом слое жидкости и пренебрежении потерями на преодоление сопротивлений вся энергия потока перейдет в поверхностную энергию. При малых уровнях жидкости часть этой энергии будет потеряна в паровом потоке над барботажным слоем. Для погруженных дырчатых листов характерен режим барботажа с зоной стабилизированных значений паросодержания φ, где движение паровой фазы обусловливается лишь действием подъемных сил. Поэтому можно считать, что процесс дробления пара в жидкости протекает до конца и вся кинетическая энергия потока переходит в поверхностную. **Тогда**

$$\pi R_1^2 \overline{w}_{\text{мин}} \frac{\rho'' \overline{w}''^2}{2} = 4\pi R_0^2 \sigma N,$$

или

$$\pi R_1^2 \overline{w}'_{\text{мин}} \frac{\rho'' w''^2_{\text{мин}}}{2} = 4\pi R_0^2 \sigma \frac{\pi R_1^2 \overline{w}''_{\text{мин}}}{(4/3)\pi R_0^3}. \qquad (3.23)$$

Здесь N — количество пузырьков пара, образующихся над паропределительным листом в единицу времени; R_0 — средний радиус пузырьков.

Из уравнения (3.23) получим

$$w''_{\text{мин}} = 2{,}44\sqrt{\sigma/\rho'' R_0}. \qquad (3.24)$$

Аналогичная зависимость может быть получена из уравнения (3.15) (при $m=0$ и $\varepsilon=1$), однако коэффициент в правой части формулы окажется равным 1,25. Это показывает, что для одних и тех же значений R_0 скорость, при которой образуется паровая подушка под листом при истечении пара через отверстия листа отдельными пузырями, в 1,95 раза ниже скорости, которая должна иметь место при истечении пара сплошной струей *. Для определения абсолютных значений $\overline{w}''_{\text{мин}}$ необходимо располагать значениями R_0.

---

* Формула (3.24) получена *Л. С. Стерманом*. Им же проведен приведенный здесь анализ работы пароразпределительного дырчатого листа.

Процесс барботажа над распределительным устройством в настоящее время еще недостаточно изучен и зависимости, определяющие средний размер пузырьков, еще отсутствуют. Однако можно полагать, что R_0 должен быть близок радиусу пузыря, образующегося на хорошо смачиваемой обогреваемой поверхности, в момент отрыва его (при небольших тепловых потоках). Это величина определяется выражением [86, 93]

$$R_0 = 0{,}0104\theta \sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}, \qquad (3.25)$$

где θ — краевой угол.

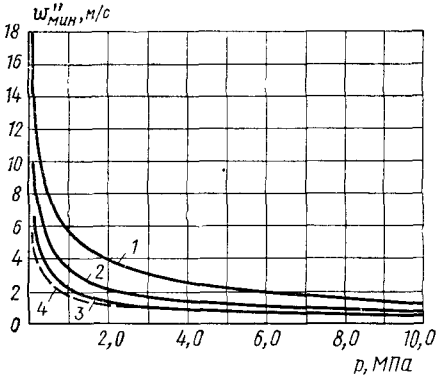


Рис. 3.8. Среднее значение скорости водяного пара в отверстиях дырчатого листа $\overline{w}''_{мин}$ в зависимости от давления:

1 — по формуле (3.24); *2* — по формуле (3.16) при $R_0/R_1=3$; *3* — по формуле (3.16) при $R_1=5$ мм; *4* — зависимость приведенная в работе [93]

На рис. 3.8 приведены значения $\overline{w}''_{мин}$ при различных давлениях, рассчитанные по зависимостям (3.16) и (3.24). В расчетах по формуле (3.16) радиус отверстий в парораспределительном устройстве принимался таким, чтобы при этом отрывной радиус пузыря R_0 [рассчитанный по зависимости (3.2)] превышал радиус отверстия в три раза. В этих условиях, как было показано выше, потерями на преодоление сопротивлений еще можно пренебречь и формула является достаточно достоверной. При определении R_0 по формуле (3.25) краевой угол θ принят равным 65°. На рисунке нанесены также кривая, рассчитанная по формуле (3.16) при диаметрах отверстий в дырчатом листе 10 мм, и кривая, приведенная в работе [93].

При отверстиях, диаметры которых близки или даже выше отрывного диаметра пузыря, образование паровой подушки при истечении пара через отверстия отдельными пузырями невозможно. Поэтому в таких условиях зависимость (3.16) не действительна и пользоваться кривыми *3* и *4* в расчетах не следует. Из сравнения кривых *1* и *2* видно, что при небольших диаметрах отверстий, когда истечение происходит отдельными пузырями, минимальная средняя скорость $\overline{w}''_{мин}$, обеспечивающая равномерное распределение пара, примерно в два раза ниже скорости струйного течения. Это показывает, что при определении $w''_{мин}$ по формуле (3.24) значение R_0 в первом приближении можно устанавливать по зависимости (3.25).

При истечении пара через отверстия листа отдельными пузырями давление под листом p складывается из давления жидкости на уровне листа $p_ж$ и перепада давления, необходимого для преодоле-

ния сопротивления в отверстиях и создания избыточного давления внутри пузыря. Таким образом, давление под листом

$$p = p_{ж} + (2\sigma/R_0) + \xi_{отв}(\rho'' w''^2/2).$$

В утопленном листе, имеющем отбортовку (рис. 3.9), разность давлений $p - p_{ж}$ уравновешивается разностью гидростатических давлений на уровнях нижней поверхности подушки и листа. Отсюда толщина газовой (паровой) подушки

$$\delta_{под} = \frac{p - p_{ж}}{g(\rho' - \rho'')} = 1{,}75 \sqrt[3]{\frac{\sigma^2}{(\rho' - \rho'') g R_1}} + \xi_{отв} \frac{\rho'' \overline{w}''^2}{2g(\rho' - \rho'')} \qquad (3.26)$$

При истечении пара сплошной струей

$$p = p_{ж} + (2\sigma/R_1) + \xi_{отв}(\rho'' w''^2/2),$$

$$\delta_{под} = \frac{2\sigma}{g(\rho' - \rho'') R_1} + \xi_{отв} \times \frac{\rho'' w''^3}{2g(\rho' - \rho'')}. \qquad (3.26')$$

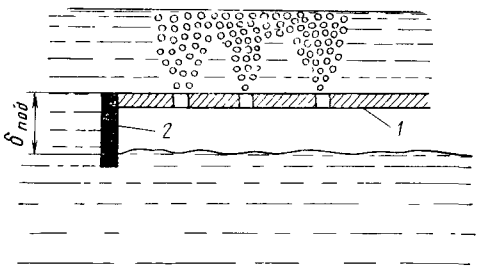


Рис. 3.9. К определению паровой подушки под дырчатым листом:

1 — дырчатый лист; *2* — отбортовка

На рис. 3.10 приведены значения $\delta_{под}$, рассчитанные по формуле (3.26) при наименьших значениях скорости пара в отверстиях $\overline{w}''_{мин}$ для рассмотренных выше двух режимов истечения (отдельными пузырями и паровой струей). В расчетах $\xi_{отв}$ определялся по графику, приведенному на рис. 3.11. Как видно из рисунка, во всех случаях толщина паровой подушки невелика.

Дырчатый лист не может быть установлен строго горизонтально. Чем выше возможные отклонения плоскости листа от горизонтали $\Delta h_{гор}$, тем большее значение $\delta_{под}$ следует выбирать. Значение $\delta_{под}$ целесообразно принимать выше расчетного также при больших неравномерностях распределения скорости пара по сечению аппарата до дырчатого листа. Для аппаратов большого диаметра (2—3 м) можно рекомендовать толщину подушки

$$\delta_{под} = (1{,}5 \div 2{,}0)\,\delta_{под.расч}, \qquad (3.27)$$

где $\delta_{под.расч}$ — толщина подушки, определенная по уравнению (3.26′).

Тогда средняя скорость в отверстиях листа определится выражением

$$\overline{w}'' \cong (1{,}2 \div 1{,}4)\, w''_{расч}, \qquad (3.28)$$

где $w''_{расч}$ — скорость, рассчитанная по формуле (3.24).

В уравнениях (3.27) и (3.28) более высокие значения коэффициента выбираются при больших неравномерностях парового потока и когда возможные значения $\Delta h_{гор}$ соизмеримы с размерами $\delta_{под}$.

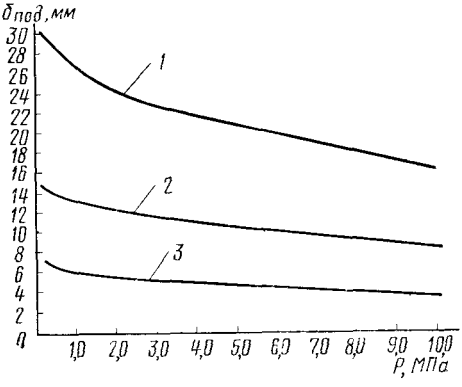


Рис. 3.10. Толщина паровой подушки, рассчитанная по значениям $w''_{мин}$, установленным по различным формулам:

1 — по формуле (3.24); *2* — по формуле (3.16) при $R_0/R_1=3$; *3* — по формуле (3.16) при $R_1=5$ мм

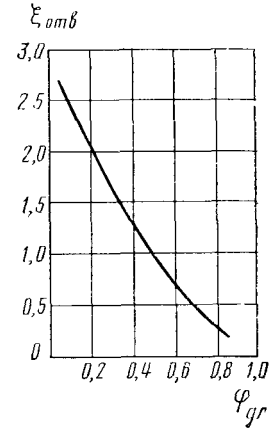


Рис. 3.11. Коэффициент сопротивления $\xi_{отв}$ в зависимости от относительной площади сечения отверстий дырчатого листа $\varphi_{дл}$ [173]

§ 3.3. Гидродинамическая устойчивость барботажного слоя в паропромывочных устройствах

В последние годы для улучшения качества пара паровых котлов и парогенераторов атомных электрических станций, а также уменьшения солесодержания дистиллята испарителей широко применяют метод промывки пара в слое питательной воды или конденсата.

Применяют в основном две конструкции паропромывочных устройств барботажного типа. По схеме одной из них (рис. 3.12) пар барботируют через погруженные элементы, куда подается промывочная вода, в качестве которой может использоваться питательная вода аппарата или конденсат. В обоих случаях промывочная вода через переливы, обеспечивающие определенный уровень ее, отводится по сточным линиям в водный объем парового котла или парогенератора. В таких устройствах уровень воды сохраняется примерно одинаковым при всех режимах (при любых расходах пара).

Необходимый для промывки пара уровень воды можно поддержать не только в устройствах погруженного типа (рис. 3.12), где уровень сохраняется даже тогда, когда пар не проходит через него, но и на элементах, где жидкость может удерживаться только при прохождении пара через них (за счет разности давлений в про-

странстве до барботажа и за ним). Таким элементом может быть простой дырчатый лист, установленный на некотором расстоянии от зеркала испарения (рис. 3.13, *а, б*) [175]. Промывка при этом осуществляется в слое воды, расположенном над этим листом.

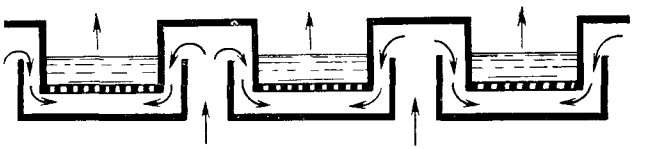


Рис. 3.12. Паропромывочное устройство погруженного типа (устройство ЦКТИ)

Проходящий через отверстия листа пар препятствует протеканию жидкости (питательной воды или конденсата), подаваемой поверх листа, и жидкость удерживается над ним. Необходимый уровень обеспечивается соответствующим расположением переливов перед сливными линиями, по которым жидкость отводится в водяной объем парового котла, парогенератора или испарителя. Фотогра-

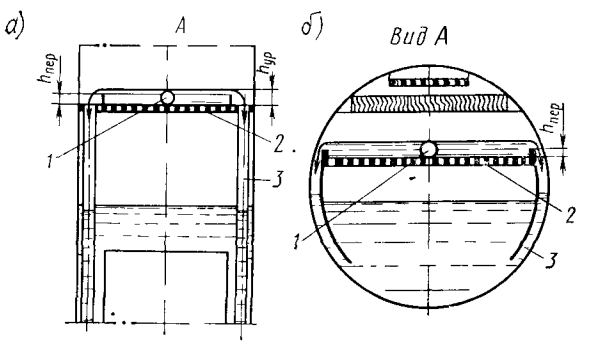


Рис. 3.13. Схема организации промывки с паропромывочным дырчатым листом:

а — в испарителях; *б* — в барабане парового котла или парогенератора; *1* — подвод питательной воды; *2* — паропромывочный лист; *3* — отводящие каналы

фия работы промывочного дырчатого листа на модели, имитирующей вертикальный испаритель, показана на рис. 3.14. На этой установке сливная труба, как видно из фотографии, расположена по оси колонки.

В устройствах, показанных на рис. 3.13, скорость пара в отверстиях дырчатого листа должна быть выбрана такой, чтобы жидкость удерживалась на нем и стекала только по сливным линиям, т. е. чтобы устанавливался так называемый *беспровальный режим.* Промывочный слой в 40—60 мм является вполне достаточным для эффективной барботажной промывки пара, поэтому обычно высота

перелива не превышает этих значений. Зависимость, определяющая минимальное значение скорости пара $\overline{w}''_{\text{мин}}$, которая обеспечивала бы беспровальный режим в этих условиях, может быть установлена из следующих соображений [115]. При скоростях пара, близких к значениям $\overline{w}''_{\text{мин}}$, пар проходит через часть отверстий, в то время как над другой частью находится жидкость, удерживаемая на листе разностью давлений пара под листом и над ним Δp. Таким образом, в момент, предшествующий прорыву пара через данное отверстие, устанавливается равенство



Рис. 3.14. Фотография работы паропромывочного дырчатого листа

$$F_{\Delta p}=F_g+F_\sigma. \tag{3.29}$$

Здесь сила $F_{\Delta p}$ создается разностью давлений Δp, F_g — столбом жидкости, а F_σ — поверхностным натяжением жидкости, $F_{\Delta p}$ равна силе гидравлического сопротивления при проходе пара через отверстия листа и слой воды и определяется выражением

$$F_{\Delta p}=\xi_{\text{отв}}\frac{\rho''\overline{w}''^2}{2}\pi R_1^2+\xi_{\text{сл}}\times$$

$$\times\frac{\rho''\overline{w}''^2}{2}\frac{H}{2R_1}\pi R_1^2,$$

где $\xi_{\text{отв}}$ и $\xi_{\text{сл}}$ — коэффициенты сопротивления при прохождении пара через отверстия дырчатого листа и слой воды; H — действительная высота барботажного слоя.

Сила поверхностного натяжения $F_\sigma=2\pi R_1\sigma$, а сила тяжести столба жидкости $F_g=\pi R_1^2 g\rho' h_{\text{ур}}$, где $h_{\text{ур}}$ — весовой уровень жидкости над дырчатым листом.

Воспользовавшись приведенными значениями $F_{\Delta p}$, F_σ и F_g, легко установить формулу, определяющую значение скорости $\overline{w}''_{\text{мин}}$, для которой действительно равенство (3.29). Эта формула имеет вид

$$\overline{w}''_{\text{мин}}=\sqrt{2g\rho'/(\xi\rho'')}\sqrt{h_{\text{ур}}+2\sigma/(R_1 g\rho')}, \tag{3.30}$$

где

$$\xi=\xi_{\text{отв}}+\xi_{\text{сл}}H/(2R_1).$$

Можно предполагать, что сопротивление проходу пара через барботажный слой в рассматриваемых условиях мало по сравнению с сопротивлением листа. Тогда

$$\overline{w}''_{\text{мин}}\cong\sqrt{2g\rho'/(\xi_{\text{отв}}\rho'')}\sqrt{h_{\text{ур}}+2\sigma/(R_1 g\rho')}. \tag{3.31}$$

При расчете по уравнению (3.31) скорость $\overline{w}''_{\text{мин}}$ окажется несколько выше необходимой. Из этого следует, что если выбрать площадь сечения отверстий такой, чтобы при этом в каждом из

них скорость была не ниже этого значения, то беспровальный режим заведомо будет обеспечен.

Уравнение (3.31) можно также записать в виде

$$\overline{w}''_{\text{мин}} = \sqrt{2g\rho'(\xi_{\text{отв}}\rho'')}\sqrt{H(1-\bar{\varphi})+2\sigma/(R_1 g\rho')}, \qquad (3.32)$$

где $\bar{\varphi}$ — среднее паросодержание слоя промывочной воды.

Когда известна высота перелива $h_{\text{пер}}$ (см. рис. 3.13), расчеты удобно вести по уравнению (3.32), так как действительный уровень превосходит $h_{\text{пер}}$ не намного и практически при всех нагрузках можно принимать $H = h_{\text{пер}} + (5 \div 10)$ мм.

Для аппаратов, работающих при давлениях, близких к атмосферному, среднее объемное паросодержание промывочного слоя может быть определено по формуле [3]

$$\bar{\varphi} = 1/[1 + 1/(\sqrt{\text{Fr}})], \qquad (3.33)$$

где критерий $\text{Fr} = \overline{w}_0''^2/(gh_{\text{ур}})$, или из зависимости

$$\bar{\varphi}^2/(1-\bar{\varphi}) = \overline{w}_0''^3/(gH). \qquad (3.34)$$

В табл. 3.1 приведены значения $\overline{w}''$, рассчитанные по формуле (3.32), когда $\bar{\varphi}$ определялось из зависимости (3.34), для давлений до 0,5 МПа. Высота перелива в расчетах принята равной 60 мм, диаметр отверстий — 6 мм, действительная высота уровня на промывочном листе — 65 мм, а приведенные скорости в аппарате такие, какие обычно имеют место в испарителях электрических станций. Большие значения $\overline{w}''_{\text{мин}}$ отвечают меньшим нагрузкам (меньшим значениям $\overline{w}_0''$). Уменьшение скорости, при которой устанавливается беспровальный режим, связано с тем, что с ростом $\overline{w}_0''$, когда H остается практически неизменной, уменьшается весовой уровень $h_{\text{ур}}$.

Таблица 3.1

Давление, МПа	Приведенная скорость под дырчатым листом, м/с	Скорость в отверстиях при беспровальном режиме, м/с
0,1	1,0—1,5	13,8—16,7
0,2	0,8—1,3	10,5—13,1
0,3	0,7—1,2	9,0—12,4
0,5	0,5—1,0	7,6—9,7

§ 3.4. Определение основных гидродинамических характеристик барботажного слоя

В технических расчетах для определения полезных напоров, плотности смеси в отдельных точках, действительных уровней и пр. обычно необходимо располагать значениями истинного паросодержания в стабилизированной зоне и высоты переходной зоны. Формулы, устанавливающие значения этих величин, получены из ана-

лиза механизма процесса и экспериментальных зависимостей по движению паровой фазы в жидкости и обобщением экспериментальных данных методом теории подобия [85, 93, 159].

Общие критериальные соотношения, характеризующие гидродинамику потока при барботаже пара через жидкость, могут быть установлены из рассмотрения совокупности основных обобщенных переменных, полученных при анализе дифференциальных уравнений движения двухфазного потока, которая (как это следует из гл. 1) имеет следующий вид:

$$\{\mathrm{Re}',\ \mathrm{Eu}',\ \mathrm{Fr}',\ \rho''/\rho',\ \nu''/\nu',\ w''/w',\ \varphi\} \tag{3.35}$$

При барботаже скорость движения жидкой фазы не входит в условия однозначности. Анализ многочисленных опытных данных показывает, что вязкость среды не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на φ. По-видимому, это объясняется тем, что практически здесь всегда имеется сильно турбулизированный поток.

При составлении общей критериальной зависимости следует учесть также то, что для барботеров небольших размеров диаметр аппарата оказывает определенное влияние на процесс. Поэтому систему (3.35) необходимо дополнить параметрическим критерием $\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}/d$, который характеризует соотношение между геометрическими размерами пузыря и диаметром аппарата. Когда диаметр аппарата достаточно большой и не влияет на протекание процесса, за определяющий размер в критериях подобия следует принять средний диаметр пузыря d_0, который пропорционален комплексу $\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}$ [см. уравнение (3.25)]. Таким образом, учитывая приведенные соображения, для барботеров небольших диаметров получим [159]

$$\varphi = f\left(\frac{w''^2}{gd},\ \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\Big/ d,\ \frac{\rho''}{\rho'}\right),$$

или

$$\varphi = f\left(\frac{w_0''^2}{g\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}},\ \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\Big/ d,\ \frac{\rho''}{\rho'-\rho''}\right). \tag{3.36}$$

Если размеры диаметра барботера не оказывают влияние на процесс (влияние симплекса $\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}/d$ не существенно), то

$$\varphi = f\left(w_0''^2/[g\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}],\ \rho''/(\rho'-\rho'')\right). \tag{3.37}$$

На рис. 3.15 приводится критериальная обработка экспериментальных данных различных авторов [159]. Опыты проведены при барботаже пара через воду при давлениях от 0,1 до 18,6 МПа в широких интервалах нагрузок. Обобщение включает данные, полученные на барботерах небольшого диаметра, и поэтому проведено в системе (3.36). Зависимость, полученная в результате такой

обработки экспериментальных данных, выражается уравнением

$$\varphi = 1{,}07\left(w_0^{**}/g\sqrt{\sigma/g(\rho'-\rho'')}\right)^{0{,}36}\left(\sqrt{\sigma/g(\rho'-\rho'')}/d\right)^{0{,}25}\left(\rho''/(\rho'-\rho'')\right)^{0{,}17}. \quad (3.38)$$

Выше было отмечено, что локальные значения φ, полученные просвечиванием пучком γ-излучения в диаметральной плоскости барботера на стабилизированном участке кривой распределения паросодержания, хотя и отличаются от средних значений $\varphi_{ср}$, но

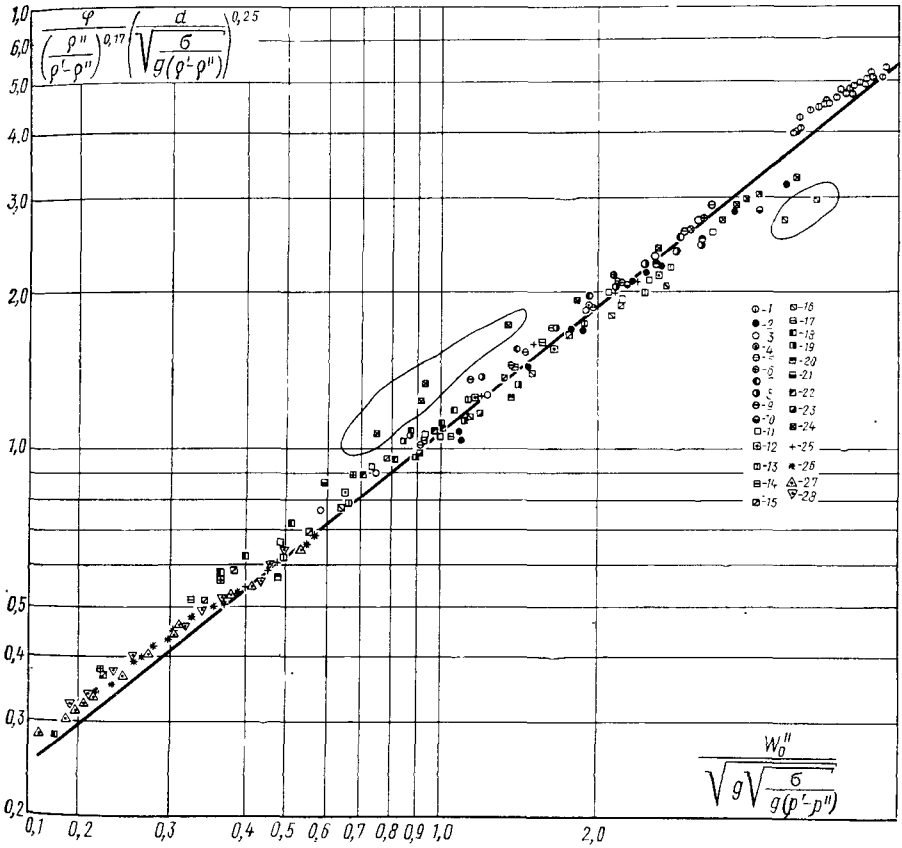


Рис. 3.15. Средние объемные паросодержания φ при различных режимах и давлениях в критериальной обработке:

1 — p=0,124 МПа, d=0,300 м; *2* — p=0,104 МПа, d=0,082 м; *3* — p=0,104 МПа, d=0,069 м; *4* — p=0,104 МПа, d=0,157 м; *5* — p=0,123 МПа, d=0,082 м; *6* — p=0,156 МПа, d=0,082 м; *7* — p=0,235 МПа, d=0,082 м; *8* — p=0,39 МПа, d=0,082 м; *9* — p=0,39 МПа, d=0,069 м; *10* — p=0,392 МПа; d=0,057 м; *11* — p=0,69 МПа, d=0,082 м; *12* — p=0,69 МПа, d=0,069 м; *13* — p=0,69 МПа; d=0,057 м; *14* — p=1,078 МПа; d=0,082 м; *15* — p=1,078 МПа, d=0,069 м; *16* — p=1,078 МПа; d=0,057 м; *17* — p=1,76 МПа; d=0,082 м; *18* — p=2,45 МПа, d=0,082 м; *19* — p=2,45 МПа, d=0,069 м; *20* — p=2,45 МПа, d=0,057 м; *21* — p=3,92 МПа, d=0,082 м; *22* — p=3,92 МПа, d=0,069 м; *23* — p=3,92 МПа, d=0,057 м; *24* — p=1,66 МПа, d=0,238 м; *25* — p=8,918 МПа, d=0,238 м; *26* — p=8,918 МПа, d=0,216 м; *27* — p=14,7 МПа, d=0,216 м; *28* — p=18,62 МПа, d=0,216 м

эти различия невелики (см. рис. 3.5). Поэтому эти данные также достаточно хорошо обобщаются формулой (3.38).

При больших значениях числа Fr наклон кривой, выражающей в логарифмических координатах связь между комплексом

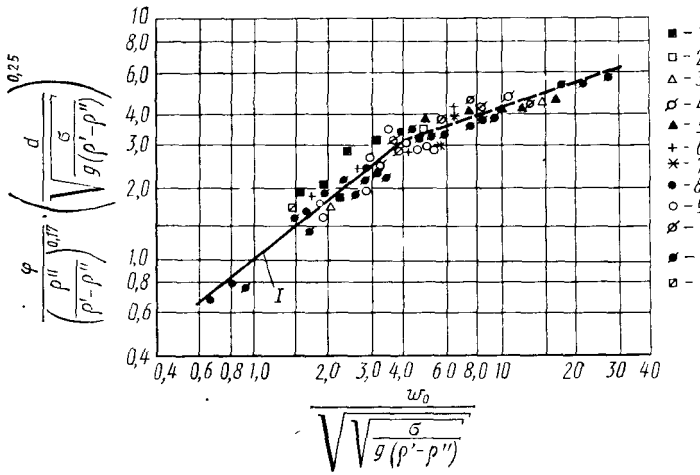


Рис. 3.16. Локальные значения φ, получаемые при просвечивании по диаметру барботера в критериальной обработке [43]:

I — по уравнению (3.38), *1* — p=0,13 МПа, d=0,2 м; *2* — p=0,13 МПа, d=0,1 м; *3* — p=0,25 МПа, d=0,2 м, *4* — p=0,25 МПа, d=0,1 м; *5* — p=0,25 МПа, d=0,055 м; *6* — p=0,4 МПа, d=0,2 м, *7* — p=0,4 МПа, d=0,055 м; *8* — p=0,55 МПа, d=0,1 м; *9* — p=0,55 МПа, d=0,1 м; *10* — p=0,55 МПа, d=0,055 м; *11* — p=3,3 МПа, d=0,358 м; *12* — p=1,7 МПа, d=0,238 м

$\left[\varphi \Big/ \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''}\right)^{0,17}\right]\left(d \Big/ \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}\right)^{0,25}$ и числом Fr, уменьшается. Это объясняется тем, что с возрастанием числа Fr (которое может принимать сколь угодно высокие значения) φ стремится к единице, а комплекс $\left[\varphi \Big/ \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''}\right)^{0,17}\right]\left(d \Big/ \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}\right)^{0,25}$ — к некоторой постоянной величине. Таким образом, зависимость (3.38) действительна только для определенных значений числа Фруда, когда Fr$\leqslant$25 (рис. 3.16).

Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает также, что в первом приближении наибольший диаметр аппарата, при котором еще необходимо принимать во внимание воздействие стенок на процесс барботирования, определяется выражением

$$d_{\text{пр}} = 260\,[\rho''/(\rho' - \rho'')]^{0,2}\sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}. \qquad (3.39)$$

Когда $d \geqslant d_{\text{пр}}$, объемное паросодержание можно определять по зависимости [159]

$$\varphi = 0,26\left(w_0''^2/g\sqrt{\sigma/g(\rho' - \rho'')}\right)^{0,36}\left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''}\right)^{0,12}. \qquad (3.40)$$

В работе [99] для установления общих формул, определяющих значение φ в вертикальном канале, применен другой подход. Рассматривая поток состоящим из небольших пузырей сферической формы, движущихся без скольжения, и крупных пузырей, движу-

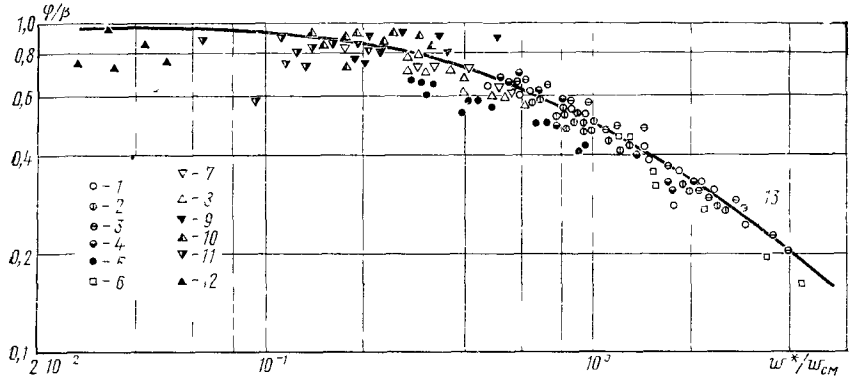


Рис. 3.17. Сопоставление зависимости (3.41) с опытными данными:

1—5 — барботаж в трубе ⌀ 63 мм при давлениях 3,5, 7,0, 10,9; 13,8 и 17,6 МПа; *6* — барботаж в колонне ⌀ 300 мм при давлении 0,13 МПа, *7—12* — движение в трубе ⌀ 56 мм при давлениях 3,4, 6,4, 11,0, 14,0, 17,8, 19,6 МПа, *13* — по зависимости (3.41)

щихся быстрее окружающей их жидкости, авторы показали, что как для условий барботажа, так и для условий, когда скорость $w_0' \neq 0$, истинное паросодержание потока определяется зависимостью

$$\varphi = \beta[1 + (w^*/w_{см})]^{-1}, \qquad (3.41)$$

где $w^* = w_{пуз}\psi_{вз}$ — групповая скорость всплытия пузырей; $w_{пуз}$ — скорость всплытия одиночного пузыря в неподвижной жидкости; $\psi_{вз}$ — фактор взаимодействия.

Для определения $w_{пуз}$ используется формула Франк-Каменецкого

$$w_{пуз} \cong 1{,}5\sqrt[4]{g\sigma(\rho' - \rho'')/(\rho')^2}. \qquad (3.42)$$

Эта зависимость действительна, когда диаметр канала существенно выше размера крупных пузырей. Поэтому построенные обобщения применимы для определенной области значений числа Бонда $Bo = gd^2(\rho' - \rho'')/\sigma$. Из анализа экспериментальных данных, определяющих φ в различных режимах, установлено, что значения фактора взаимодействия $\psi_{вз}$ можно рассчитывать по формуле

$$\psi_{вз} = 1{,}4\,(\rho'/\rho'')^{1/5}[1 - (\rho''/\rho')]^5. \qquad (3.43)$$

Типичная кривая, устанавливающая зависимость $\varphi = f(\beta, w^*/w_{см})$, приведена на рис. 3.17, где нанесены данные, полученные в условиях барботажа и при движении потока в вертикальной трубе. Для условий барботажа следует принимать $\beta = 1$, а

$w_{см}=w_0''$. По данным работы [99], влияние диаметра не проявляется, когда $Bo\geqslant 500$, однако при меньших значениях Bo влияние его также невелико (по крайней мере, в диапазоне до $Bo\cong 100$).

Известно, что любая безразмерная обобщенная переменная, содержащая искомую величину, является функцией совокупности определяющих чисел подобия, установленной для рассматриваемого процесса. Из этого следует, что отношение $h_{п.з}/\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}$ (определяемое параметрическое число подобия, содержащее искомую высоту переходной зоны $h_{п.з}$) в общем виде может быть выражено такой же зависимостью, что и φ [зависимость (3.36)]:

$$h_{п.з}\Big/\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}=f\left[w_0''^2\Big/\left[g\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\right],\right.$$

$$\left.\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\Big/d,\ \frac{\rho''}{\rho'-\rho''}\right),$$

Обработка экспериментальных данных в этой системе критериев приводит к зависимости [164]

$$\frac{h_{из}}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}}=1{,}4\cdot 10^3\left[\frac{w_0''^2}{g\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}}\cdot\frac{\rho''}{\rho'-\rho''}\right]^{1/2}\times$$

$$\times\left[\frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}}{d}\right]^{1/4}. \qquad (3.44)$$

Когда влияние диаметра барботера не проявляется ($d\geqslant d_{пр}$), в соответствии с зависимостью (3.39) эта формула приводится к виду

$$\frac{h_{п.з}}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}}=C\left(\frac{w_0''^2}{g\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}}\right)^{0{,}5}\left(\frac{\rho''}{\rho'-\rho''}\right)^{0{,}45}. \qquad (3.45)$$

Обобщенная обработка экспериментальных данных в критериях, использованных в зависимости (3.45), приведена на рис. 3.18. Данные получены при давлениях от 0,585 до 9,0 МПа в широких интервалах приведенных скоростей пара (от 0,2 до 1,6 м/с при 0,585 МПа и от 0,165 до 0,38 м/с при 9,0 МПа) [176, 177]. Если уравнение (3.45) получить из зависимости (3.44), заменив в ней диаметр величиной $d_{пр}$ [по уравнению (3.39)], то в зависимости (3.45) коэффициент C будет равен 345, из обобщенной обработки в соответствии с рис. 3.18 $C=320$.

Полученные зависимости могут быть использованы также для определения φ и истинного уровня в аппарате при изменении давления в нем. Для практики наиболее интересен случай, когда дав-

лени» уменьшается, так как в этих условиях возрастают истинные паросодержания φ и действительный уровень в аппарате H, вследствие чего возможен выброс большого количества влаги в пароотводящие трубы. Как в паровых котлах, так и в парогенераторах, испарителях, выпарных аппаратах и ректификационных колоннах допускаются обычно весьма небольшие уносы жидкости с паром. При возрастании давления в аппарате φ и H уменьшаются и качество пара лишь улучшается.

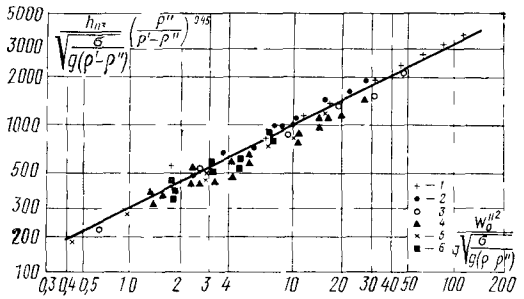


Рис. 3.18. Обобщенная обработка экспериментальных данных по значениям высот переходной зоны:

1 — p=0,585 МПа, *2* — p=1,66 МПа, *3* — p=3,24 МПа, *4* — p=5,88 МПа, *5* — p=7,58 МПа, *6* — p=9,0 МПа

При определении φ и истинного уровня в аппарате H полагаем, что когда давление в барботере уменьшается, процесс протекает квазистационарно, т. е. что жидкость и пар в каждый момент времени находятся в термодинамическом равновесии. Уменьшение давления сопровождается самоиспарением части жидкости, поэтому общий расход пара во всех горизонтальных сечениях аппарата будет возрастать. Если давление изменяется со скоростью $dp/d\tau$, то общее количество теплоты, выделяющееся в 1 кг жидкости в единицу времени, составит $Q_1 = -\frac{dp}{d\tau}\frac{di}{dp} = \frac{di}{d\tau}$. Эта теплота расходуется на испарение жидкости. Объем жидкости, перешедшей в пар вследствие самоиспарения в объеме, находящемся под рассматриваемой плоскостью, определяется выражением

$$V_{\text{общ}} = -h_{\text{ур}} A \frac{di}{d\tau}\frac{1}{r},$$

где $h_{\text{ур}}$ — весовой уровень слоя жидкости, в котором протекает процесс самоиспарения; A — площадь сечения аппарата. Для простоты изложения форма барботера принята цилиндрической.

Если через рассматриваемое сечение барботирует пар, приведенная скорость которого в стационарном режиме w_0'', а вследствие самоиспарения части жидкости скорость возрастает на $\Delta w_0''$,

то полная приведенная скорость

$$w''_{0\,общ} = w''_0 + \Delta w''_0. \qquad (3.46)$$

В рассматриваемый небольшой отрезок времени всегда можно принять с достаточной для расчета точностью $dp/d\tau$ постоянным. Так как di/dp зависит только от физических параметров жидкости, то для выбранного момента времени эта величина имеет определенное значение и, следовательно, когда $dp/d\tau$ не изменяется, неизмен-

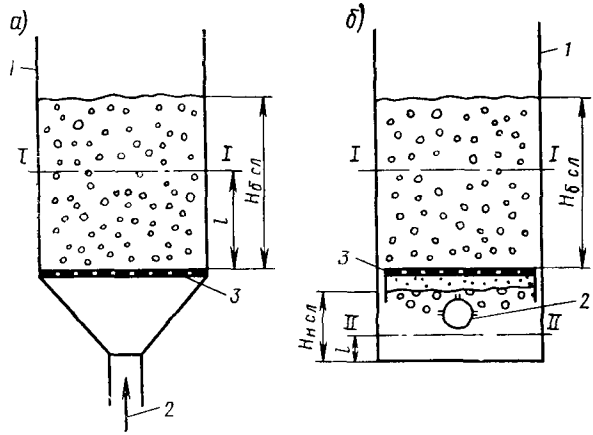


Рис. 3.19. Конструктивная схема барботера:

а — с барботажным слоем над дырчатым листом, *б* — с барботажным слоем и объемом жидкости над дырчатым листом. *1* — барботер; *2* — подвод пара, *3* — дырчатый лист

ной остается также и производная $di/d\tau$. В этих условиях, после того как пар, образовавшийся в нижних слоях объема жидкости, достигает рассматриваемого сечения, величина $\Delta w_0''$ определяется выражением

$$\Delta w''_0 = -\frac{h_{ур}}{r}\,\frac{\rho'}{\rho''}\,\frac{d\,i}{d\,\tau}. \qquad (3.47)$$

Рассчитанное по скорости w_0'' общ значение φ будет с достаточной точностью определять паросодержание в рассматриваемом сечении в интервале времени от момента, когда пар, образовавшийся во всех нижних слоях, достигнет этого сечения, до конца периода, для которого производная $dp/d\tau$ (или $di/d\tau$) оставалась практически неизменной.

Рассмотрим, как изменяется паросодержание в отдельных сечениях барботажного слоя в устройствах, где в процессе самоиспарения участвует только этот слой. Такие условия имеют место, когда барботер выполнен по схеме рис. 3.19, *а*. При падении давления паросодержания во всех точках объема, занимаемого жидкостью, возрастут. Весовой уровень жидкости при этом, по крайней мере в пер-

вый момент времени, сохранится почти неизменным, так как общий объем ее уменьшится лишь на величину, равную объему небольшой части испарившейся среды. По мере продвижения от парораспределительного устройства до зеркала испарения (т. е. с ростом расстояния l от распределительного устройства до рассматриваемого сечения I—I, рис. 3.19, *а*) весовой уровень будет возрастать. При этом значение $\Delta w''_{0\,\text{б.сл}}$ в зависимости от l может быть определено по формуле

$$\Delta w''_{0\,\text{б.сл}} = -\frac{(1-\bar{\varphi})\,l}{r}\,\frac{\rho'}{\rho''}\,\frac{\mathrm{d}\,i}{\mathrm{d}\,\tau}\,, \qquad (3.47')$$

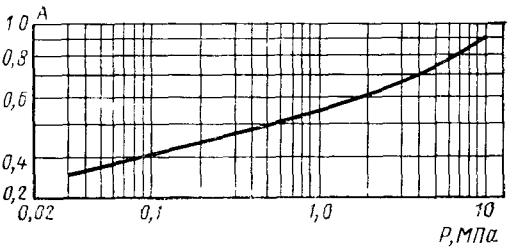


Рис. 3.20. Значения коэффициента A в формуле (3.48)

где $\bar{\varphi}$ — среднее истинное паросодержание слоя высотой l. Локальные значения φ определятся по общей скорости $w''_{0\,\text{общ}} = w_0'' + \Delta w''_{0\,\text{б.сл}}$ [см. зависимость (3.46)]. Для определения φ приведем зависимость (3.40) к виду

$$\varphi = A\,(w''_{0.\text{общ}})^{0,72}. \qquad (3.48)$$

В этой формуле коэффициент A определится по физическим параметрам среды в рассматриваемых условиях, т. е. при давлении, когда $\mathrm{d}p/\mathrm{d}\tau$ (или $\mathrm{d}i/\mathrm{d}\tau$) имеет принятое значение. Значения коэффициента A при различных давлениях приводятся на рис. 3.20.

В слое, толщина которого l, приведенная скорость пара изменяется от значения $w''_{0\,\text{общ}}$ вблизи парораспределительного устройства (когда $w''_{0\,\text{общ}} = w_0''$) до $(w''_{0\,\text{общ}})_l = w_0'' + \Delta w''_{0\,\text{б.сл}}$, где $\Delta w''_{0\,\text{б.сл}}$ — скорость пара в рассматриваемом сечении (см. сечение I—I, рис. 3.19, *а*), рассчитанная по объему пара, образовавшегося в результате самоиспарения в слое, толщиной l. Следовательно,

$$\bar{\varphi} = \int_{(w''_{0\,\text{об.п}})_0}^{(w''_{0\,\text{общ}})_l} \varphi\,\mathrm{d}\,w''_{0\,\text{общ}}/\Delta w''_0 = A \int_{(w''_{0\,\text{общ}})_0}^{(w''_{0\,\text{общ}})_l} (w''_{0\,\text{общ}})^{0,72}\,\mathrm{d}\,w''_{0\,\text{общ}}/\Delta w''_0.$$

Проведя интегрирование, получим

$$\bar{\varphi} = A \frac{\left(w_0'' + \Delta w_{0\text{б.сл}}''\right)^{1,72} - \left(w_0''\right)^{1,72}}{1,72 \Delta w_{0\text{б.сл}}''} . \qquad (3.49)$$

Из совместного решения уравнений (3.47) и (3.49) легко установить $\Delta w_{0\text{ б.сл}}''$ и $\bar{\varphi}$ для принятого значения l, а затем, используя зависимости (3.46) и (3.48), определить локальное значение φ для рассматриваемого сечения. Определив φ в различных сечениях (до переходной зоны), можно построить кривую изменения φ в зависимости от l и установить положение уровня в рассматриваемый момент времени после начала падения давления. Общая высота с учетом набухания уровня может быть определена также по зависимости (3.1), в которой паросодержание рассчитывается по уравнению (3.49) для всего барботажного слоя, т. е. при $h = h_{\text{ур}}$ для всего слоя. В этих расчетах высоту переходной зоны $h_{\text{п.з}}$ в первом приближении можно считать такой же, как и в стационарном процессе барботажа.

Обычно в аппаратах под барботажным слоем имеется объем воды, в котором при постоянном давлении либо вообще нет пара, либо φ очень малы, и в стационарном процессе значениями их можно пренебречь. В таком объеме при снижении давления жидкость также частично самоиспаряется, а образующийся при этом пар вытесняет некоторое количество ее в верхние слои барботера. Паросодержание φ в любом сечении этого объема (см. сечение *II—II*, рис. 3.19, *б*) может определяться также по скорости проходящего через него пара. Так как проходящий через это сечение пар образуется лишь вследствие самоиспарения ($w_0'' = 0$), то $w_{0\text{ общ}}'' = \Delta w_{0\text{ н.сл}}''$, а среднее паросодержание в этом объеме определяется по формуле

$$\bar{\varphi} = A \left(\Delta w_{0\text{н.сл}}''\right)^{0,72} / 1,72. \qquad (3.50)$$

Формула (3.50) может быть установлена из зависимости (3.48) по методу, аналогичному описанному выше, или непосредственно из формулы (3.49) при $w_0'' = 0$. Так же как и ранее (для барботажного слоя), $\bar{\varphi}$ и $\Delta w_{0\text{ н.сл}}''$ определяется из совместного решения уравнений (3.47′), записанного для рассматриваемого объема аппарата, и (3.50).

При такой схеме барботера скорость пара, по которой рассчитываются паросодержания в барботажном слое, определится из зависимости

$$w_{0\text{общ}}'' = w_0'' + \Delta w_{0\text{б.сл}}'' + \Delta w_{0\text{н.сл}}''. \qquad (3.51)$$

Среднее паросодержание барботажного слоя в сечении *I—I* (на расстоянии l от распределительного дырчатого листа) при этом устанавливается зависимостью

$$\bar{\varphi} = A \frac{\left(w_0'' + \Delta w_{0\text{н.сл}}'' + \Delta w_{0\text{б.сл}}''\right)^{1,72} - \left(w_0'' + \Delta w_{0\text{н.сл}}''\right)^{1,72}}{1,72 \Delta w_{0\text{ б.сл}}} , \qquad (3.52)$$

в которой $\Delta w_{0\,\text{б.сл}}$ принимается для рассматриваемого сечения.

Пример расчета по определению локальных значений φ в процессе сброса давления в барботере и высоты действительного уровня в этих условиях приводится в третьей части книги (см. пример 4).

Самоиспарение жидкости происходит также при падении давления в сосудах, содержащих горячую жидкость. Этот процесс будет протекать при отводе части жидкости в сосуд более низкого давления или когда нарушается герметичность резервуара. В обоих случаях из сосуда вытекает парожидкостный поток, расход которого существенно зависит от паросодержания слоев, непосредственно прилегающих к отверстию, через которое проходит истечение.

Истинное паросодержание в любом сечении сосуда, если в верхней части его имеется отверстие, отводящее часть парожидкостной среды, для пароводяного потока может быть рассчитано по зависимости [1]

$$\varphi = \frac{e^a - 1}{e^a}\left[1 + \frac{\rho''}{\rho'}(e^a - 1)\right]^*, \qquad (3.53)$$

где показатель

$$a = -h\,\frac{Q_1}{r w^*}\,\frac{\rho'}{\rho''}. \qquad (3.54)$$

Здесь групповая скорость всплытия пузырей $w^* = w_{\text{пуз}}\psi_{\text{вз}}$, а $w_{\text{пуз}}$ и $\psi_{\text{вз}}$ определяются по формулам (3.42) и (3.43), в которых значения коэффициентов приняты равными 1,8 и 1,5 соответственно (вместо 1,5 и 1,4, как это записано на с. 99 [1]); h — расстояние от дна сосуда.

Формула предложена для условий, когда $\rho'/\rho'' > 9{,}5$, а $\varphi < 0{,}7$. Если в формуле (3.54) под величиной h понимать не расстояние от дна сосуда, а весовой уровень воды, то

$$a = -\frac{h_{\text{ур}}}{r}\,\frac{\rho'}{\rho''}\,\frac{d i'}{d\tau}\,\frac{1}{w^*} = \frac{w''_{0\,\text{исп}}}{w^*}, \qquad (3.55)$$

т. е. представляет отношение приведенной скорости пара, образовавшегося вследствие самоиспарения, к групповой скорости всплытия пузырей. При принятом значении этого отношения $w''_{0\,\text{исп}}$ зависит только от w^* и, следовательно, для каждого значения a можно определить паросодержание φ по формуле (3.53) (по значению a) и формуле (3.48) или (3.40) (по значению $w''_{0\,\text{исп}}$). Сопоставление полученных при этом значений паросодержаний показывает, что при низких давлениях паросодержания φ, полученные при самоиспарении жидкости вследствие падения давления в барботере и в резервуаре (где истечение происходит через небольшое отверстие и перетекает пароводяная смесь, а не практически чистый пар, как в барботере), почти полностью совпадают во всем диапазоне паро-

* В работе [1] формула (3.53) записана в несколько другой форме.

содержаний, для которого действительны эти формулы (рис. 3.21, *а*). При повышенных давлениях значения φ совпадают лишь при низких значениях паросодержания (рис. 3 21, *б*). Это, очевид-

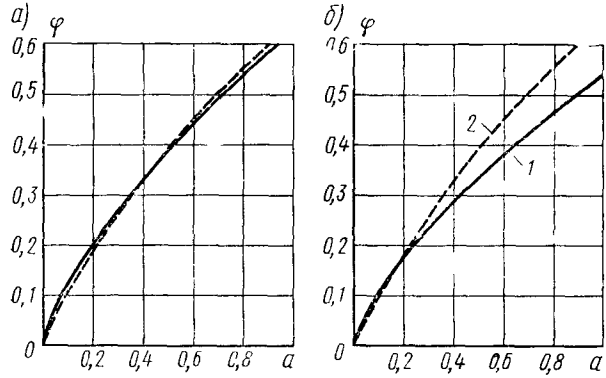


Рис. 3.21. Составление значений паросодержаний, рас считанных по различным формулам

а — p=0,1 МПа, *б* — p=3 0 МПа, *1* — по формуле (3 40) или (3 48), *2* — по формуле (3 53)

но, связано с тем, что при повышенных давлениях, когда подъемная сила, действующая на пузыри, уменьшается, в сосуде не достигается достаточно полного разделения фаз и движение пара в верхних слоях затормаживается.

§ 3.5. Влияние растворенных в воде веществ на гидродинамику барботажного слоя

Гидродинамические характеристики барботажного слоя существенно зависят от физико-химических свойств среды. При барботаже пара через воду большое влияние на протекание процесса оказывают растворенные в воде электролиты, содержащиеся обычно в котловых водах паровых котлов и концентратах испарителей

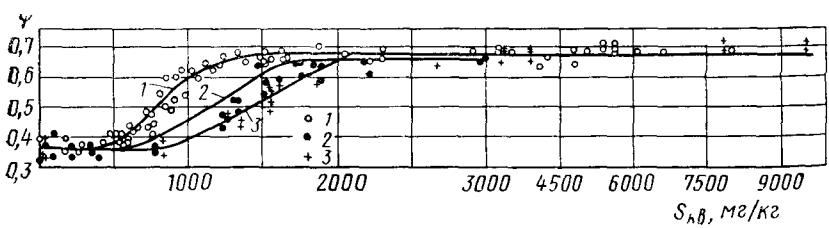


Рис. 3.22. Локальные значения φ на стабилизированном участке в зависимости от концентрации электролита (p=3,24 МПа, w_0''=0,27 м/с)

1 — раствор NaOH, *2* — раствор Na_2SO_4, *3* — раствор NaCl

и паропреобразователей. Если аппараты изготовлены из углеродистых сталей, то в воде всегда имеются взвеси окислов железа. При

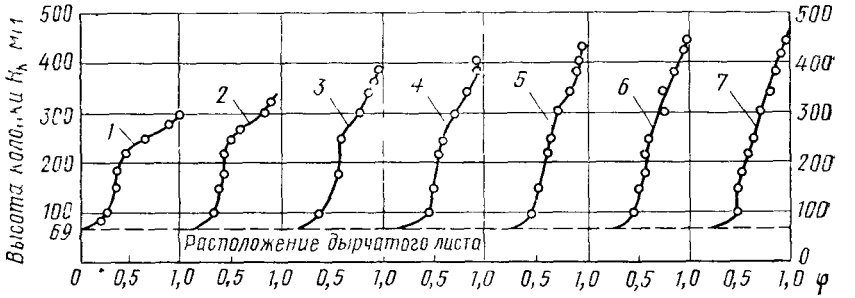


Рис. 3.23. Распределение объемных паросодержаний φ по высоте барботера при различных концентрациях и постоянном весовом уровне ($h_{вес}$=120 мм, p=0,1 МПа, w_0''=0,64 м/с [173]):

1 — $S_{кв}$=200 мг/кг *2* — $S_{кв}$=2200 мг/кг, *3* — $S_{кв}$=4150 мг/кг, *4* — $S_{кв}$=6500 мг/кг; *5* — $S_{кв}$=8600 мг/кг, *6* — $S_{кв}$=11 400 мг/кг, *7* — $S_{кв}$=93 500 мг/кг

взаимодействии электролитов со взвесями окислов железа и другими мелкодисперсными частицами во время барботажа пара водяные пленки становятся более устойчивыми, вспенивающая способность возрастает и паросодержание барботажного слоя увеличивается.

На рис. 3 22 приведены значения φ для стабилизированного участка в зависимости от концентрации электролитов в котловой воде $S_{кв}$, полученные при барботаже водяного пара. Из рисунка видно, что можно достаточно четко выделить три области зависимости $\varphi=f(S_{кв})$. При низких концентрациях паросодержания φ не изменяется с ростом $S_{кв}$ и их значения не отличаются от установленных для чистого конденсата. Затем с ростом концентрации растворенного электролита паросодержания φ увеличиваются до некоторого значения, после чего с дальнейшим возрастанием концентрации растворенного вещества не изменяются. В первой и третьей областях (при низких и высоких содержаниях электролита в котловой воде) значения φ для различных электролитов одни и те же Интервал концентраций $S_{кв}$, в котором происходит переход от φ, характерных для чистого конденсата, к более высоким значениям зависит от природы растворенного электролита.

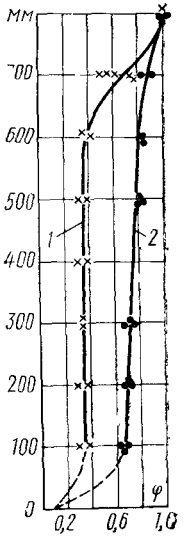


Рис. 3.24. Сопоставление кривых φ по высоте барботера при низких (*1*) и высоких (*2*) концентрациях электролитов (раствор NaOH, p=3,24 МПа, w_0''=0,245 м/с [170])

При одинаковом весовом уровне увеличение φ приводит к возрастанию истинного уровня (рис. 3.23). Это должно быть учтено при расположении сепарационных устройств в паровом объеме барботера.

На рис. 3.24 приводятся кривые распределения φ по высоте барботера при низких и высоких концентрациях растворенного вещества. Кривые построены по данным, полученным при одном и том же расходе пара, когда весовые уровни поддерживались такими, чтобы переход к $\varphi=1$ происходил при одной и той же высоте над парораспределительным устройством. Из рисунка видно, что при высоких концентрациях растворенного вещества значения φ заметно возрастают и в то же время изменение φ по высоте барботажного слоя наблюдается почти на всем протяжении слоя.

Солесодержания, при которых происходит изменение φ, снижаются с увеличением давления *.

ГЛАВА 4
УНОС КАПЕЛЬНОЙ ВЛАГИ ПАРОМ. СЕПАРАЦИЯ

§ 4.1. Сепарация влаги в паровом объеме барботера

Отделившийся от жидкости пар после водяного объема парогенератора, паропромывочных устройств или тарелок ректификационных колонн не является в полном смысле слова сухим насыщенным паром, так как содержит в себе некоторое количество капельной влаги. Эта влага попадает в паровой поток при дроблении жидкости в процессе барботажа, разрушениях струй и разрыве оболочек паровых пузырей. В паровых котлах, испарителях, выпарных аппаратах уносимая влага приводит к загрязнению пара веществами, содержащимися в жидкой фазе (котловой воде, концентрате); в ректификационных колоннах унос уменьшает эффективность разделения смеси. Таким образом, обычно отделение пара от жидкости должно проводиться так, чтобы при этом паровая фаза содержала по возможности меньшее количество влаги. Сепарация захватываемой паровым потоком капельной влаги, проводится либо непосредственно в паровом объеме аппарата, либо в отдельных сепараторах.

При дроблении жидкости образуются капли различных размеров. Более крупные капли под влиянием начальной кинетической энергии, полученной в процессе дробления, забрасываются на бóльшую высоту. Подбрасываемые капли или уносятся потоком пара, или падают назад на зеркало испарения. Если высота, на которую забрасывается капля, больше высоты парового пространства или примерно равна ей, то такая капля может быть затянута в пароот-

* В гл. 4 приводятся значения так называемых критических концентраций котловых вод для различных условий, которые практически совпадают со значениями $S_{к.в}$, при которых наступает увеличение φ [170].

водящие трубы (где скорости пара значительно выше, чем в паровом пространстве аппарата) и вынесена из барботера. Кроме того, из барботера выносятся также капли, размеры которых таковы, что они могут транспортироваться потоком в паровом объеме аппарата.

Капли свободно переносятся потоком, когда скорость его w_0'' выше скорости витания $w_{вит}$. Под *скоростью витания* понимают относительную скорость капли, при которой силы трения уравновешивают вес капли. Таким образом, для условий витания

$$(\pi d_{кап}^3/6)(\rho' - \rho'')g = \xi(\pi d_{кап}^2/4)(\rho'' w_{вит}^2/2), \qquad (4.1)$$

откуда

$$w_{вит} = \sqrt{(4/3)(gd_{кап}/\xi)[(\rho' - \rho'')/\rho'']}.$$

Если $w_{вит} > w_0''$, а высота на которую капля забрасывается, меньше высоты парового пространства, капля упадет назад на зеркало испарения.

В расчетах коэффициент сопротивления ξ принимается обычно таким же, что и при движении твердого шара (рис. 4.1). Для значений числа $Re < 2$ (при ламинарном обтекании шара) ξ можно определять по зависимости

$$\xi = 24/Re, \qquad (4.2)$$

где $Re = w_0'' d_{кап}/\nu$ (ν — коэффициент кинематической вязкости, м^2/с).

В пределах $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$ ξ может приниматься равным $\sim 0{,}4$, а при значениях числа Re от 2 до 10^3 значения ξ уменьшаются от значений, определяемых зависимостью (4.2) (при $Re = 2$), до этого примерно постоянного значения (рис. 4.1) [93]. Расчеты показывают, что при давлении 0,1 МПа для скорости до 0,4 м/с, а при давлении 10 МПа для w_0'' до 0,1 м/с транспортируются капли диаметром до 0,1 мм [173].

Таким образом, влажность пара определяется количеством капель, забрасываемых на высоту, где расположены пароотводящие каналы, и вынесенных потоком из парового пространства транспортировкой. При больших высотах парового пространства основное влияние на унос капельной влаги оказывает транспортировка, при малых — заброс. Однако соотношение между забрасываемой и транспортируемой влагой существенно зависит от скорости потока (паровой нагрузки).

На рис. 4.2 представлены типичные зависимости влажности пара ω от нагрузки (приведенной скорости пара w_0''). В логарифмических координатах эти зависимости обычно аппроксимируются ломаными прямыми, которые, как известно, могут быть выражены степенными функциями. Таким образом, зависимость ω от w_0'' может быть записана в виде

$$\omega = C w_0''^n, \qquad (4.3)$$

где C — коэффициент.

При небольших нагрузках показатель степени $n<2$; в диапазоне нагрузок, при которых обычно работают промышленные аппараты, $n\cong 3$, а за этим интервалом с увеличением w_0'' влажность пара резко возрастает и показатель степени в зависимости (4.3)

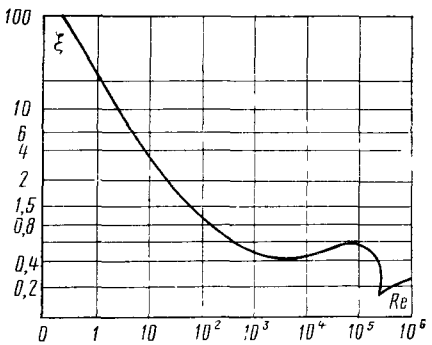


Рис. 4.1. Значение коэффициента сопротивления ξ в зависимости от числа Re

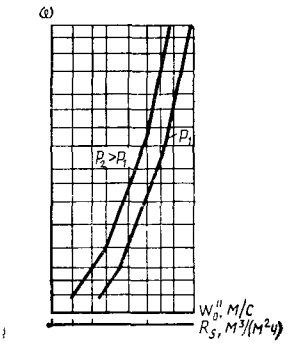


Рис. 4.2. Типичные зависимости влажности пара от нагрузки

принимает еще более высокие значения ($n\geqslant 5\div 6$). На рис. 4.3 показаны кривые, устанавливающие зависимость ω от нагрузки при различных высотах парового пространства. Здесь наряду со скоростями пара w_0'', при которых получены соответствующие влажности, приведены также значения нагрузки зеркала испарения R_s, т. е. значения расхода пара, отнесенного к 1 м² поверхности жидкости (в сечении условной границы раздела фаз). Из рисунка видно, что при одних и тех же нагрузках с увеличением высоты парового пространства влажность пара уменьшается. Это объясняется тем, что с ростом h все бóльшая часть подбрасываемых капель не достигает входных сечений пароотводящих труб и выпадает назад на зеркало испарения. Количество транспортируемых капель при этом практически не изменяется. Поэтому можно ожидать, что после некоторого значения h дальнейшее увеличение ее не приведет к заметному изменению влажности пара. Кривые, построенные в работе [173], подтверждают это (рис. 4.4). Аналогичные зависимости получены также при низких давлениях [28, 121]. Можно считать, что для области, в которой зависимость ω от w_0'' может быть выражена степенно́й функцией с показателем $n\cong 3$, увеличение высоты парового пространства выше 1,0—1,5 м не приводит к уменьшению влажности пара.

В расчетах наряду с зависимостями влажности ω от приведенной скорости пара w_0'' или нагрузки зеркала испарения R_s используются также зависимости ω от нагрузки, отнесенной к единице парового объема R_V (рис. 4.5, *а, б*). При этом нагрузки парового объема могут рассчитываться с учетом R_V' и без учета R_V набуха-

ния уровня. На рис. 4.5 приводятся кривые изменения влажности в зависимости от R_V и R_V', полученные при различных давлениях и примерно одной и той же высоте парового пространства h, измеряемой от весового уровня. Как видно из рисунка, при одинаковых

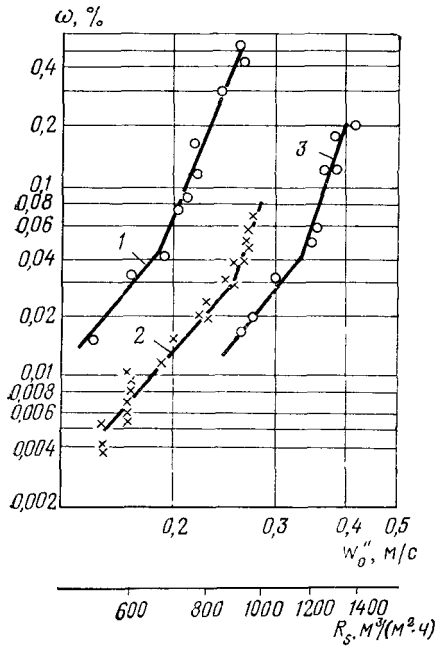


Рис. 4.3. Зависимость ω от нагрузки зеркала испарения при различных высотах парового пространства для $p=8{,}9$ МПа:

1 — $h=460\div465$ мм; *2* — $h=650\div655$ мм; *3* — $h=842\div848$ мм (высота h без учета набухания уровня)

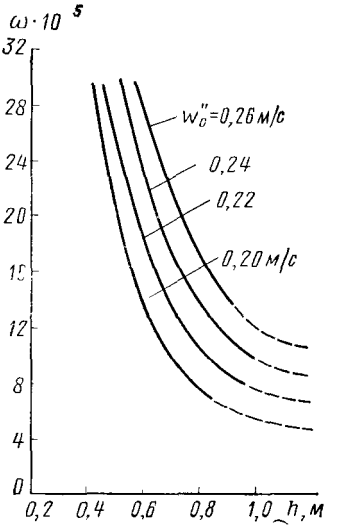


Рис. 4.4. Зависимость ω от h при давлении $p=8{,}9$ МПа для различных значений w_0

значениях R_V влажность пара возрастает с увеличением давления. Нагрузки парового объема, рассчитанные с учетом набухания уровня при тех же режимах, выше, так как вследствие набухания жидкости паровой объем уменьшается, а наклон кривых $\omega=f(R_V')$ (в логарифмических координатах) становится меньше.

Приведенные зависимости получены в условиях, когда сепарация влаги проводится в свободном паровом объеме (вследствие действия одних сил гравитации). Часто для увеличения эффективности процесса сепарации в паровом объеме располагаются сепарирующие устройства. Наибольшее распространение в настоящее время получили жалюзийные (пластинчатые) сепараторы. Эти сепараторы (рис. 4.6) просты по конструкции и не загромождают проходного сечения барботера, вследствие чего скорость на входе

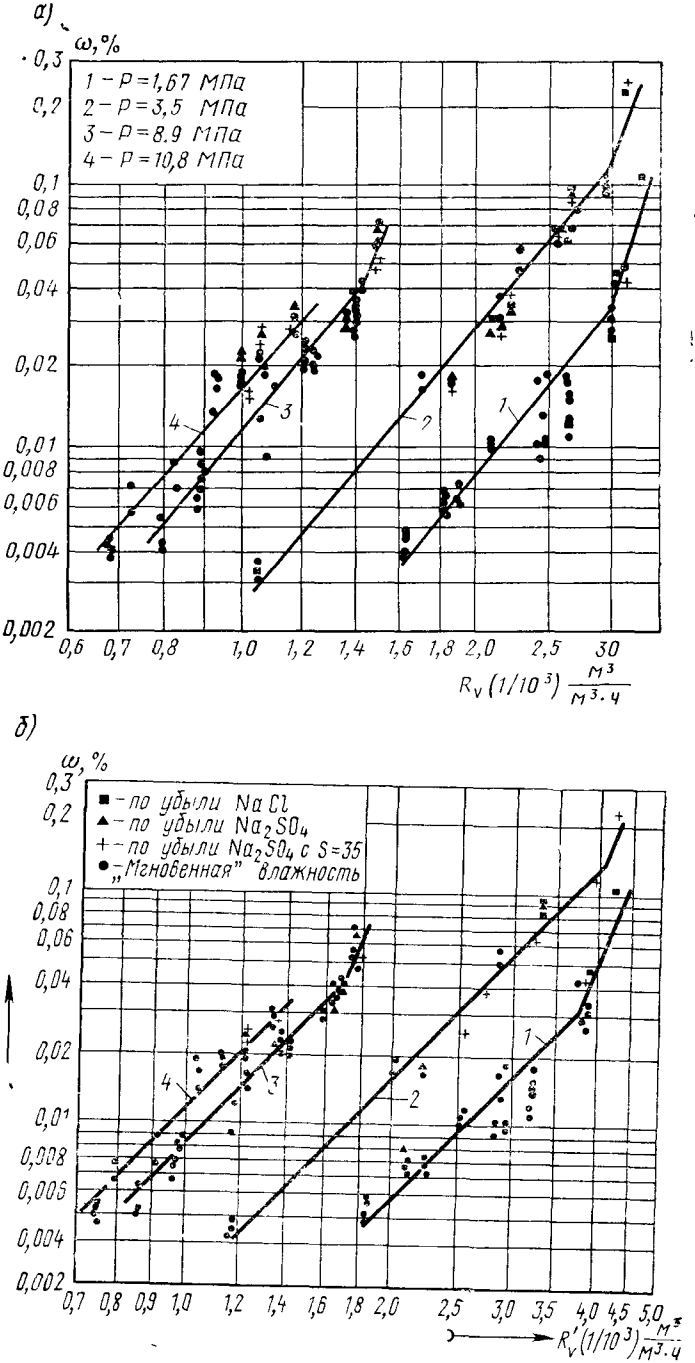


Рис. 4.5. Зависимости ω от нагрузки парового объема R_V и R_V' при различных давлениях (h=650÷670 мм):
1 — p=1,67 МПа; *2* — p=3,5 МПа; *3* — p=8,9 МПа; *4* — p=10,8 МПа

в сепаратор превышает среднюю подъемную скорость пара не более чем на 10—15%.

Эффективность внутрибарабанного устройства определяется либо тем, что оно выравнивает нагрузку зеркала испарения и парового объема, улучшая процесс сепарации влаги в нем, либо тем, что оно непосредственно отделяет часть влаги. Широко распространенный в практике погруженный дырчатый лист выравнивает пото-

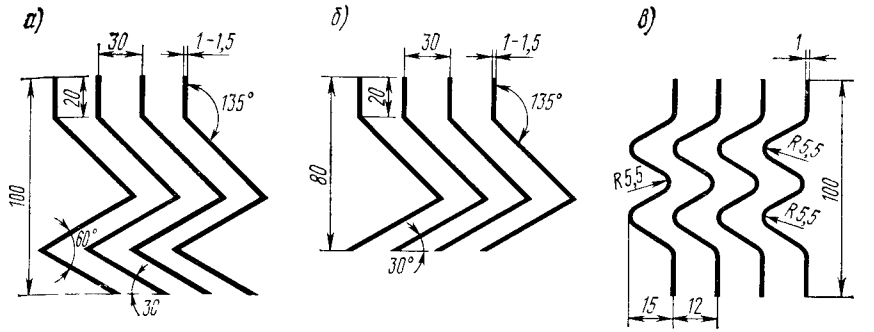


Рис. 4.6. Формы и расположение пластин жалюзийного сепаратора: *а, б, в* — различные модификаци формы и расположения пластин

ки пара над зеркалом испарения; жалюзийный сепаратор устанавливается для того, чтобы отделять от потока часть влаги. На рис. 4.7 приведены кривые, устанавливающие зависимость влажности пара от напряжения сепарационного объема, построенные для свободного сепарационного объема и при наличии сепаратора. Зависимости построены по данным, полученным на воздуховодяном стенде имитирующем работу испарителя. В исследовании сепаратор располагался на различных расстояниях от зеркала испарения, однако нижнее расположение его было выбрано таким, чтобы жидкость и отдельные струи не достигали жалюзи.

Как видно из рисунка, при наличии сепаратора влажность более чем на 85% ниже значений ω, полученных в тех же условиях при отделении влаги в свободном сепарационном объеме. Расположение сепаратора по высоте не оказывает существенного влияния, но при верхнем положении его количество уносимой влаги все же несколько ниже, чем при нижнем.

Зависимости $\omega = f(R_V)$, полученные на пароводяном стенде, имеют аналогичный характер (рис. 4.8). Сопоставление этих данных с кривыми, построенными для свободного парового объема, показывает, что эффективность сепаратора зависит прежде всего от скорости проходящего через него пара. Так, при давлении 3,5 МПа сепаратор оказывает положительный эффект только при скоростях пара до $\sim$0,55 м/с, а при 8,9 МПа — до $\sim$0,25 м/с. Сравнение кривых влажности, построенных при наличии жалюзийного сепаратора и для свободного парового пространства, приве-

дено на рис. 4.9. Как видно из рисунка, при $w_0'' > 0{,}25$ м/с (для давления $p = 8{,}9$ МПа) наличие сепаратора приводит даже к некоторому увеличению влажности. Однако это связано лишь с тем, что

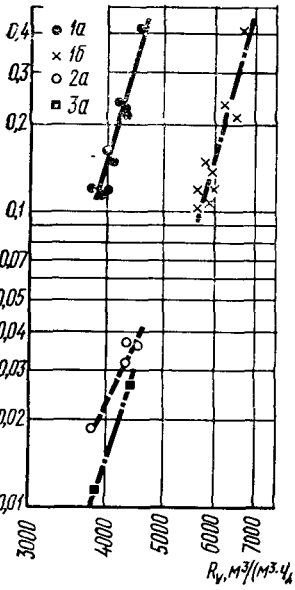


Рис. 4.7. Зависимости влажности от нагрузки:

1а и *1б* — для свободного сепарационного объема; *2а* и *3а* — нижнее и верхнее положения сепаратора соответственно; *1а*, *2а* и *3а* — без учета набухания уровня, *1б* — с учетом набухания уровня

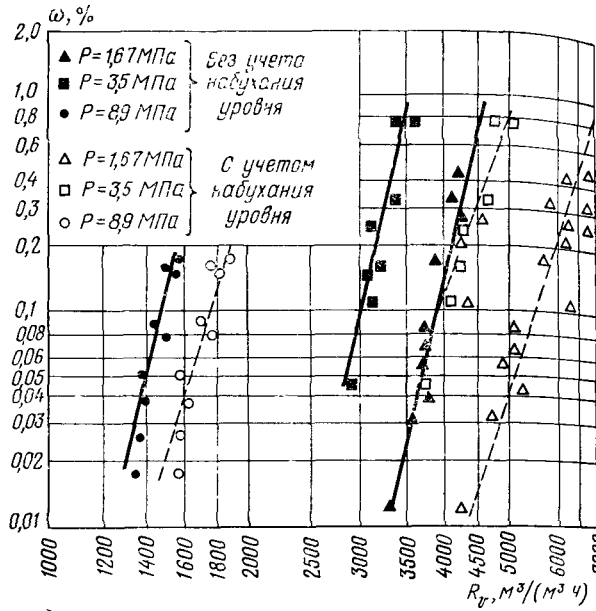


Рис. 4.8. Зависимость $\omega = f(R_V)$ при различных давлениях

действительные скорости на входе в сепаратор выше значений w_0'', так как пластины сепаратора несколько уменьшают площадь свободного сечения барботера. Во всех диапазонах скоростей и давлений, при которых работают испарители, паровые котлы и парогенераторы, эффективность сепаратора остается сравнительно высокой *.

§ 4.2. Влияние состава воды на унос

Многочисленные исследования показали, что до определенных значений концентрации электролитов, обычно содержащихся в

* Зависимости, приведенные на рис. 4.3—4.5 и 4.7—4.9, построены по экспериментальным данным *Л. С. Стермана*. Обобщенная обработка этих данных приводится в работе [162].

котловой воде, ω остается неизменной, а затем после некоторого значения ее начинает быстро возрастать. Типичные кривые изменения ω от концентраций солей и щелочи $S_в$, содержащихся обычно в котловой воде, имеют вид, приведенный на рис. 4.10. Зависимости, показанные на этом рисунке, получены при давлении 3,5 МПа. Для других давлений кривые качественно останутся такими же, однако при более низких значениях p влияние концентрации не будет проявляться в большем интервале значений $S_в$, при больших значениях давления этот интервал сузится. С увеличением нагрузки влияние концентрации начнет проявляться при все меньших абсолютных значениях растворенных веществ.

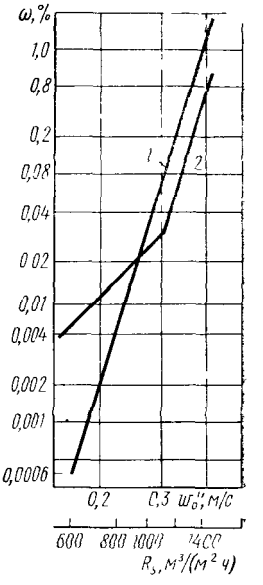


Рис. 4.9. Сравнение кривых влажности пара:

1 — с жалюзийным сепаратором; *2* — для свободного парового объема (p=8,9 МПа)

Концентрацию котловой воды, при которой начинается увеличение уноса, называют *критической концентрацией* $S_{кр}$. Типичная кривая изменения $S_{кр}$ от нагрузки приведена на рис. 4.11. Эта кривая является, по существу, кривой постоянной влажности. При построении таких кривых фиксировался момент, когда влажность пара при изменении концентрации или нагрузки зеркала испарения достигала 0,2—0,3%. Поэтому данная кривая, так же как и другие приведенные ниже подобные зависимости, характеризуется постоянным значением ω=0,2÷0,3%.

Как видно из рис. 4.11, при повышении концентрации раствора до определенного значения нагрузка, отвечающая этой влажности, остается без изменений. При дальнейшем росте концентрации наблюдается резкое снижение этой нагрузки, вплоть до $G_{мин}$, в несколько раз меньшей первоначальной. Для на-

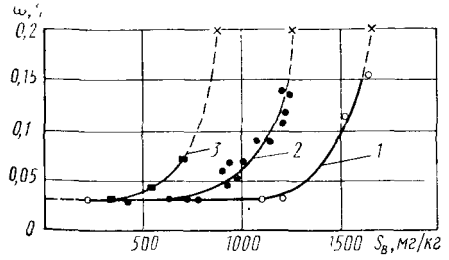


Рис. 4.10. Зависимость ω от концентрации раствора $S_в$:

1 — раствор NaCl; *2* — раствор Na_2SO_4. *3* — раствор NaOH: х — критическая концентрация, определенная колориметрически (при ω=0,2%)

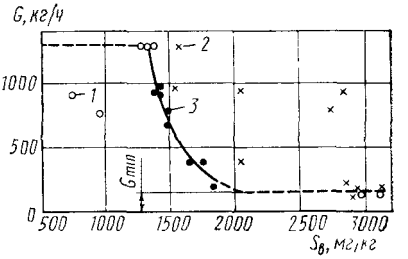
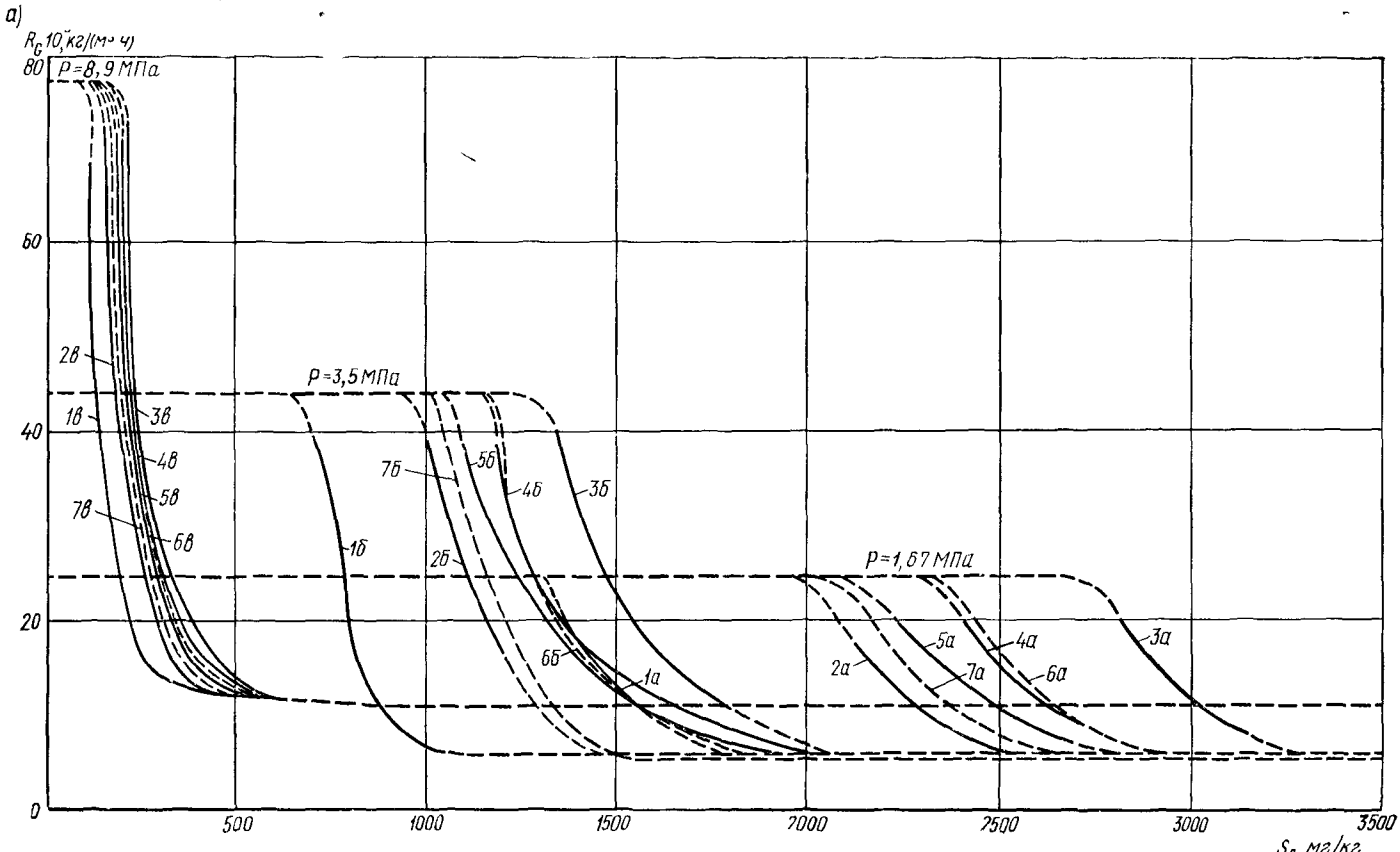


Рис. 4.11. Типичная кривая изменения $S_{кр}$ от нагрузки (раствор NaCl, p= =3,5 МПа):

1 — ω<0,2÷0,3%; *2* — ω>0,2÷0,3%; *3* — ω= =0,2÷0,3%


а)
$R_G 10^3$, кг/(м² ч)
P=8,9 МПа
P=3,5 МПа
P=1,67 МПа
1в
2в
3в
4в
5в
6в
7в
1б
2б
3б
4б
5б
6б
7б
1а
2а
3а
4а
5а
6а
7а
0
20
40
60
80
500
1000
1500
2000
2500
3000
3500
$S_я$, мг/кг

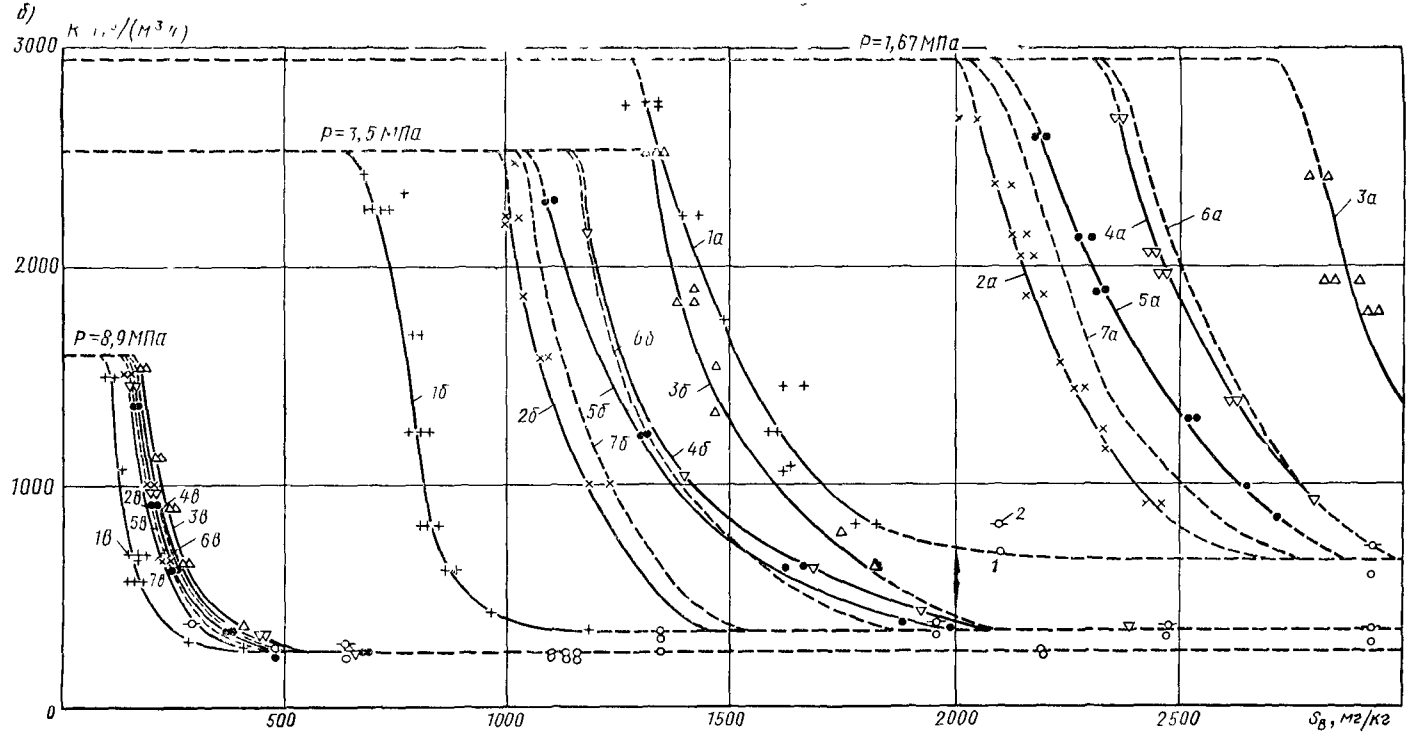


Рис. 4.12. Критические концентрации при различных давлениях:

а — напряжение парового объема выражено в массовых единицах; *б* — напряжение выражено в объемных единицах, *1а, 1б, 1в* — раствор NaOH, *2а, 2б, 2в* — раствор Na_2SO_4, *3а, 3б, 3в* — раствор NaCl *4а, 4б, 4в* — раствор 67 5% NaCl, 27% Na_2SO_4, 5 5% NaOH *5а, 5б 5в* — раствор 27% NaCl, 67,5% Na_2SO_4, 5,5% NaOH, *6а, 6б, 6в* — расчетные кривые для раствора 67,5% NaCl, 27% Na_2SO_4, 5,5% NaOH, *7а, 7б, 7в* — расчетные кривые для раствора 67,5% Na_2SO_4 27% NaCl 5,5% Na_2SO_4

грузок, меньших $G_{мин}$, даже при очень высоких концентрациях унос не превышает приведенного значения.

Критические концентрации существенно зависят от процентного состава электролитов, содержащихся в котловой воде (концентрате), давления, а также высоты парового пространства $h_{пр}$ и уровня $h_{ур}$ жидкости в аппарате. Правда, в пределах изменений $h_{ур}$ и $h_{пр}$, которые обычно имеют место в паровых котлах и испарителях, влияние этих величин на $S_{кр}$ мало.

На рис. 4.12 приводятся кривые, устанавливающие значения $S_{кр}$ при различных нагрузках для однокомпонентных растворов NaOH, Na_2SO_4 и NaCl и двух смесей этих веществ, в одной из которых концентрация NaCl относилась к концентрации Na_2SO_4, как 2,5 : 1, а в других имело место обратное отношение; концентрация NaOH в обеих смесях была одной и той же, т. е. 5,5%. Весовой уровень в этих опытах находился в пределах 285—300 мм, а высота парового пространства (отсчитываемая от весового уровня) — в пределах 650—665 мм. На рис. 4.12 нанесены также кривые, рассчитанные в предположении об аддитивности действия растворенных веществ. Сущность понятия аддитивности вскрывается из соотношения [161]

$$S_{а\,дд} = 100 S_{NaCl}/(a + bm + cn). \qquad (4.4)$$

Здесь $S_{адд}$ — критическая концентрация смеси; $m = S_{NaCl}/S_{Na_2SO_4}$; $n = S_{NaCl}/S_{NaOH}$; a, b, c — процентный состав хлористого, сернокислого и едкого натра в растворе соответственно; S_{NaCl}, $S_{Na_2SO_4}$, S_{NaOH} — критические концентрации соответственно для каждого вещества при определенной нагрузке.

Таким образом, расчетное значение критической концентрации смеси $S_{адд}$ определяется из условия, что каждый компонент производит в смеси такое же воздействие, что и в однокомпонентном растворе.

Сопоставление экспериментальных данных с величинами, рассчитанными по зависимости (4.4), показало, что при средних нагрузках расхождения не превосходят 5—6%. Данные, полученные на других растворах, на водах, забираемых из котельных установок, а также данные, установленные непосредственно в промышленных условиях, тоже достаточно хорошо согласуются с расчетными. Влияние других веществ, содержащихся обычно в котловых водах в небольших количествах, невелико.

То, что при концентрациях раствора S, бо́льших $S_{кр}$, наблюдается резкое ухудшение качества пара, связывают с его вспениваемостью [52, 161]. Физико-химические процессы, приводящие к вспениванию, изучены недостаточно. Однако известно, что для вспенивания электролитов необходимо наличие в растворе взвешенных твердых веществ. Поэтому самой общей причиной вспенивания котловых вод является образование в них солями жесткости и продуктами коррозии железа стенок котла высокодисперсных смесей [52]. Так как стенки сосуда образуют коллоид непрерывно, а концентрация его зависит от концентрации электролитов, то зна-

чения $S_{кр}$ не зависят от содержания высокодиспергированного осадка окислов железа.

Некоторые исследователи полагают также, что при определенных значениях $S_{к.в}$ набухание уровня возрастает и, следовательно, действительная высота парового пространства уменьшается. Последнее приводит к возрастанию уноса. Влажность пара увеличивается также из-за возрастания доли мелкодисперсных частиц влаги, транспортируемых паром.

Конечно, при $S_{к.в} > S_{кр}$ относительная скорость пара в водяном объеме парогенератора уменьшается и при одном и том же весовом уровне истинный уровень в аппарате возрастает. Однако унос возрастает и в том случае, когда истинный уровень сохраняется постоянным.

Визуальные наблюдения над работой водяного и парового объема испарителей в определенной мере осветили механизм процесса уноса при докритических и закритических концентрациях электролитов в воде. Когда солесодержание концентрата ниже критического, в паровом пространстве наблюдаются фонтаны, которые распадаются на отдельные капли. Мелкие капли выбрасываются также в паровое пространство при разрушении пузырей на зеркале испарения. Сколько-нибудь устойчивых накоплений пароводяной среды с ячеистым строением жидкой фазы (что принято называть *пеной*) на зеркале испарения нет. Другая картина наблюдается при высоких концентрациях. Здесь из забрасываемой в паровое пространство воды паровая фаза еще не выделилась и многие «капли» представляют собой, по существу, двухфазную среду, в которой жидкость имеет ячеистое строение. Места замедленного движения пара (застойные зоны) заполняются пеной. На зеркале испарения имеются сравнительно небольшие слои пены, которые вследствие волнообразного неустойчивого состояния уровня перебрасываются с одного места на другое. Иногда (на водах с повышенной концентрацией едкого натра) куски пены захватываются паром и медленно поднимаются вверх.

Таким образом, возрастание влажности при работе на вспенивающей воде происходит прежде всего потому, что затрудняется разделение фаз и частицы двухфазной среды с существенно пониженной объемной плотностью легко транспортируются паровым потоком. В практике унос при закритических концентрациях нередко увеличивается еще и потому, что действительный уровень в аппарате повышается.

Приведенные на рис. 4.12 кривые критических концентраций показывают, что для всех нагрузок от $R_{V,\,макс}$ ($R_{G,\,макс}$) до минимальной, при которой еще имеет место унос вследствие вспенивания $R_{V,\,мин}$ ($R_{G,\,мин}$), значения критических концентраций уменьшаются с ростом давления. Нагрузка, до которой унос вследствие вспенивания котловой воды практически отсутствует, выраженная в массовых единицах ($R_{G,\,мин}$) (рис. 4.12, *а*), растет с увеличением p, а будучи выражена в объемных единицах ($R_{V,\,мин}$) (рис. 4.12, *б*), непрерывно падает. Значения этих величин зависят также от высоты

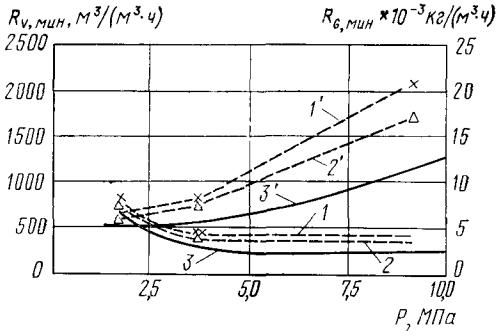


Рис. 4.13. Зависимость $R_{V,\text{мин}}$ и $R_{G,\text{мин}}$ от давления при различных $h_{\text{пр}}$ и $h_{\text{ур}}$:

1, 2, 3 — $R_{V,\text{мин}} = f(p)$; *1′, 2′, 3′* — $R_{G,\text{мин}} = f(p)$, *1, 1′* — $h_{\text{пр}} = 835 \div 848$ мм, $h_{\text{ур}} = 172 \div 185$ мм, *2, 2′* — $h_{\text{пр}} = 454 \div 467$ мм, $h_{\text{ур}} = 175 \div 188$ мм; *3, 3′* — $h_{\text{пр}} = 648 \div 656$ мм, $h_{\text{ур}} = 294 \div 302$ мм

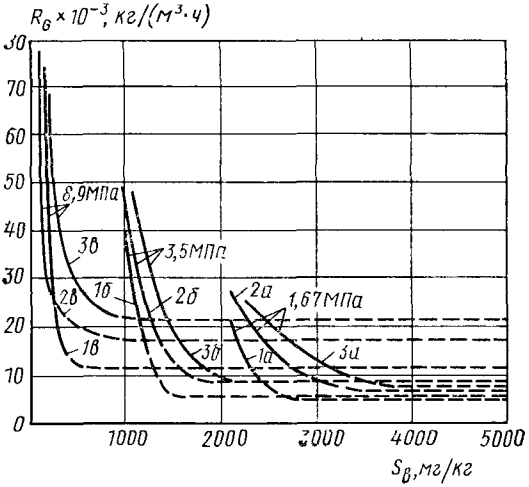


Рис. 4.14. Критические концентрации при различных $h_{пр}$ и $h_{ур}$:

1а — $h_{\text{пр}} = 655 \div 665$ мм, $h_{\text{ур}} = 285 \div 295$ мм; *1б* — $h_{\text{пр}} = 648 \div 661$ мм, $h_{\text{ур}} = 289 \div 302$ мм; *1в* — $h_{\text{пр}} = 656 \div 667$ мм, $h_{\text{ур}} = 283 \div 294$ мм; *2а* — $h_{\text{пр}} = 467 \div 478$ мм, $h_{\text{ур}} = 164 \div 175$ мм; *2б* — $h_{\text{пр}} = 461 \div 472$ мм, $h_{\text{ур}} = 170 \div 181$ мм; *2в* — $h_{\text{пр}} = 454 \div 463$ мм, $h_{\text{ур}} = 179 \div 188$ мм; *3а* — $h_{\text{пр}} = 848 \div 860$ мм, $h_{\text{ур}} = 160 \div 172$ мм; *3б* — $h_{\text{пр}} = 841 \div 857$ мм, $h_{\text{ур}} = 163 \div 179$ мм; *3в* — $h_{\text{пр}} = 835 \div 846$ мм, $h_{\text{ур}} = 174 \div 185$ мм

парового пространства и высоты уровня жидкости (рис. 4.13). При этом увеличение парового пространства ведет к возрастанию $R_{G,\text{мин}}$ и $R_{V,\text{мин}}$, а повышение $h_{\text{ур}}$ (при одних и тех же значениях $h_{\text{пр}}$) — к уменьшению этих величин. Критические концентрации в области нагрузок, заметно отличающихся от $R_{V,\text{мин}}$ ($R_{G,\text{мин}}$) при значениях $h_{\text{ур}}$ и $h_{\text{пр}}$, которые обычно имеют место в парогенерирующих аппаратах, различаются незначительно (рис. 4.14).

Приведенные данные по влиянию состава котловой воды на критические солесодержания и $R_{V,\text{мин}}$ охватывают в основном интервал давлений от 1,67 до 8,9 МПа. Для более высоких давлений в первом приближении значения $S_{\text{кр}}$ и $R_{V,\text{мин}}$ могут быть установлены экстраполяцией. Для низких давлений критические концентрации определялись при испытаниях, проводимых на испарителях тепловых электростанций. В зависимости от состава концентрата и нагрузки $S_{\text{кр}}$ на этих аппаратах, работающих обычно при давлениях до 0,4 МПа, находятся в пределах 6000—10 000 мг/кг. При давлении $p=0{,}1$ МПа нагрузка $R_{V,\text{мин}}$ составляет примерно 1800 м^3/(м$^3\cdot$ч).

§ 4.3. Количественные зависимости по капельному уносу

Количественные зависимости, определяющие влажность пара ω, установлены только для интервалов концентраций электролитов в котловой воде, при которых влияние $S_{\text{к.в}}$ на унос не проявляется. Для этих условий из анализа уравнений движения, условий дробления жидкости и дифференциального уравнения, описывающего движение капель в паровом объеме, получена зависимость, устанавливающая связь между ω и основными величинами, определяющими процесс, в критериальном виде [162]. Эта зависимость имеет вид

$$\omega = f(\text{Ga}';\ \text{Fr};\ \rho''/\rho';\ \varphi), \tag{4.5}$$

где

$$\text{Ga}' = g\left[\sqrt{\sigma/(g\rho'')}\right]^3/\nu^2;\quad \text{Fr} = \omega_0''^2/(gH).$$

Обычно общая критериальная зависимость устанавливает связь между искомой обобщенной переменной (в которую входит искомая величина) и основными числами подобия. Зависимость (4.5) наряду с числами Ga′, Fr и симплексом ρ''/ρ', составленными из величин, входящих в условия однозначности, содержит переменную φ (объемное напорное паросодержание водяного объема), которая также является функцией определенной системы критериев. Однако в расчетах по паросепарации ею удобно пользоваться как заданной величиной (так же как в гидродинамических расчетах удобно пользоваться коэффициентом ξ, который, как известно, также является определяемым числом подобия). Эта величина обычно определяется предварительно по соответствующим зависимостям (см. гл. 3).

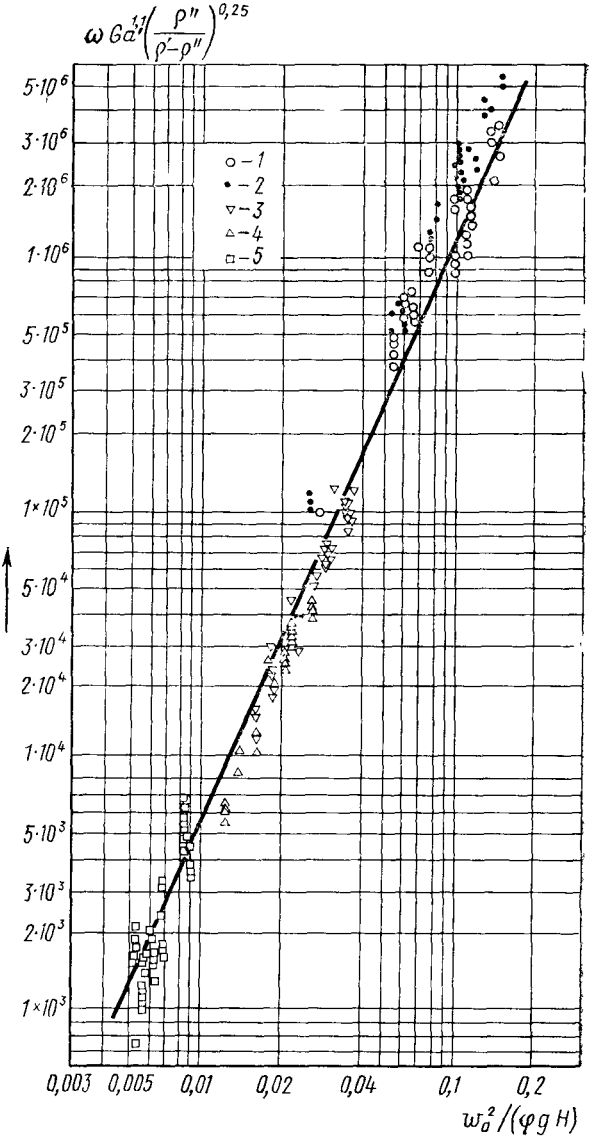


Рис. 4.15. Экспериментальные данные по капельному уносу в критериальной обработке:

1 — p=1,67 МПа, *2* — p=3,5 МПа; *3* — p=8,9 МПа; *4* — p=10,8 МПа; *5* — p=18,2 МПа

На рис. 4.15* приводятся результаты критериальной обработки экспериментальных данных, полученных при различных давлениях. Данные охватывают диапазоны нагрузок, в которых обычно работают промышленные аппараты (интервалы нагрузок, где $n \simeq 3$, см. рис. 4.2), и, как видно из рисунка, достаточно хорошо обобщаются одной общей кривой. Эта кривая может быть выражена уравнением

$$\omega = 2{,}75 \cdot 10^8 \frac{N^{2,3}}{\mathrm{Ga}'^{1,1}\,[\rho''/(\rho' - \rho'')]^{0,25}}, \qquad (4.6)$$

где $N = w_0''^2/(\varphi \bar{g} H)$ [162].

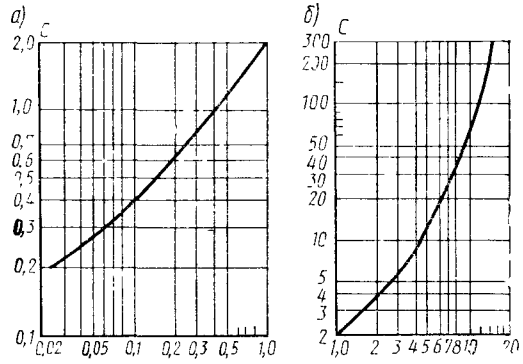


Рис. 4.16. Значения коэффициента C в формуле (4.7) для пароводяного потока:

а — $p < 1{,}0$ МПа; *б* — $p = 1{,}0 \div 20{,}0$ МПа

В формуле (4.6) высота парового пространства H определяется от среднего уровня жидкости, рассчитываемого с учетом набухания. Если весовой уровень от погруженного дырчатого листа $h_{\text{ур}}$, а высота парового пространства (без учета набухания) $h_{\text{пр}}$, то

$$H = h_{\text{ур}} + h_{\text{пр}} - h_{\text{ур}}/(1 - \varphi),$$

или

$$H = h_{\text{пр}} - [\varphi/(1 - \varphi)]\, h_{\text{ур}}.$$

Уравнение (4.6) в размерном виде может быть записано

$$\omega = C \cdot 10^{-4} w_0''^{2,76}/H^{2,3}, \qquad (4.7)$$

где C — коэффициент, определяемый физическими свойствами пара и жидкости. Значения этого коэффициента в зависимости от давления в аппарате приведены на рис. 4.16.

* Здесь (так же как и на других рисунках, на которых приводятся результаты обобщенных обработок), чтобы не загромождать чертеж, некоторые данные (находящиеся в том же диапазоне разброса экспериментальных данных) не показаны.

Формулы (4.6) и (4.7) действительны только до определенных значений напряжения зеркала испарения, когда сохраняется зависимость $\omega \infty w_0''^{2,76}$. При больших приведенных скоростях пара w_0'' влажность пара резко возрастает.

Предельные значения нагрузок, до которых эти зависимости остаются справедливыми, могут быть установлены из соотношения

$$N_{\text{пр}} = 4{,}2 \cdot 10^{-6}\, \text{Ga}'^{0,55} [\rho''/(\rho' - \rho'')]^{0,35}. \qquad (4.8)$$

Зависимость (4.8) основывается на экспериментальных данных, полученных при давлениях от 0,12 до 18,2 МПа [162].

При определении φ по уравнению (3.40) зависимость (4.6) приводится к виду

$$\omega = 6{,}1 \cdot 10^{9} \frac{\text{Fr}^{1,38}}{\text{Ar}^{1,1}} \left[\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \Big/ H \right]^{0,92}, \qquad (4.9)$$

а предельные значения нагрузок, до которых формула (4.9) остается справедливой, определяются выражением

$$(\text{Fr})_{\text{пр}} = 0{,}48 \cdot 10^{-9}\, \text{Ar}^{0,86} \left(\frac{H}{\sqrt{\sigma/(g\rho'')}} \right)^{0,56}, \qquad (4.10)$$

где число Архимеда

$$\text{Ar} = \left\{ g \left[\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \right]^3 \Big/ \nu^2 \right\} [(\rho' - \rho'')/\rho''],$$

а число Фруда

$$\text{Fr} = w_0''^2/(gH).$$

Из уравнения (4.9) видно, что вынос капельной влаги зависит не только от процессов, протекающих в паровом пространстве, но и от гидродинамики водяного объема, которая определяется подъемными силами, действующими на паровые пузыри при барботаже.

Из зависимости (4.7) видно, что унос капельной влаги существенно зависит от высоты парового пространства. Однако в расчетах следует иметь в виду, что такая зависимость действительна только при высотах парового пространства до $\sim 0{,}8$—$1{,}0$ м. При больших значениях H в потоке преобладает транспортируемая влага. Поэтому здесь следует вводить в расчет $H = 0{,}8 \div 1{,}0$ м.

На рис. 4.17 приводится обобщенная обработка, охватывающая обе области изменения ω в зависимости от комплекса N: область, для которой действительна зависимость (4.9), и область, в которой зависимость ω от Fr (или комплекса N) более резкая. При построении обобщенной зависимости ω^* определялись по значению комплекса $N = N_{\text{пр}}$, рассчитанному по формуле (4.8). Зависимостью $\omega/\omega^* = f(N/N_{\text{пр}})$ можно воспользоваться для оценки уноса в условиях, когда $N > N_{\text{пр}}$ ($\text{Fr} < \text{Fr}_{\text{пр}}$) [162].

Критериальная обработка экспериментальных данных, полученных при работе с горизонтальным жалюзийным сепаратором, при-

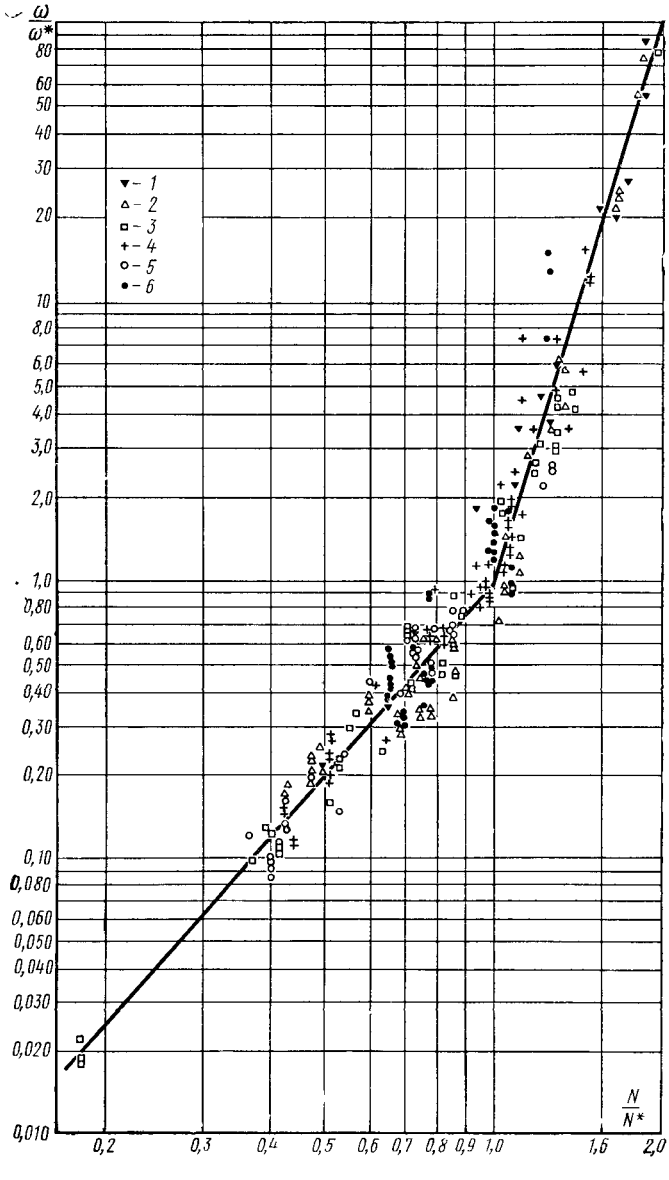


Рис. 4.17. Обобщенная обработка экспериментальных данных по выносу капельной влаги при различных давлениях:

1 — p=0,127 МПа; *2* — p=1,67 МПа; *3* — p=3,5 МПа; *4* — p=8,9 МПа, *5* — p=10,8 МПа; *6* — p=18,2 МПа

ведена на рис. 4.18. Предельное значение комплекса N здесь может быть установлено в зависимости от допустимой влажности пара ω. Такая зависимость имеет вид

$$N_{\text{пр}} = 0{,}208 \cdot 10^{-4}\, \text{Ca}'^{\,0{,}47} \omega^{0{,}16}. \qquad (4.11)$$

Воспользовавшись уравнением, определяющим φ [см. уравнение (3.40)], из формулы (4.11) можно установить также зависимость, определяющую приведенную скорость пара:

$$w_0'' = \frac{3{,}95}{10^5} \frac{g^{0,5} H^{0,833}}{\left(\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}\right)^{0,333}} \text{Ga}'^{\,0,392} \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''}\right)^{0,1} \omega^{0,133}. \qquad (4.12)$$

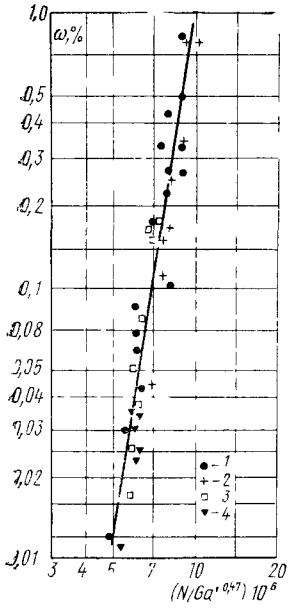


Рис. 4.18. Критериальная обработка экспериментальных данных, полученных при работе с жалюзийным сепаратором:

1 — p=1,67 МПа, *2* — p=3,5 МПа, *3* — p=8,9 МПа, *4* — p=0,1 МПа, *1, 2, 3* — система пар — вода, *4* — воздух — вода

Обычно в паровых котлах и испарителях солесодержание пара находится в допустимых пределах, когда $\omega < 0{,}05\%$. Чтобы получить пар такой влажности, например, при высоте парового пространства (с учетом набухания уровня) $H = 1{,}0$ м, скорости пара, рассчитанные по этому выражению, должны быть не выше

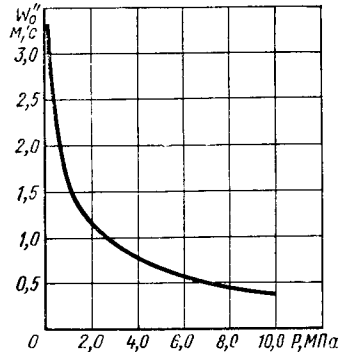


Рис. 4.19. Скорости пара на входе в жалюзийный сепаратор в зависимости от давления при $H = 1{,}0$ м и $\omega = 0{,}05\%$

значений, определяемых кривой, приведенной на рис. 4.19.

Критериальные зависимости (4.11) и (4.12) установлены по экспериментальным данным, полученным при работе с жалюзийным сепаратором, составленным из пластин, имеющих форму, показанную рис. 4.6, *б*. В настоящее время в основном применяются

сепараторы с пластинами, форма которых показана на рис. 4.6, *в*. По экспериментальным данным Московского энергетического института, при давлении 0,125 МПа и высоте парового пространства 0,8—1,0 м для скоростей пара w_0'' от 0,8 до 2,8 м/с влажность за сепаратором ω находилась в пределах $(1{,}0 \div 20) \cdot 10^{-5}$, уменьшаясь с возрастанием скорости пара w_0''. При расчете по формуле (4.12) в этих условиях для $\omega = 10^{-5}$ скорость пара w_0'' окажется равной $\sim 1{,}9$ м/с. Из сопоставления этих данных видно, что скорость пара на входе в сепаратор, при которой начинается резкое возрастание ω с увеличением w_0'' для сепаратора с пластинами, показанными на рис. 4.6, *в*, значительно выше, чем для сепаратора с другой формой пластин (рис. 4.6, *б*).

В работе [144] проведен теоретический анализ процесса транспортируемого уноса и по экспериментальным данным, полученным при относительно больших значениях высот парового пространства в аппаратах барботажного типа, установлена зависимость, определяющая значения ω в этих условиях:

$$\omega = 3{,}8 \cdot 10^{-5} \left(K_{бар}^{0,5} + 530 K_{бар}^{2,1}\right) \times \times \sqrt{\frac{\rho' - \rho''}{\rho''}}\, e^{-0{,}23H/D}, \quad (4.13)$$

где $K_{бар}$ — комплекс, рассчитываемый для аппаратов барботажного типа по формуле

$$K_{бар} = \frac{d_{вит}}{\sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}} \times \times \frac{w_0'' \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{g\sigma(\rho' - \rho'')}},$$

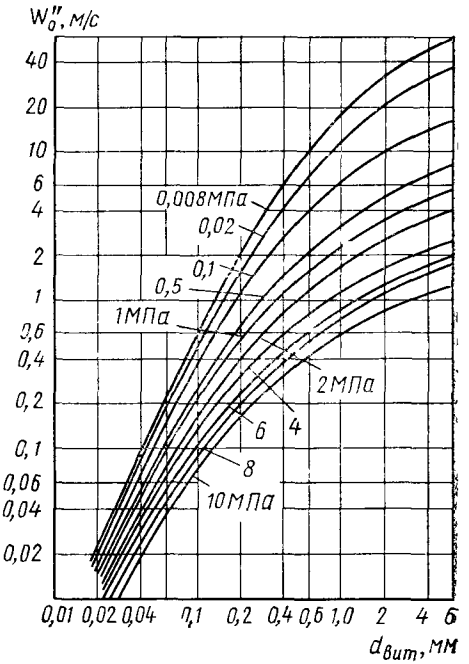


Рис. 4.20. Диаметр витания $d_{вит}$ в зависимости от w_0'' при различных давлениях

H — высота парового пространства с учетом набухания уровня; D — диаметр аппарата; $d_{вит}$ — диаметр витания, т. е. диаметр капли $d_{кап}$, для которой при данной скорости пара w_0'' устанавливается равновесие между силами трения и весом капли. Эта величина может быть определена из зависимости (4.1) или выбрана по кривым рис. 4.20 (для пароводяного потока) [144].

На рис. 4.21 проведено сопоставление результатов расчетов по формулам (4.9) (с использованием зависимости, приведенной на

рис. 4.17) и (4.13). Расчеты проведены при высотах парового пространства 0,6 и 0,8 м по обеим формулам и дополнительно при $H=1{,}5$ м — по формулам (4.13) [формула (4.9) для таких высот непригодна]. Как видно из рисунка, в рассматриваемом диапазоне скоростей ω_0'' сходимость значений ω, рассчитанных по обеим зависимостям, можно считать удовлетворительной. Однако нельзя не заметить, что при низких ω_0'' и $H\leqslant 0{,}8$ м влажности при транспортируемом уносе [т. е. ω, рассчитанные по формуле (4.13)] оказались выше, чем при одновременном уносе, вследствие транспортировки и заброса нетранспортируемой влаги, что, конечно, не может иметь места. Сопоставления, проведенные при других давлениях, привели

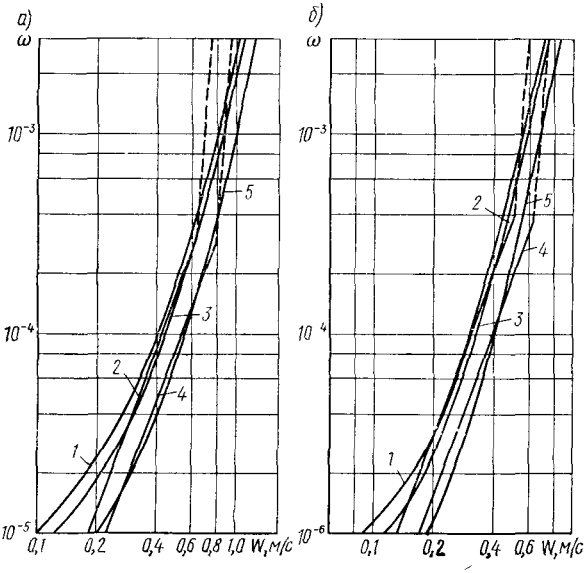


Рис. 4.21. Сопоставление значений ω, рассчитанных по формулам (4.9) и (4.13):

а — $p=1{,}67$ МПа; *б* — $p=3{,}5$ МПа; *1, 2* — $H=0{,}6$ м; *3, 4* — $H=0{,}8$ м; *5* — $H=1{,}5$ м, *1, 3, 5* — по формуле (4.13), *2, 4* — по формуле (4.9)

к аналогичным результатам. Поэтому можно полагать, что в широких диапазонах скоростей (когда влажности изменяются от 10^{-5} до 10^{-2}) зависимость (4.13) обобщает данные по транспортируемому уносу с достаточной точностью при высотах парового пространства $H>1{,}2$—$1{,}5$ м, при этом для низких давлений высота, после которой проявляется лишь транспортируемый унос, имеет более высокие значения, при высоких давлениях p — более низкие.

Рассматриваемые зависимости получены в условиях, когда отделение пара от жидкости происходит в барботажном слое, поэтому ими можно пользоваться для расчета влажности пара в аппаратах, где пароводяной поток подводится в водяной объем сепаратора (под уровень). Когда поток вводится в паровой объем аппарата, т. е. над уровнем, по данным исследования [121], унос зависит не

от скорости пара в сепараторе w_0'', а от скорости пара в штуцерах труб, подводящих пароводяную смесь. При относительно больших высотах парового пространства, когда величиной уноса вследствие подброса капель можно пренебречь, для аппаратов такого типа влажность может определяться по формуле [28]

$$\omega = \frac{0{,}16}{3600 w_0'' \rho''} \frac{w_{0\,шт}\rho'}{w_{0\,шт}''\rho''} K_{б\,бар}\left(1 + 3 \cdot 10^3 K_{б\,бар}^{1{,}6}\right), \qquad (4.14)$$

где $K_{б\,бар}$ — комплекс, рассчитываемый для аппаратов безбарботажного типа по формуле

$$K_{б\,бар} = \frac{d_{вш}}{\sqrt{\sigma(\rho' - \rho'')}} \sqrt{\frac{w_{0\,шт}''^2}{g d_{шт}} \frac{\rho''}{\rho' - \rho''}};$$

$w''_{0\,шт}$ и $w_{0\,шт}$ — приведенные скорости пара и воды в штуцере подводящих труб; $d_{шт}$ — внутренний диаметр штуцера.

При установлении формулы (4.14) использованы экспериментальные данные, полученные при работе под вакуумом и давлениях, близких к атмосферному. Солесодержание концентрата составляло 25—40 г/кг. По данным работы [121], высота парового пространства, при которой подбросом капельной влаги можно пренебречь, для аппаратов безбарботажного типа должна быть выше 1,4—1,6 м.

§ 4.4. Схемы очистки пара. Устройства для уменьшения уноса и для сепарации влаги

Очистка пара в испарителях, парогенераторах, паровых котлах производится для того, чтобы уменьшить содержание захватываемых им неорганических веществ. Хотя пар уносит не только соли,

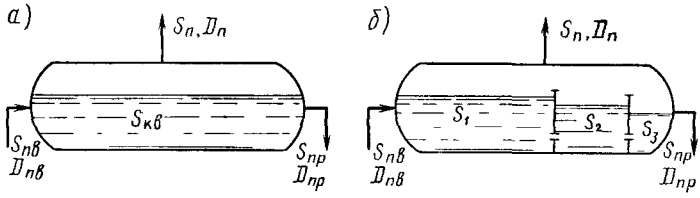


Рис. 4.22. Схема одноступенчатого (*а*) и трехступенчатого (*б*) испарения

принято говорить о солесодержании его, понимая под этим термином концентрацию всех электролитов.

Солесодержание пара $S_п$, определяемое выносом капельной влаги, в зависимости от влажности его ω и концентрации примесей в захватываемых им каплях $S_в$ устанавливается зависимостью

$$S_п = \omega S_в^*. \qquad (4.15)$$

* Унос паром растворенных в нем веществ здесь не рассматривается.

Таким образом, очевидно, что при одних и тех же значениях $S_в$ уменьшение ω приводит к улучшению качества пара.

Солесодержание пара можно также понизить, уменьшив содержание веществ, растворенных в каплях воды $S_в$.

Если водяной объем барабана-сепаратора не разделен и весь пар выделяется из воды, имеющей одно и то же солесодержание (рис. 4.22, *а*), то солесодержание капель практически равно солесодержанию котловой воды ($S_в = S_{к\,в}$). Когда водяной объем разделен на отдельные ступени и вода перетекает из одной ступени в другую (рис. 4 22, *б*), при одной и той же продувке $P_{пр}$ та же концентрация котловой воды $S_{к\,в}$ достигается только в последней ступени. Бóльшая часть пара здесь отделяется от воды в ступенях, где солесодержание ниже, чем в последней, и поэтому среднее солесодержание пара при такой схеме меньше. Чем больше ступеней, тем больший эффект может быть достигнут. Однако каждая последующая ступень оказывает все меньшее влияние на качество пара и в то же время все более усложняет конструкцию барабана-сепаратора. Поэтому при применении ступенчатого испарения обычно ограничиваются двухступенчатой или трехступенчатой схемами. Первую ступень испарения обычно называют *чистым,* а последнюю — *соленым* отсеком барабана.

Анализ схем со ступенчатым испарением показывает, что при одинаковом для всех ступеней уносе оптимальное распределение производительности по ступеням имеет место тогда, когда кратность упаривания *а* в каждой ступени одна и та же. Тогда для трехступенчатого испарения

$$S_3/S_2 = S_2/S_1 = S_1/S_{п.в} = a, \tag{4.16}$$

а для двухступенчатого испарения

$$S_2/S_1 = S_1/S_{п.в} = a. \tag{4.16'}$$

Здесь S_1, S_2 и S_3 — солесодержание воды в первой, второй, третьей ступенях; $S_{п\,в}$ — солесодержание питательной воды

Для трехступенчатого испарения солесодержание продувочной воды $S_3 = S_{пр}$, а для двухступенчатого $S_2 = S_{пр}$.

В нормальных условиях эксплуатации количество уносимых паром примесей составляет небольшую часть от общего количества этих веществ, вносимого в аппарат питательной водой (унос ω обычно находится в пределах 0,02—0,05%). Пренебрегая этой величиной, солевой баланс аппарата можно выразить уравнением

$$D_п [1 + (P_{пр}/100)] S_{п.в} = S_{пр} (P_{пр}/100) D_п, \tag{4.17}$$

где $D_п$ — производительность парогенератора (парового котла).

Из уравнения (4.17)

$$S_{пр}/S_{п.в} = (100 + P_{пр})/P_{пр}. \tag{4.18}$$

Воспользовавшись этой зависимостью, из уравнения (4.16) получим:

для трехступенчатого испарения

$$a=\sqrt[3]{(100+P_{\text{пр}})/100} \tag{4.19}$$

и для двухступенчатого испарения

$$a=\sqrt{(100+P_{\text{пр}})/100}. \tag{4.20}$$

Во всех этих зависимостях продувки аппарата $P_{\text{пр}}$ принимаются в процентах от его производительности.

Располагая необходимыми значениями степени упаривания a, легко найти производительности ступеней, при которых эти значения могут иметь место. Действительно, уравнение солевого баланса для первой ступени испарения (при работе по двухступенчатой или трехступенчатой схеме) может быть записано в виде

$$D_{\text{п}}[1+P_{\text{пр}}/100]\,S_{\text{п.в}}=[D_{\text{п}}(1+P_{\text{пр}}/100)-D_1]\,S_1.$$

Отсюда после простейших преобразований (учитывая, что $S_1/S_{\text{п.в}}=a$) получим

$$D_1/D_{\text{п}}=(1+P_{\text{пр}}/100)(a-1)/a. \tag{4.21}$$

При двухступенчатой схеме производительность второй ступени определится как разность производительностей парогенератора (котла) и первой ступени; при трехступенчатом испарении она может быть установлена из уравнения солевого баланса второй ступени

$$[D_{\text{п}}(1+P_{\text{пр}}/100)-D_1]\,S_1=[D_{\text{п}}(1+P_{\text{пр}}/100)-D_1-D_2]\,S_2.$$

Учитывая, что $S_2/S_1=a$, после преобразований получим

$$D_2/D_{\text{п}}=[(a-1)(1+P_{\text{пр}}/100-D_1/D_{\text{п}})]/a. \tag{4.22}$$

В этих зависимостях D_1 и D_2 — производительности первой и второй ступеней испарения соответственно.

Оптимальные значения производительностей отдельных ступеней, рассчитанные по уравнениям (4.21) и (4.22) для двухступенчатого и трехступенчатого испарения в долях от общей производительности аппарата, приводятся в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Продувка, %	Двухступенчатая схема		Трехступенчатая схема		
	1 я ступень	2 я ступень	1 я ступень	2 я ступень	3 я ступень
0,5	0,935	0,065	0,83	0,145	0,025
1,0	0,91	0,09	0,79	0,17	0,04
2,0	0,87	0,13	0,745	0,20	0,055

Полученные зависимости устанавливают оптимальное значение концентрации котловой воды $S_{\text{к в}}$ в отдельных ступенях и производительности их в условиях, когда унос во всех ступенях остается

одним и тем же. Постоянные значения ω при равных значениях напряжения зеркала испарения и высоты парового пространства могут иметь место лишь тогда, когда концентрация примесей в воде не превышает критическую $S_{кр}$. В действительности, как правило, в последней ступени достигаются очень высокие концентрации. Для того чтобы в этих условиях солесодержание воды в предыдущей ступени было ниже критического, производительность обеих ступеней нередко увеличивают. Унос в последней ступени понижают, уменьшая нагрузку зеркала испарения и (когда это оказывается возможным) увеличивая высоту парового пространства и эффективность сепарирующих устройств.

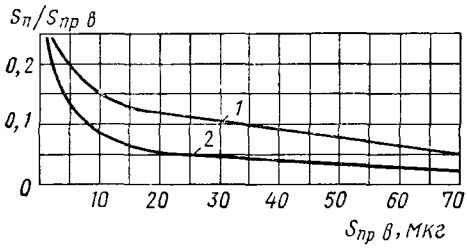


Рис. 4.23. Сравнение эффективности паропромывочных устройств на паровом котле ТП-240-2 ($p=10{,}8$ МПа):

1 — паропромывочное устройство ЦКТИ; *2* — паропромывочный дырчатый лист

При одних и тех же сепарирующих устройствах солевой унос может быть еще более уменьшен, если применить промывку пара. Промывка осуществляется обычно в процессе барботажа пара через слой питательной воды или конденсата. При этом выделяющийся из котловой воды или концентрата испарителей пар, проходя через слой более чистой воды, оставляет в ней бóльшую часть примесей.

Схемы организации промывки и применяемые паропромывочные устройства приведены на рис. 3.12 и 3.13. Испытания показывают, что при хорошей организации промывки в парогенераторах, паровых котлах и испарителях более 90% легкорастворимых в воде электролитов остается в промывочной воде.

Сравнение эффективности различных конструкций паропромывочных устройств было проведено Государственным трестом по организации и рационализации районных электрических станций и сетей (ОРГРЭС) по уносу кремниевой кислоты. На рис. 4.23 приводятся полученные отношения концентраций кремниевой кислоты в паре $S_п$ к концентрации в промывочной воде $S_{пр.\,в}$. Как и следовало ожидать, простой паропромывочный дырчатый лист, предложенный в работе [175] (рис. 3.13), не только проще по конструкции, чем устройство погруженного типа (рис. 3.12), но и эффективнее. Последнее объясняется тем, что для организации промывки здесь используется все сечение барабана-сепаратора (испарителя) и средняя скорость пара непосредственно над уровнем промывочной воды здесь ниже, чем в устройствах ЦКТИ (рис. 3.12).

Влажность пара понижается различными методами. Если кинетическая энергия потока, поступающего в водяной объем парогенератора (парового котла), велика и не может быть погашена слоем воды, расположенным над пароподводящими трубами, в водяном

объеме устанавливаются специальные устройства. В качестве таких устройств в настоящее время чаще всего используют погруженные дырчатые листы и циклонные сепараторы.

Погруженные дырчатые листы устанавливают в первых ступенях (чистых отсеках) паровых барабанов при наличии ступенчатого испарения и по всему сечению барабана в схемах без ступенчатого испарения, а также в ряде случаев на испарителях и пароперегревателях. При этом, когда высота труб греющей секции испарителя или пароперегревателя невелика (до 2,0—3,0 м), кинетическая энергия выходящих из труб пароводяных потоков может быть погашена в водяном объеме над греющей секцией и дырчатый лист не требуется. При более длинных трубах, когда устройства для гашения кинетической энергии потоков отсутствуют, струи жидкости могут забрасываться на большую высоту, вследствие чего капельный унос резко возрастает. Чтобы избежать этого, для гашения струй здесь устанавливают дырчатые листы. Дырчатые листы выравнивают также нагрузку зеркала испарения, а это тоже приводит к уменьшению влажности ω.

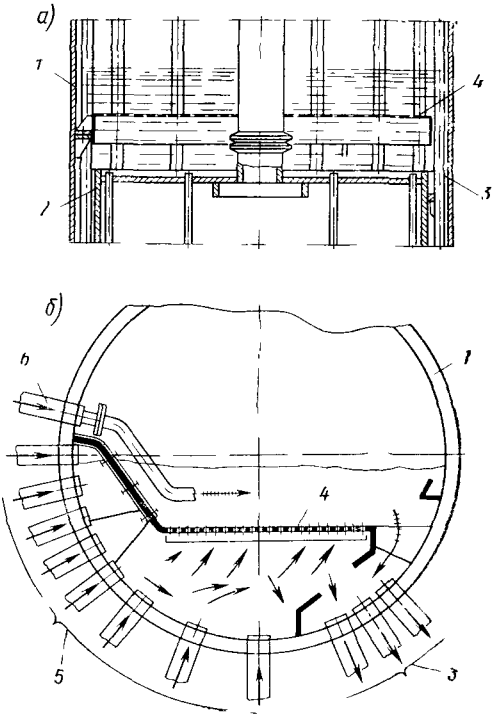


Рис. 4.24. Расположение погруженных дырчатых листов:

а — в испарителе с длиннотрубчатой греющей секцией; *б* — в барабане котла; *1* — корпус; *2* — греющая секция, *3* — опускные трубы; *4* — погруженный дырчатый лист; *5* — выход пароводяного потока; *6* — подвод питательной воды

Расположение погруженного дырчатого листа в испарителе и барабане парового котла показано на рис. 4.24, *а, б*. В барабанах погруженный лист располагают на 50—75 мм ниже минимального весового уровня; в испарителях и парообразователях — на 150—250 мм ниже среднего истинного уровня. Опыт эксплуатации и визуальные наблюдения показали, что при поддержании такого уровня дырчатый лист может применяться практически при любых солесодержаниях концентрата, т. е. не только на невспениваемой воде, но и тогда, когда $S_в > S_{кр}$.

Установка внутрибарабанных циклонных сепараторов показана на рис. 4.25. Пароводяной поток по подъемным трубам поступает в короб и оттуда во входные патрубки циклона. Патрубки крепят-

ся так, чтобы обеспечить тангенциальный подвод потока во внутренний объем циклона, вследствие чего поток закручивается. Отбрасываемая при этом к стенкам аппарата вода стекает вниз, а пар через набор гофрированных жалюзи отводится вверх. В циклоне вместо набора жалюзи могут быть поставлены дроссельные щиты (рис. 4.26). Основным назначением этих устройств является создание сопротивления для выравнивания скоростей пара по сечению циклона. Однако можно предполагать, что в наборе жалюзи в определенной мере происходит одновременно дополнительная сепарация капельной влаги.

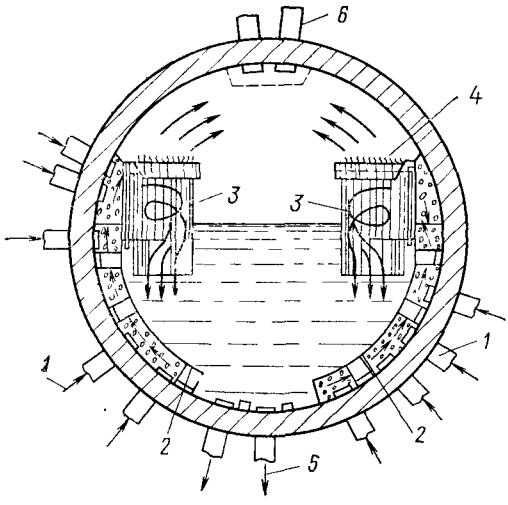


Рис. 4.25. Установка внутрибарабанных циклонных сепараторов:

1 — подъемные трубы; *2* — короб; *3* — циклон; *4* — набор гофрированных жалюзей; *5* — опускные трубы, *6* — пароотводящие трубы

В нижней части циклона имеется донышко и кольцевой проход для воды. В этом проходе установлены направляющие лопатки, которые прекращают вращательное движение воды и направляют ее в водяной объем барабана. Внутрибарабанные циклоны устанавливаются так, чтобы максимальный уровень воды в барабане не превышал середины входного патрубка, так как при более высоких уровнях унос в циклоне сильно возрастает. При минимальном уровне в барабане циклон должен оставаться погруженным на глубину, обеспечивающую гидравлический затвор, с тем чтобы пар не мог проникать в барабан через нижнюю часть циклона. В паровых котлах внутрибарабанные циклоны размещаются обычно равномерно по длине барабана. Применяться они могут в чистом, промежуточном и соленом отсеках при ступенчатом испарении, а также в барабанах, не разделенных на отдельные отсеки.

Однако при высоких концентрациях растворенных в котловой воде веществ в соленом отсеке, когда этот отсек располагается в барабане, достаточно хорошей очистки пара достичь трудно, так как высота парового пространства оказывается для этого недостаточной. В таких случаях соленый отсек располагается не в барабане парового котла, а в выносном циклоне. Двухступенчатая схема очистки пара с выносными циклонами показана на рис. 4.27.

При трехступенчатой схеме промежуточные отсеки могут размещаться в барабане котла или, как и соленые отсеки, в выносных

циклонах. Выносные циклоны имеют высоту до 4—5 м, и поэтому при допустимых скоростях пара в них может быть осуществлено достаточно хорошее отделение пара от жидкости. Кроме того, если это необходимо, поток после циклонов можно направлять в чистый отсек, где вместе с паром чистого отсека он пройдет дополнительную очистку. Когда в чистом отсеке имеется промывочное устройство, в нем можно промывать не только пар этого отсека, но и пар, поступающий сюда из выносных циклонов. При такой схеме из циклонов пар подается под промывочное устройство.

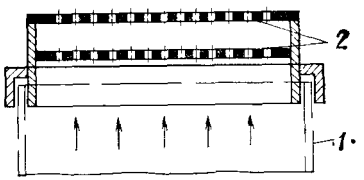


Рис. 4.26. Дроссельные щиты в верхней части циклона:

1 — корпус циклона; *2* — дроссельный щит

Перепуск пара из соленых отсеков в чистые часто проводится также при расположении соленых отсеков в барабане. Однако в таких схемах из соленых отсеков, располагаемых обычно с торцов барабана, вместе с паром в чистый отсек поступает вода, в связи с чем солесодержание чистого отсека возрастает, а эффективность схемы уменьшается. Когда соленые отсеки размещаются в выносных циклонах, переброс воды практически исключается.

В ряде случаев, для того чтобы весь паровой объем использовался для сепарации капельной влаги наиболее эффективно, еще недостаточно выравнять лишь нагрузки зеркала испарения, необходимо также обеспечить по возможности равномерное распределение пара в сечениях барабана вблизи пароотводящих труб. Этого чаще всего достигают с помощью дырчатого листа, играющего роль дроссельного устройства небольшого сопротивления $\Delta p_{д.л.}$ Хотя $\Delta p_{д.л}$ мало, оно должно быть значительно выше сопротивления движению пара в паровом объеме, так как только в этом случае распределение пара по площади листа будет достаточно равномерным *. Установка пароприемного дырчатого листа в барабане парового котла показана на рис. 4.28.

Из сепарирующих устройств в современных парогенераторах, паровых котлах и испарителях наибольшее распространение получили различные типы жалюзийных сепараторов. На рис. 4.29 показаны схемы очистки пара в испарителе с паропромывочным дырчатым листом и жалюзийным сепаратором и испарителе с разделительным устройством и наклонными жалюзийными сепараторами.

---

* В некоторых случаях, когда это требование не может быть выполнено, сечение отверстий в отдельных местах пароприемного дырчатого листа выбирается различным, с тем чтобы общее сопротивление движению пара из различных точек зеркала испарения до пароотводящих труб при достаточно равномерном распределении его по площади листа оставалось примерно одним и тем же.

В испарителе рис. 4.29, *а* парообразование происходит в трубах греющей секции. Для гашения кинетической энергии пароводяных потоков, выходящих из этих труб, здесь применен погруженный дырчатый лист. Очистка пара в этой конструкции проводится промывкой его и сепарацией капельной влаги в горизонтальном жалюзийном сепараторе.

В испарителе рис. 4.29, *б* парообразование происходит не на поверхностях труб греющей секции, а в подъемной трубе. Первичное отделение пара от жидкости здесь производится с помощью устройства, перепускающего жидкость в кольцевое пространство между корпусом и подъемной трубой, а пар — в пространство под жалюзийными сепараторами. Очистка пара происходит здесь в наклонных жалюзийных сепараторах. Отделившиеся в них капли концентрата (сепарат) собираются в ловушках и отводятся в водяной объем испарителя. Такая конструкция позволяет увеличить производительность аппарата при том же диаметре корпуса *.

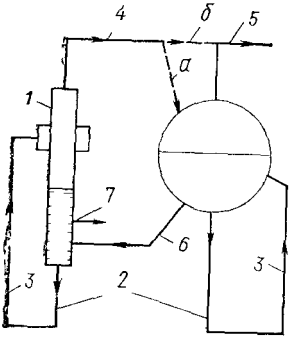


Рис. 4.27. Двухступенчатая схема испарения с выносными циклонами:

а — пар из циклонов направляется в барабан котла; *б* — пар направляется в паропровод насыщенного пара, *1* — выносной циклон, *2* — опускные трубы, *3* — парообразующие трубы, *4* — пароперепускная труба, *5* — паропровод насыщенного пара, *6* — водоперепускная труба, *7* — продувка

На рис. 4.30 представлен поперечный разрез барабана котла ТП-90, в котором для сепарации капельной влаги над паропромывочным устройством также установлен жалюзийный сепаратор. В барабане котла кинетическая энергия потоков, поступающих из экранов топочной камеры, гасится во внутрибарабанных циклонах. В схемах рис. 4.29 и 4.30 обеспечивается достаточно равномерная нагрузка поверхностей сепараторов и паропромывочных устройств.

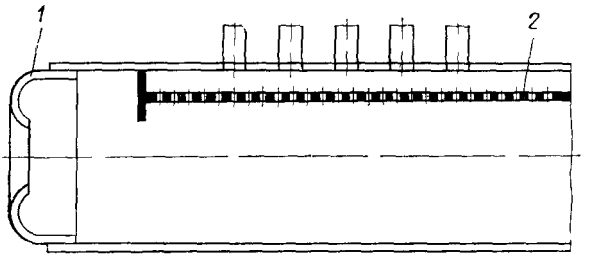


Рис. 4.28. Установка пароприемного дырчатого листа:

1 — барабан котла, *2* — дырчатый лист

* Более подробно см. «Водоснабжение и санитарная техника», 1973, № 7, с. 30—32.

Схема очистки пара, подобная отработанной ранее на испарителях и паропреобразователях [160, 175], применена также на вертикальных парогенераторах (рис. 4.31, *а*), а схема с жалюзийным сепаратором и парозаборным дырчатым листом — на горизонтальных парогенераторах с водяным теплоносителем (рис. 4.31, *б*) [64, 139].

В последние годы получили распространение вертикальные жалюзийные сепараторы. В таком сепараторе, предложенном

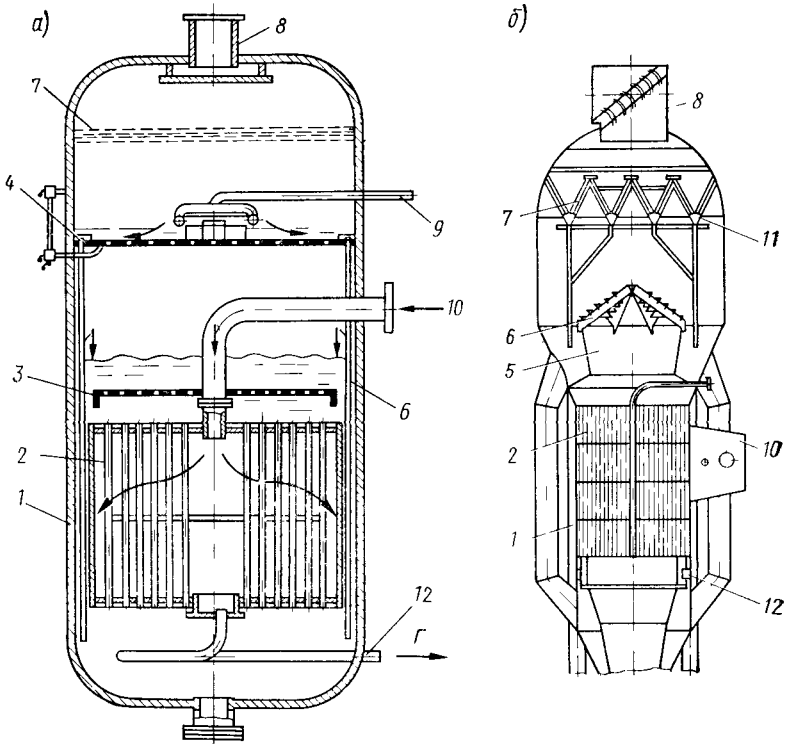


Рис. 4.29. Схема очистки пара в вертикальных испарителях:

а — с паропромывочным дырчатым листом и горизонтальным сепаратором, *б* — с наклонным жалюзийным сепаратором, *1* — корпус, *2* — греющая секция *3* — погруженный дырчатый лист *4* — паропромывочный дырчатый лист *5* — подъемная труба, *6* — разделительное устройство, *7* — жалюзийный сепаратор *8* — отвод вторичного пара, *9* — подвод питательной воды, *10* — подвод греющего пара, *11* — ловушка, *12* — отвод конденсата греющего пара

К. А. Блиновым и *Ю. В. Лабинским,* жалюзи располагаются вертикально по окружности вблизи цилиндрического корпуса *. Пар, по-

* Более подробно см *Блинов К А* и *Лабинский Ю В* Вертикальный жалюзийный сепаратор Авт свид № 101061, 1954 [9].

ступающий из центральной части аппарата, проходит сепаратор и расположенный за ним пароприемный дырчатый лист, после чего попадает в кольцевое пространство, откуда отводится в паропровод. При вертикальном расположении сепаратора площадь проходного сечения может быть выбрана бóльшей, чем при горизонтальном. Поэтому при одних и тех же скоростях пара на входе в жалюзи производительность его выше. Дальнейшее увеличение производительности сепаратора при той же его высоте может быть достигнуто, если применять ряд секций, расположенных концентрически в паровом объеме. Такой сепаратор показан на рис. 4.32.

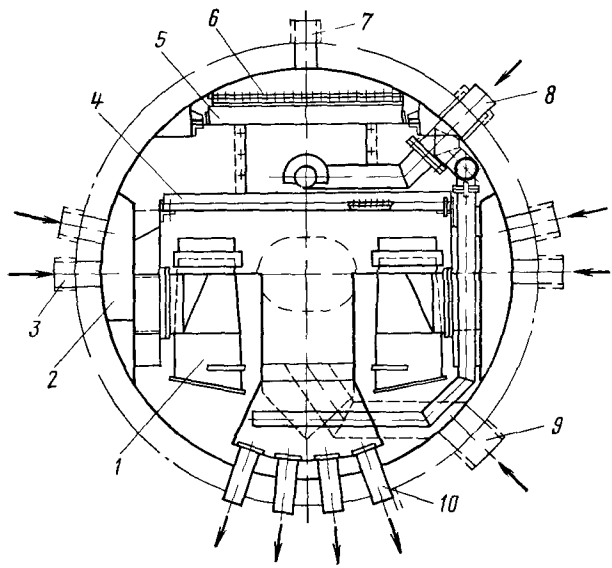


Рис. 4.30. Внутрибарабанные устройства котла ТП 90:

1 — циклон; *2* — короб, *3* — из экранов топочной камеры, *4* — паропромывочное устройство, *5* — жалюзийный сепаратор, *6* — пароприемный дырчатый лист, *7* — штуцер отвода пара, *8* — подвод питательной воды, *9* — из выносных циклонов, *10* — опускные трубы

В горизонтальных жалюзийных сепараторах отсепарированные капли, падая, при определенных значениях w_0'' могут вновь подхватываться паром; в вертикальных сепараторах такой повторный унос практически исключен, так как влага стекает по поверхностям жалюзи. Поэтому можно предполагать, что допустимые значения скоростей пара на входе в вертикально расположенные жалюзи будут выше.

В вертикальных сепараторах легко совместить процесс паросепарации с промывкой пара. Вертикальный секционный жалюзий-

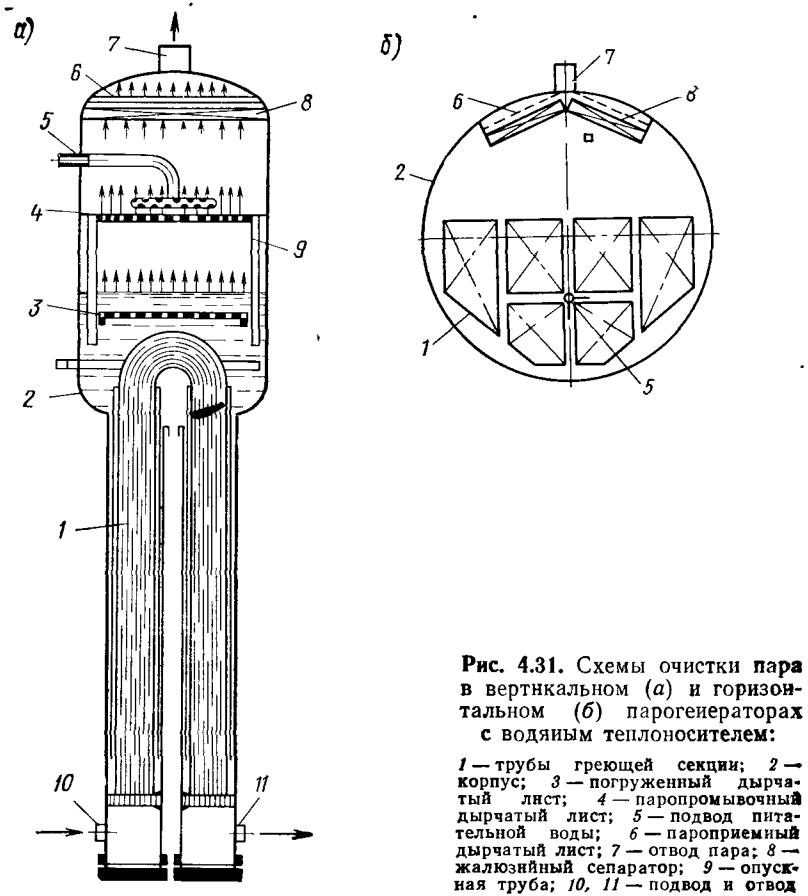


Рис. 4.31. Схемы очистки пара в вертикальном (*а*) и горизонтальном (*б*) парогенераторах с водяным теплоносителем:

1 — трубы греющей секции; *2* — корпус; *3* — погруженный дырчатый лист; *4* — паропромывочный дырчатый лист; *5* — подвод питательной воды; *6* — парориемный дырчатый лист; *7* — отвод пара; *8* — жалюзийный сепаратор; *9* — опускная труба; *10, 11* — подвод и отвод теплоносителя

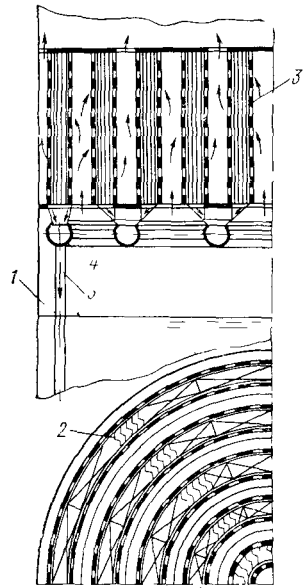


Рис. 4.32. Секционный жалюзийный сепаратор

1 — цилиндрический корпус, *2* — концентрическая секция, *3* — дырчатый лист, *4* — трубчатые желоба; *5* — отвод отсепарированной жидкости

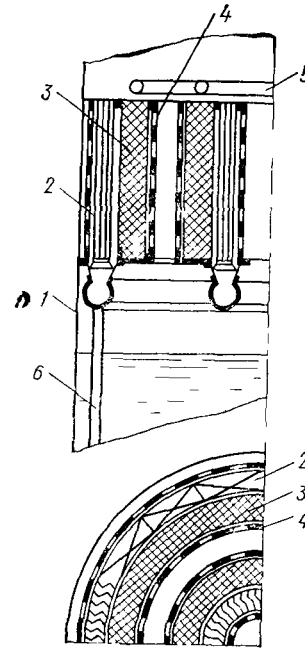


Рис. 4.33. Секционный жалюзийный сепаратор с промывочным устройством:

1 — корпус аппарата *2* — концентрическая сепарирующая секция, *3* — концентрическая секция, заполненная насадкой, *4* — паропределительный лист, *5* — подвод питательной воды, *6* — отвод отсепарированной жидкости

ный сепаратор с промывкой пара показан на рис. 4.33. В таком сепараторе, отличающемся большой компактностью, достигаются высокая степень очистки пара и глубокая деаэрация питательной воды*.

ГЛАВА 5

РАЗДЕЛЕНИЕ ПАРОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ В ТЕПЛО- И МАССООБМЕННЫХ АППАРАТАХ

§ 5.1. Общая характеристика условий, в которых протекает процесс

Процессы разделения двухфазных систем составляют основу многих технологических производств химической, газовой, горнорудной, металлургической, нефтехимической, микробиологической

* Устройства, представленные на рис. 4 32 и 4 33, предложены *Л. С Стерманом* (см. авт свид. № 134700 и 147193. — Бюллетень изобретений, 1961, № 1, с. 15 и 1962, № 10, с. 25).

и других отраслей промышленности. Однако в настоящее время нет строгой теории движения двухфазных систем, учитывающей полидисперсность дискретной фазы, ее концентрацию, вращение частиц и взаимодействие их между собой и со стенками канала, турбулентные пульсации несущей среды, а также процессы дробления, слияния, конденсации и испарения, характерные для паро(газо)жидкостных систем. Протекание процессов гидродинамики во многих аппаратах (например, на тарелках абсорберов и ректификационных колонн, в барботажных реакторах, аппаратах с псевдоожиженным слоем и др.) усложняется еще тем, что здесь имеют место крупномасштабные флуктуации движения сред. Поэтому в этих условиях (так же как при решении ряда других задач по движению и теплопередаче в двухфазных потоках) основные решения получены полуэмпирическими методами теории подобия.

При сепарации фаз в тепло- и массообменных аппаратах в большинстве случаев не требуется столь глубокой очистки паровой фазы от жидкой, как в современных паровых котлах и парогенераторах АЭС. Однако и здесь экономичность и эффективность процесса определяются уносом дискретного компонента, определяемым обычно количеством вещества, уносимым 1 кг среды (пара, газа). Так, например, наличие конденсата в природном газе приводит к снижению производительности промысловых и магистральных газопроводов и увеличению энергозатрат на перекачку газа. Межтарельчатый унос жидкости в ректификационных и абсорбционных колоннах уменьшает движущую силу, ухудшает четкость разделения и лимитирует нагрузки по пару (газу). Помимо снижения производительности оборудования унос дискретного компонента вызывает прямые потери ценного продукта и нередко является причиной загрязнения биосферы.

В рассматриваемых аппаратах чаще всего процессы протекают при низких давлениях или даже под вакуумом.

В силу всех этих особенностей полученные в настоящее время количественные зависимости, характеризующие эффективность процесса сепарации в тепло- и массообменных аппаратах, обычно не могут быть использованы в других условиях, например при расчете пароотделения в паровых котлах и парогенераторах, так же как соотношения, установленные при условиях, характерных для паровых котлов, оказываются неприемлемыми здесь.

В тепло- и массообменных аппаратах используются те же методы сепарации, что и в паровых котлах и парогенераторах (см. гл. 4). Однако наряду с этим применяются и другие устройства. Более широкое распространение здесь получили центробежные сепараторы различных типов. Методы разделения парожидкостных систем с помощью таких устройств в тепло- и массообменных аппаратах и основные количественные зависимости, характеризующие интенсивность протекания процесса в этих условиях, рассматриваются в настоящей главе.

§ 5.2. Центробежная сепарация парожидкостных систем в циклонах

Центробежная сепарация паро(газо)жидкостных систем отличается высокой эффективностью и широко применяется в тепло- и массообменной аппаратуре.

Механизм разделения паро(газо)жидкостных систем в поле центробежных сил инерции представляет собой весьма сложный процесс, зависящий от ряда физических, конструктивных и эксплуатационных факторов.

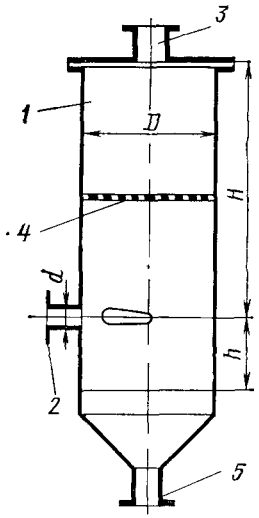


Рис. 5.1. Схема циклонного сепаратора

1 — циклои, *2* — штуцер для тангенциальиого ввода паро жндкостной смеси, *3* — штуцер для вывода вторичного пара, *4* — перфорированный лист; *5* — штуцер для вывода отсепарированной жидкостн

При тангенциальном вводе паро(газо)-жидкостной смеси в циклонный сепаратор (рис. 5.1) капли жидкости частично отбрасываются центробежной силой инерции к стенкам сепаратора, частично под воздействием радиального течения смеси, обусловленного вязкостью закрученного потока, перемещаются к его оси, попадают в осевую зону разрежения и выносятся из аппарата.

Теоретическими и экспериментальными исследованиями [95] установлено, что основным критерием, определяющим условия центробежной сепарации двухфазных систем, является критерий циклонного процесса

$$C_y = \frac{D^2 w_{окр}^2}{\nu^2} \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho''}$$

или его модификация

$$C_y' = \frac{w_{окр}^2}{R} \frac{l^3}{\nu^2} \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho''},$$

где $w_{окр}$ — окружная скорость пара в циклоне.

Критерий циклонного процесса характеризует взаимодействие равнодействующей центробежной и архимедовой сил и сил молекулярного трения и является аналогом числа Архимеда применительно к процессам, идущим в поле центробежных сил.

Исследования центробежной сепарации вторичных паров при упаривании растворов показали, что унос капель жидкости паром из циклонного сепаратора характеризуется тремя гидродинамическими режимами (рис. 5.2) [95]. Первый режим соответствует условиям ламинарного осаждения капель (применим закон Стокса), второй режим — переходный, третий режим соответствует условиям устойчивого турбулентного движения.

В первом гидродинамическом режиме высота сепаратора в исследованных пределах (300—900 мм) не оказывает влияния на ка-

чество пара, так как процесс осаждения в этих условиях осуществляется главным образом под воздействием центробежных сил инерции. В этом режиме при $C_y \leqslant 1{,}8 \cdot 10^{14}$ унос определяется по уравнению

$$S = 0{,}23 \cdot 10^{-8} C_y^{0{,}87} K_p^{-0{,}63}, \qquad (5.1)$$

где

$$K_p = p / \sqrt{\sigma g (\rho' - \rho'')}.$$

Критерий K_p характеризует отношение абсолютного давления в системе к скачку давления на границе раздела фаз.

Обобщенная зависимость для уноса при $C_y \leqslant 1{,}8 \cdot 10^{14}$ приведена на рис. 5 3 При $C_y > 1{,}8 \cdot 10^{14}$ сепарация в циклоне осуществляется в две ступени: в первой ступени — под действием центробежных сил инерции, во второй ступени — под влиянием турбулентных пульсаций в радиальном направлении.

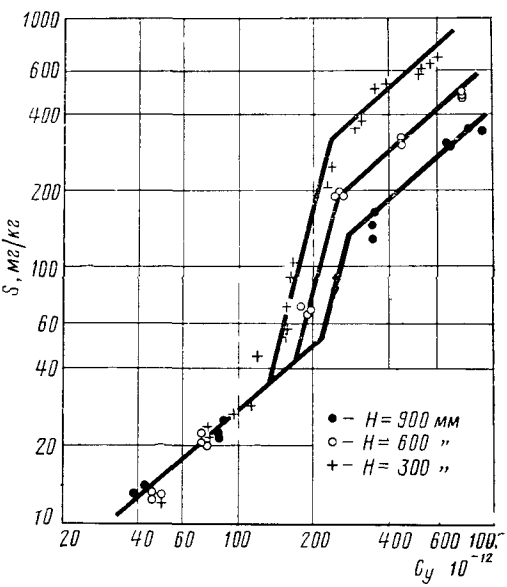


Рис. 5.2. Зависимость солевого уноса от критерия C_y (p=0,05 МПа, 41,3%-ный раствор $NaNO_3$)

В переходном режиме, ограниченном областью $1{,}8 \cdot 10^{14} < C_y < 2{,}75 \cdot 10^{14}$, унос зависит от критерия C_y. Количественная зависимость, определяющая интенсивность уноса в этой области, может быть выражена критериальным уравнением

$$S = B_s C_y^{3{,}71} K_p^{-0{,}75} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \Big/ H \right)^{1{,}32}, \qquad (5.2)$$

где B — коэффициент.

В области устойчивого турбулентного движения ($C_y > 2{,}75 \cdot 10^{14}$, третий режим) уравнение для определения уноса имеет вид

$$S = 0{,}525 \cdot 10^{-7} C_y^{0{,}87} K_p^{-0{,}27} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \Big/ H \right)^{0{,}91}. \qquad (5.3)$$

Обобщенная зависимость для уноса при $C_y \geqslant 2{,}75 \cdot 10^{14}$ приведена на рис. 5.4.

При работе в области вакуума, как это обычно имеет место при эксплуатации выпарных установок, плотностью вторичного пара ρ'' в разности $(\rho'-\rho'')$, входящей в критерий C_y, можно пренебречь, так как при этих условиях $\rho'' \ll \rho'$.

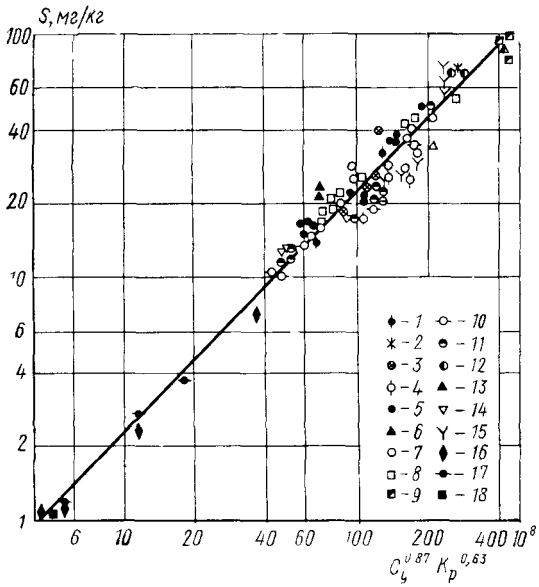


Рис. 5.3. Обобщенная зависимость солевого уноса в циклоне при $C_y \leqslant 1{,}8\ 10^{14}$:

1—4 — 22%-ный раствор $NaNO_3$, *5, 6, 14, 15* — 31,6%-ный раствор $NaNO_3$, *7—13* — 41,3%-ный раствор $NaNO_3$, *16—18* — растворы NaCl с концентрацией 2000, 1600, 1000 мг/кг соответственно *1, 5, 7, 10, 14* — $p \cong 0{,}1$ МПа, *3, 6, 8, 11* — $p \cong 0{,}075$ МПа, *2, 4, 12, 15* — $p \cong 0{,}05$ МПа, *9, 13* — $p \cong 1{,}7$ МПа, *16* — $p \cong 3{,}3$ МПа, *17* — $p \cong 0{,}25$ МПа, *18* — $p \cong 0{,}9$ МПа

Одним из основных параметров циклонного сепаратора является отношение m площадей поперечного сечения циклона A и штуцера a, тангенциально подводящего парожидкостную смесь. Так как $m=A/a$, то $a=A/m=\pi D^2/(4m)$.

Из уравнения расхода $G=a w_{шт}\rho''=[\pi D^2/(4m)]w_{шт}\rho''$ найдем $w_{шт}=4mG/(\pi D^2\rho'')$.

Приняв $w_{окр}=w_{шт}$ и подставив найденное значение окружной скорости вторичного пара в критерий циклонного процесса C_y, получим

$$C_y=[16m^2G^2/(\pi^2D^2\mu^2)]\,[(\rho'-\rho'')/\rho'']. \qquad (5.4)$$

Подставив значение C_y из уравнения (5.4) в уравнения (5.1) и (5.3) и произведя соответствующие преобразования, получим уравнение для определения диаметра циклона D в зависимости от производительности его G и допустимого значения солевого уноса. При

$C_y \leqslant 1{,}8 \cdot 10^{14}$ диаметр циклона определяется из равенства

$$D = 1{,}4 \cdot 10^{-5} \left[mG/(\mu g S^{0{,}58} K_p^{0{,}36}) \right] \sqrt{(\rho' - \rho'')/\rho''}. \qquad (5.5)$$

Высота циклона H здесь может приниматься из конструктивных соображений в пределах 300—1000 мм.

При $C_y > 2{,}75 \cdot 10^{14}$ диаметр циклона определяется из равенства

$$D = 0{,}91 \cdot 10^{-4} \frac{mG}{\mu g S^{0{,}58} K_p^{0{,}16}} \sqrt{\frac{\rho' - \rho''}{\rho''^4}} \left[\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} / H \right]^{0{,}52}. \qquad (5.6)$$

В расчетах обычно H принимают в пределах 1500—1800 мм.

Вопрос о допустимом значении уноса S должен решаться особо для каждого конкретного продукта с учетом его индивидуальных особенностей (стоимости, токсичности, способности к отложениям, коррозионной активности) и назначением пара.

При заданном диаметре производительность одного циклона по вторичному пару определяется по следующим уравнениям:

$$C_y \leqslant 1{,}8 \cdot 10^{14},$$

$$G = 0{,}71 \cdot 10^5 (D \mu g S^{0{,}58} K_p^{0{,}36}/m) \times \sqrt{\rho''/(\rho' - \rho'')}; \qquad (5.7)$$

$$C_y > 2{,}75 \cdot 10^{14},$$

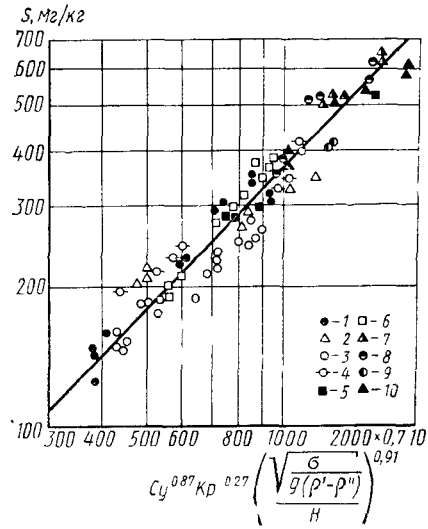


Рис. 5.4. Обобщенная зависимость солевого уноса при $C_y \geqslant 2{,}75 \cdot 10^{14}$:

растворы $NaNO_3$ весовой концентрации 22% (точки *3, 5, 6, 9* и *10*), 31,6% (точка *4*) и 41,3% (точки *1, 2, 7* и *8*); *1—4* — H=900 мм, *5—7* — H=600 мм *8—10* — H=300 мм, давления от 0,025 до 0,075 МПа

$$G = 1{,}1 \cdot 10^4 \frac{D \mu g S^{0{,}58} K_p^{0{,}16}}{m} \sqrt{\frac{\rho''}{\rho' - \rho''}} \left(H / \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \right)^{0{,}52}. \qquad (5.8)$$

Увеличение окружной скорости допустимо лишь до определенного значения, так как это приводит к увеличению степени дисперсности жидкой фазы и возрастанию уноса.

Для обеспечения более эффективного разделения паро(газо)-жидкостных систем целесообразно идти по пути уменьшения диаметра циклонов и использовать сепарирующие устройства типа батарейных циклонов или гидроциклонов с элементами диаметром 40—250 мм.

Необходимое число циклонных элементов определяется отношением $n = G_\Sigma / G_1$, где G_Σ — требуемая общая производительность аппарата.

Динамический уровень раствора во избежание затопления штуцера для ввода парожидкостной смеси должен находиться на 300—500 мм ниже его оси.

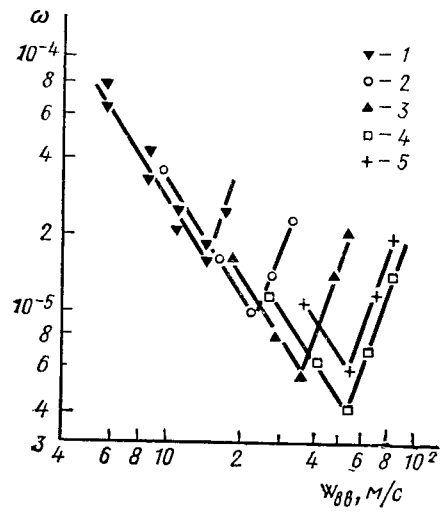


Рис. 5.5. Зависимость уноса ω от скорости ввода газа $w''_{вв}$ ($g_н$ = =0,05 кг/кг, $D_ц$=200 мм):

1 — m=3,14; *2* — m=6; *3* — m=10; *4* — m=15; *5* — m=20

Отношение m следует принимать в расчетах в пределах 4—10.

Для равномерного распределения осевых скоростей пара по сечению циклона перед пароотводящим штуцером на расстоянии от него, равном диаметру циклона, устанавливается перфорированный лист со свободным сечением, составляющим примерно 10% от сечения циклона. Перфорированный лист может быть заменен жалюзийным сепаратором.

Приведенные зависимости получены для условий, когда в поступающем в циклонный сепаратор парожидкостном потоке массовый расход жидкости значительно выше массового расхода пара, т. е. когда речь идет о выделении пара из парожидкостного потока, в котором он образовался. Для условий, когда в циклонный сепаратор поступает парожидкостный или газожидкостный поток, в котором жидкости относительно немного и она распределена в паровой (газовой) фазе в виде отдельных капель, унос определяется другими закономерностями. Одним из основных факторов, влияющих на эффективность отделения капельной жидкости в этих условиях, является скорость ввода паро(газо)жидкостной смеси в тангенциальный патрубок $w''_{вв}$. На рис. 5.5 представлены зависимости уноса ω от $w''_{вв}$ при различных отношениях площадей поперечного сечения циклона и входного патрубка m. Данные получены на циклоне диаметром 200 мм с прямоугольным входным патрубком, в который поступал поток воздуха, содержащий двухпроцентный водный раствор $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$ *. Содержание капельной влаги в воздухе составляло 0,05 кг/кг. Как видно

* Здесь ω представляет собой отношение содержания Na_2HPO_4 в 1 кг отводимого из циклона воздуха к концентрации этой соли в водном растворе и равна количеству влаги, содержащейся в единице воздуха (кг/кг). Унос, выраженный в таком виде, как и обычно, обозначается ω, а унос в абсолютном выражении (мг/кг, г/кг) — S.

из рисунка, при всех значениях m влияние $w''_{вв}$ на ω не однозначно. Сначала с увеличением $w''_{вв}$ наблюдается снижение влажности ω, затем, по достижении определенных значений $w''_{вв}$, дальнейшее увеличение скорости газа во входном патрубке приводит к увеличению уноса. Возрастание ω связано с тем, что при больших значениях $w''_{вв}$ происходит срыв пленки жидкости со стенок циклона и вторичный унос образующихся при этом капель.

Визуальные наблюдения показали также, что основная масса отсепарированной жидкости при всех рассмотренных режимах стекает в нижнюю часть циклона и выводится через сливной патрубок. Часть капель, захваченных восходящим закрученным потоком газа, оседает на стенках циклона выше верхней кромки входного патрубка и также стекает в виде пленки. Однако при увеличении скорости газа пленка сначала зависает, а затем поднимается вверх и выводится из циклона вместе с газом. Анализ данных ряда авторов и визуальные наблюдения показали, что вторичный унос зависит от толщины пленки жидкости и скорости газа, при которой начинается срыв жидкости со стенок. С увеличением начального содержания жидкости в потоке $g_н$ толщина пленки возрастает. Увеличивается также при этом влажность ω (рис. 5.6).

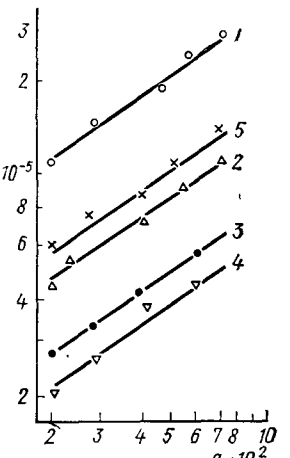


Рис. 5.6. Зависимость ω от начального содержания жидкостн в газе $g_н$:
1 — $m=3{,}14$, $w_{вв}''=11{,}1$ м/с;
2 — $m=6$, $w_{вв}''=21{,}1$ м/с;
3 — $m=10$, $w_{вв}''=35{,}4$ м/с;
4 — $m=15$, $w_{вв}''=53$ м/с;
5 — $m=20$, $w_{вв}''=71$ м/с

Сравнивая данные, полученные при различных значениях отношения площади циклона к площади входного патрубка m (рис. 5.5 и 5.6), можно также заметить, что существует m, при котором унос имеет наименьшие значения. В приведенных экспериментальных данных (рис. 5.5 и 5.6) это наблюдалось при $m=15$.

В работе [152] приводится критериальная обработка экспериментальных данных, полученных при сепарации жидкости из потоков воздуха, содержащих капли раствора $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$, в циклонах диаметром 150 и 200 мм (рис. 5.7). Для области, в которой с ростом $w''_{вв}$ влажность уменьшается, экспериментальные данные обобщены зависимостью

$$\omega = 1 \cdot 10^{-2} \left(\frac{w''_{вв} d^{3/2}_{к.ср}}{\nu''} \sqrt{\frac{\rho' - \rho''}{R_{ср} \rho''}} \right)^{-0,8} g_н^{0,7} m^{-0,53}, \qquad (5.9)$$

в которой $d_{к.\,ср}$ — диаметр капли средней массы на входе в циклон; $R_{ср}=R-b/2$, где R — диаметр циклона; b — ширина входного (прямоугольного) патрубка.

Зависимость (5.9) обобщает экспериментальные данные, полученные, когда $d_{к.ср}$ изменялся от 70 до 220 мкм, $g_н$ — от 0,02 до 0,07, m — от 3 до 15, а комплекс $\frac{w''_{вв} d^{3/2}_{к.ср}}{\nu''}\sqrt{\frac{\rho'-\rho''}{R_{ср}\rho''}}$ — от 20 до 190.

При образовании капель в аппарате барботажного типа диаметр капли средней массы $d_{к.ср}$ может быть определен из зависимости [154]

$$\frac{d_{к.ср}}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}} = 0{,}48\left(\frac{\rho'' w''^2_0}{\sqrt{\sigma g(\rho'-\rho'')}}\right)^{0,5}. \qquad (5.10)$$

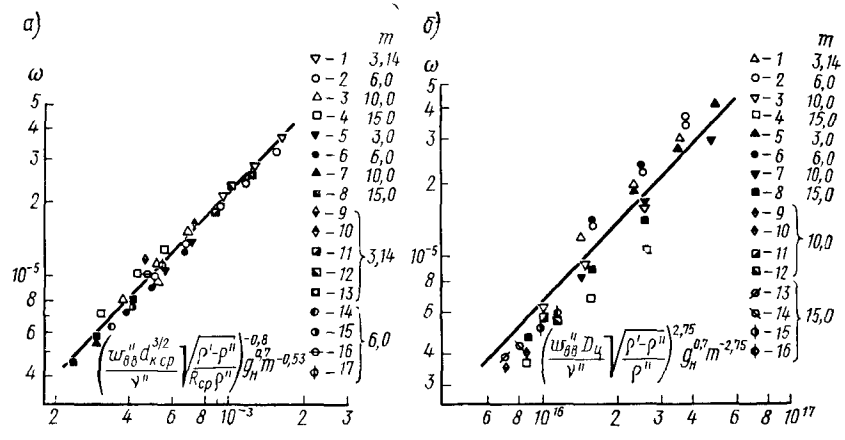


Рис. 5.7. Обобщенная обработка экспериментальных данных:

а — для области, в которой унос уменьшается с ростом $w_{вв}''$; *б* — для области, в которой ω увеличивается с ростом $w_{вв}''$; *1—4, 9—17* — циклон ⌀ 2000 мм; *5—8* — циклон ⌀ 150 мм. Содержание жидкости в потоке $g_н$: *а — 1—8* — 0,05; *9* — 0,02; *10, 14* — 0,03, *11, 16* — 0,05; *13, 17* — 0,06 кг/кг; *б — 1—8* — 0,05, *9, 13* — 0,03; *10, 14* — 0,04; *11, 15* — 0,05; *12, 16* — 0,06 кг/кг

Формула действительна при значениях критерия $C_у \leqslant C_{у.пр}$, где

$$C_{у.пр} = 2{,}04 \cdot 10^6 m^{0,78}. \qquad (5.11)$$

Для области, в которой с увеличением $w''_{вв}$ влажность растет, получена зависимость

$$\omega = 7{,}2 \cdot 10^{-22}\left(\frac{w''_{вв} D_ц}{\nu''}\sqrt{\frac{\rho'-\rho''}{\rho''}}\right)^{2,75} g_н^{0,7} m^{-2,75}, \qquad (5.12)$$

где $D_ц$ — диаметр циклона. Экспериментальные данные, использованные при построении обобщенной формулы, получены при тех же диапазонах изменения m и $g_н$, когда комплекс $\frac{w_{вв} D_ц}{\nu''}\sqrt{\frac{\rho'-\rho''}{\rho''}}$

находился в пределах от $4{,}6 \cdot 10^6$ до $16 \cdot 10^6$ *.

Диапазон значений $w''_{вв}$, в котором с увеличением скорости газа во входном патрубке влажность уменьшается, может быть расширен, если применить циклон, имеющий специальные щели для отвода жидкостной пленки. В циклоне такой конструкции (рис. 5.8)

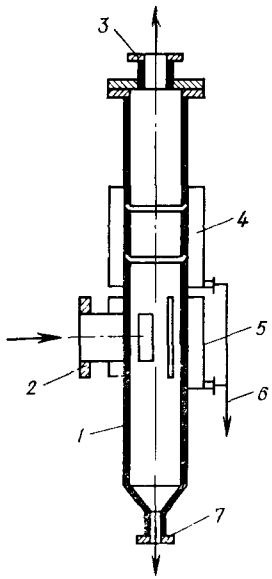


Рис. 5.8. Схема циклона с отводами жидкостной пленки:

1 — циклон; *2* — штуцер ввода газожидкостного потока; *3* — вывод газа; *4* — камера с кольцевыми щелями, *5* — камера с вертикальной щелью, *6* — слив жидкости из камер; *7* — вывод из циклона

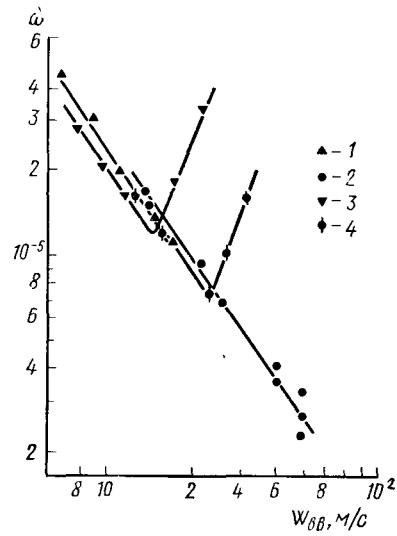


Рис. 5.9. Завнсимость ω от $w''_{вв}$ ($D_ц$=150 мм, $g_н$=0,05 кг/кг):

1 — m=3; *2* — m=6 — циклон с отводами жидкостной пленки; *3* — m=3, *4* — m=6 — циклон без отводов жидкой пленкн

бо́льшая часть осадившейся жидкости отводится через вертикальную щель в корпусе, расположенную вблизи зоны формирования пленки; пленка, образовавшаяся из осадившихся капель выше входного патрубка циклона, отводится через две кольцевые щели. Влажности, полученные при двух значениях m, в зависимости от скорости газа $w''_{вв}$ приведены на рис. 5.9. Из рисунка видно, что в циклоне такой конструкции скорости газа $w''_{вв}$ могут быть заметно повышены. Полученные при этом экспериментальные данные обобщаются зависимостью (5.9).

* Следует иметь в виду, что приведенные зависимости установлены по данным, полученным в опытах с одной воздухожидкостной средой, и, конечно, не могут применяться для расчета циклонных сепараторов, в которых протекают другие газо (паро) жидкостные потоки.

§ 5.3. Сепарация парожидкостных систем при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов

На рис. 5.10 приведены кривые солевого уноса S в зависимости от скорости ввода парожидкостной смеси в циклон для различных высот парового пространства при наличии и отсутствии жалюзийного сепаратора в паровом пространстве циклона. Кривые построены при давлении 0,1 МПа. Однако аналогичные зависимости имеют место и при других давлениях [37].

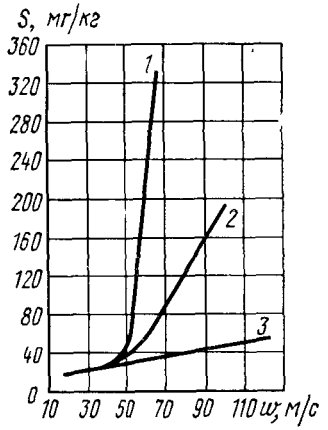


Рис. 5.10. Зависимость солевого уноса S от скорости ввода парожидкостной смеси в циклонный сепаратор:

1 — циклонный сепаратор с высотой парового пространства H=600 мм; *2* — то же, но H=900 мм; *3* — циклонный и жалюзийный сепараторы

Как видно из рисунка, при скорости ввода парожидкостной смеси в сепаратор до 35—40 м/с (что соответствует осевой скорости пара в циклоне 2,34—2,68 м/с) жалюзийный сепаратор почти не оказывает влияния на солевой унос. Это связано с тем, что процесс осаждения капель раствора осуществляется в этих режимах в основном под воздействием центробежных сил инерции, возникающих при тангенциальном вводе парожидкостной смеси. Критерий $C_y \leqslant 1{,}8 \cdot 10^{14}$, и солевой унос определяется уравнением (5.1).

При скорости ввода парожидкостной смеси более 40 м/с наличие жалюзийного сепаратора значительно повышает эффективность разделения. Так, например, при скорости ввода $w_{шт}$ = =60 м/с и высоте парового пространства 900 мм при работе только циклонного сепаратора S=62 мг/кг, а при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов — 30 мг/кг; при высоте парового пространства 600 мм — соответственно 225 и 30 мг/кг.

Как было показано выше, в циклонном сепараторе при $C_y > 1{,}8 \cdot 10^{14}$ солевой унос существенно зависит от высоты парового пространства. При совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов высота парового пространства в этих режимах (по крайней мере, в пределах 300—900 мм) не оказывает заметного влияния на солевой унос и зависимость солевого уноса от скорости ввода парожидкостной смеси во всем диапазоне нагрузок (охватывающем первый, второй и, вероятно, часть третьего режима работы циклона) остается линейной. То, что при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов высота парового пространства до определенного значения не оказывает влияния на солевой унос, хорошо видно также на рис. 5.11, где представлена зависимость солевого уноса от осевой скорости пара при различных значениях H. Однако здесь следует отметить, что при высоте парового простран-

ства 300 мм и осевой скорости пара более 3,3 м/с наблюдалось уже резкое увеличение солевого уноса.

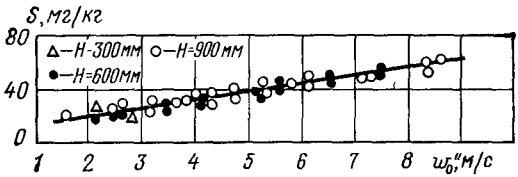


Рис. 5.11. Зависимость солевого уноса от приведенной (осевой) скорости пара при различных высотах парового пространства ($p=0{,}1$ МПа)

На рис. 5.12 представлена зависимость солевого уноса S от удельной нагрузки сепараторов при различных давлениях вторичного пара для высоты парового пространства 900 мм. Как видно, с уменьшением давления вторичного пара солевой унос возрастает,

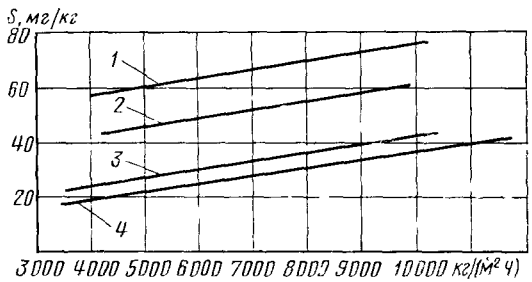


Рис. 5.12. Зависимость уноса от нагрузки сепараторов при высоте парового пространства 900 мм и различных давлениях вторичного пара:

1 — $p=0{,}025$ МПа; *2* — $p=0{,}05$ МПа, *3* — $p=0{,}075$ МПа, *4* — $p=0{,}1$ МПа

но при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов он намного меньше, чем при работе только циклонного сепаратора. Однако следует иметь в виду, что данная схема сепарирующего устройства эффективна при $C_y > 1{,}8 \cdot 10^{14}$. При меньших значениях этого критерия влияние жалюзийного сепаратора практически не проявляется.

§ 5.4. Эффективность циклонных элементов в тарельчатых аппаратах

На рис. 5.13 показана схема циклонного сепаратора, установленного в тарельчатом тепло- или массообменном аппарате [127]. Сепаратор состоит из внутреннего *1* и наружного (внешнего) *2* патрубков, завихрителя *3* и конуса *4*. Завихритель выполнен в виде радиально расположенных пластин, установленных под определенным углом к горизонту.

Пар (газ), содержащий капли жидкости, поступает в нижнюю часть внутреннего патрубка и, проходя через зазоры направляющих пластин завихрителя, приобретает вращательное движение. Под действием возникающей при этом центробежной силы инерции капли жидкости отбрасываются к внутренней стенке патрубка, осе-

дают на ней и движутся в прямотоке с паром (газом) вверх в виде закрученной пленки. При достижении верхнего края внутреннего патрубка жидкость отбрасывается на стенку внешнего патрубка и под действием силы тяжести стекает через гидравлический затвор на нижележащую тарелку. Отсепарированный пар (газ) выходит через расширительный конус в межтарельчатое пространство.

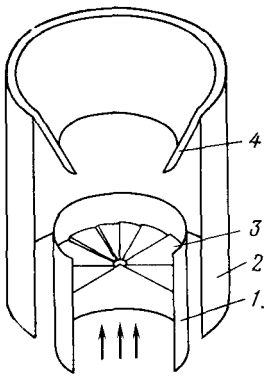


Рис. 5.13. Цнклонный сепаратор

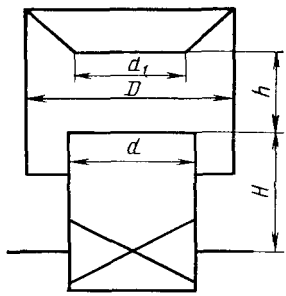


Рис. 5.14. Конструктивная схема циклонного сепаратора:

d_1=85 мм, D=130 мм, H=50 мм, h=60 мм, d=105 мм, α=30°

Основные конструктивные характеристики элементов циклонного сепаратора приведены на рис. 5.14. Установлено, что процесс сепарации протекает наиболее эффективно в сепараторе с диаметром патрубка 100 мм, когда угол атаки завихрителя составляет $\alpha=30°$ [56].

Гидравлическое сопротивление Δp сухого завихрителя можно определить по зависимости

$$\Delta p = 3{,}6\rho'' w_{\text{окр}}^2/2, \tag{5.13}$$

а сухого циклонного сепаратора — по зависимости

$$\Delta p = 18{,}3\rho'' w_{\text{окр}}^2/2. \tag{5.14}$$

На рис. 5.15 приведена зависимость уноса жидкости от критерия циклонного процесса

$$C_y = (w_{\text{окр}}^2/R)\left[\left(\sqrt{\sigma/g(\rho'-\rho'')}\right)^3/\nu^2\right][(\rho'-\rho'')/\rho''].$$

Из рисунка видно, что унос жидкости из циклонного сепаратора в зависимости от критерия циклонного процесса характеризуется двумя режимами. В первом режиме ($C_y \leqslant 2\cdot 10^7$ для системы вода — воздух и $C_y \leqslant 1\cdot 10^5$ для системы веретенное масло — воздух) унос

определяется по уравнению

$$S = 0{,}3 \cdot 10^{-21} C_y^4 (v'/v'')^{5{,}5}; \qquad (5.15)$$

во втором режиме ($C_y > 2 \cdot 10^7$ для системы вода — воздух и $C_y > 1 \cdot 10^5$ для системы веретенное масло — воздух) — по уравнению

$$S = 6 C_y^{0{,}1} (v'/v'')^{0{,}12}. \qquad (5.16)$$

В формулах (5.15) и (5.16) унос имеет размерность г/кг.

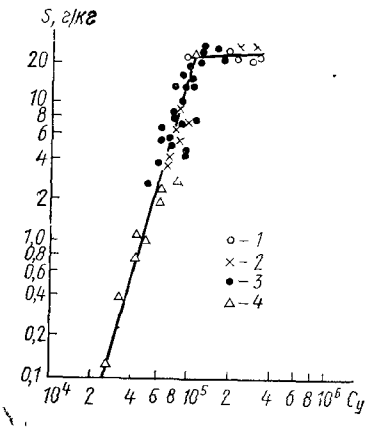


Рис. 5.15. Зависимость уноса жидкости от критерия циклонного процесса (система веретенное масло — воздух):

1 — $D_ж$=5 м³/(м²·ч), *2* — $D_ж$=10 м³/(м²·ч) (колонна прямоугольного сечения 270×150 мм); *3* — колонна диаметром 250 мм, *4* — колонна диаметром 410 мм

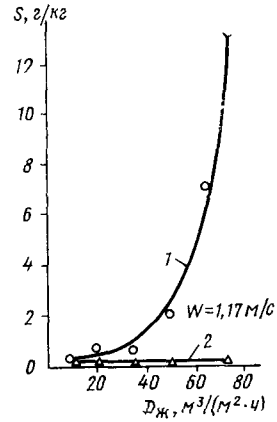


Рис. 5.16. Унос в завнсмости от нагрузки аппарата по жндкости $D_ж$ при постоянной скорости газа:

1 — без сепаратора; *2* — с сепаратором

Эффективность центробежной сепарации в тарельчатых аппаратах весьма велика. Так, при работе на колонне диаметром 800 мм, снабженной 13 сепарирующими элементами, унос жидкости при средней скорости газа по сечению колонны до 1,5 м/с практически не наблюдался и достигал 10% только при средней скорости газа 2,2 м/с. Такой унос считается обычно предельным для нормальной работы тарельчатых аппаратов. На насадочной колонне диаметром 600 мм, снабженной шестью сепарирующими элементами, унос при скорости газа 1,17 м/с и различных нагрузках по жидкости также практически отсутствовал (рис. 5.16).

Унос капель зависит от физико-химической природы жидкости и газа. Так, при скорости газа по сечению колонны 2 м/с эффективность улавливания капель на системе вода — воздух составляет 99,3%, а на системе веретенное масло — воздух — 88,2%.

§ 5.5. Сепарация паро(газо)жидкостных систем струями жидкости

Сепарация паро(газо)жидкостных систем струями жидкости является принципиально новым методом, широко реализованным в настоящее время в конструкциях тарелок с двумя зонами контакта фаз [56, 57, 96]. Пленки жидкости, перекрывающие сечение аппарата и взаимодействующие с паровым (газовым) потоком, оказывают воздействие, соизмеримое с сепарирующим эффектом лучших сепарирующих устройств.

При подаче парожидкостной смеси под пленку происходит захват поверхностью пленки капель жидкости и вынос их на стенки сепаратора. При этом имеет место диспергирование конца пленки проскакивающим потоком пара (газа). Визуально установлено, что проскок пара происходит по кольцу у стенок сепаратора. По мере увеличения скорости пара неразрушенная часть пленки сокращается, а диспергированная часть увеличивается.

Распад пленки жидкости и вторичный унос образовавшихся при этом капель является сложным процессом, зависящим от ряда физических, конструктивных и технологических факторов. В результате анализа взаимодействия сплошной пленки жидкости с потоком пара, содержащим капельную жидкость, установлено, что унос капельной влаги в общем виде может быть выражен зависимостью $\omega = f(We, Re, K_p)$ [96]. Здесь число Вебера $We = \rho'' l w^2/\sigma$ является мерой отношения инерционных сил потока к силам поверхностного натяжения, т. е. учитывает взаимодействие деформирующейся пленки с паровой (газовой) средой.

Пленки жидкости, перекрывающие сечение тарелки, создаются распределительными устройствами, по которым жидкость перетекает с верхней тарелки на нижнюю. Распределительное устройство (рис. 5.17) представляет собой цилиндрический насадок, в торце которого устанавливается распределительный конус. Плоскость основания конуса располагается в паровом пространстве на 150—250 мм над уровнем раствора.

Пропускная способность распределительного устройства определяется из выражения

$$D_ж = \mu a_щ \sqrt{2gH_0}, \qquad (5.17)$$

где μ — коэффициент расхода; $a_щ$ — площадь сечения щели, м^2; H_0 — высота столба жидкости в распределительном устройстве, м.

Для устройства, приведенного на рис. 5.17, при турбулентном режиме истечения коэффициент расхода μ может быть определен по следующим зависимостям:

для насадки с острой кромкой

$$\mu = 0{,}467 (d_н/\delta_щ)^{0{,}11}; \qquad (5.18)$$

для насадки со скругленной кромкой

$$\mu = 0{,}541 (d_н/\delta_щ)^{0{,}11}, \qquad (5.19)$$

где $\delta_щ$ — высота щели.

Формулы действительны, когда

$$\mathrm{Re} = \frac{\sqrt{2g\,H_0}\,d_э}{\nu} \geqslant (1{,}4 \div 1{,}6)\cdot 10^4.$$

Здесь $d_э$ — эквивалентный диаметр щели.

При меньших значениях числа Re коэффициент μ можно определить по формулам:

для насадки с острой кромкой

$$\mu = 10{,}5\,\mathrm{Re}^{-0{,}35}\left[\frac{2gH_0}{\sigma/(d_э\rho')}\right]^{0{,}1}; \quad (5.20)$$

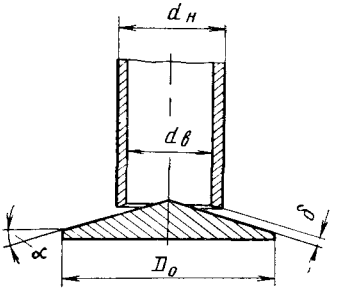


Рис. 5.17. Схема распределительного устройства

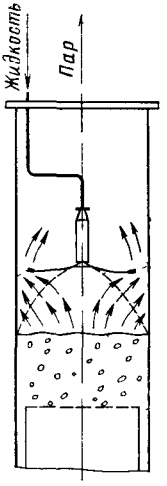


Рис. 5.18. Схема взаимодействия пленки жидкости с паровым потоком

для насадки со скругленной кромкой

$$\mu = 3{,}36\,\mathrm{Re}^{-0{,}22}\left[\frac{2gH_0}{\sigma/(d_э\rho')}\right]^{0{,}1}. \quad (5.21)$$

Формулы получены на насадках размером ∅ 45×2,5; ∅ 65×2,5; ∅ 106×3 мм в опытах с водой и водными растворами смеси оксиэтилированных алкифенов (ОП-7) и натриевой соли карбоксиметилцеллюлозы (КМЦ-500). Отношение $\delta_щ/d_н$ находилось в пределах от 0,025 до 0,25 [81]. Угол наклона поверхности распределительного конуса $\alpha = 15°$.

Схема взаимодействия пленки жидкости с паровым потоком показана на рис. 5.18. В отсутствие парового потока в сепарационном пространстве жидкость стекает с конуса (диска) в виде свободно движущейся в радиальном направлении пленки, имеющей форму параболоида и полностью перекрывающей сечение сепаратора. Увеличение напора жидкости H_0 от 0 до 100—130 мм вод. ст. приводит к резкому изменению координат пленки, в то время как дальнейшее увеличение напора до 700 мм вод. ст. сказывается незначительно.

При поступлении пара под пленку наблюдается некоторый подъ-

ем ее, увеличивающийся с повышением скорости парового потока. Замеры координат конца струи жидкости показали, что основной подъем происходит при изменении скорости пара w_0'' от 0 до 0,37 м/с. Дальнейшее увеличение скорости пара не приводит к значительным изменениям координат конца струи. Обработка данных

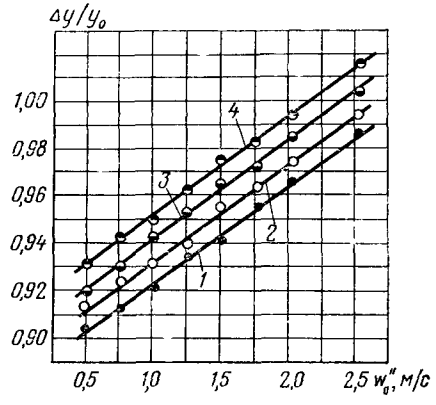


Рис. 5.19. Зависимость относительной высоты подъема конца струи $\Delta y/y_0$ от скорости пара w_0'' по сечению сепаратора при различных расходах жидкости ($\alpha=15°$, $\delta_щ=6$ мм, $p=0{,}1$ МПа, 5%-ный водный раствор $NaNO_3$):

1 — $D_ж=1{,}2$ м³/ч, *2* — $D_ж=1{,}4$ м³/ч, *3* — $D_ж=1{,}6$ м³/ч, *4* — $D_ж=1{,}8$ м³/ч

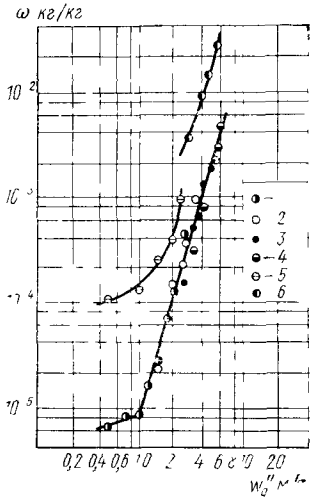


Рис. 5.20. Зависимость уноса жидкости из раствора $NaNO_3$ от приведенной скорости пара:

1, *5* — $p=0{,}1$ МПа, *2* — $p=0{,}075$ МПа *3* — $p=0{,}05$ МПа, *4*, *6* — $p=0{,}02$ МПа, *1—4* — сепарация струями жидкости ($\alpha=15°$ $\delta_щ=6$ мм, $D_ж=1{,}0$ м³/ч 5% ный раствор $NaNO_3$), *5*, *6* — сепарация в свободном паровом объеме

показала (рис. 5.19), что в пределах изменения скорости пара в свободном сечении сепаратора от 0,51 до 2,54 м/с ($p=0{,}1$ МПа) зависимость относительной высоты подъема струи $\Delta y/y_0$ от скорости w_0'' является линейной (при $D_ж=\text{const}$). Установлено, что при высотах кольцевой щели 2—6 мм пленка жидкости устойчива и имеет разрывы только у стенок сепаратора в местах прорыва пара. С дальнейшим увеличением высоты кольцевой щели до $\delta_щ=7\div8$ мм истечение жидкости из распределительного насадка становится неустойчивым, появляются разрывы по всей поверхности пленки и при взаимодействии ее с перекрестным потоком пара (в интервале скоростей пара по сечению сепаратора w_0'' от 0,35 до 2,51 м/с) наблюдается пульсационный режим истечения пленки.

Для устойчивого истечения пленки жидкости из распределительного устройства необходимо, чтобы площадь внутреннего сечения цилиндрического насадка $A_н \geqslant a_щ$. При расходе жидкости в насадке $D_н=0{,}8\div1{,}8$ м³/ч наилучшей сепарационной способностью обла-

дает пленка жидкости, образующаяся при высоте кольцевой щели $\delta_{щ}=6$ мм. При этом разделение парожидкостной системы в сепараторе является более полным при угле атаки струи $\alpha=15°$.

На рис. 5.20 приведены кривые, устанавливающие зависимость уноса жидкости от приведенной скорости в сепараторе, снабженном распределительными устройствами, создающими сепарирующие струи жидкости, и без них. Кривые построены при высоте парового пространства $H=1200$ мм, т. е. когда унос определяется количеством транспортируемых капель. Как видно из рисунка, сепарирующие струи заметно снижают влажность пара. При аппроксимации кривых (построенных при сепарации парожидкостной среды струями жидкости) степенно́й функцией $\omega=Cw''^{n}$ общая кривая может быть разбита на две области. В первой области ω незначительно зависит от w_0'', во второй зависимость более резкая и показатель n принимает значение, равное 4 [96].

При малых скоростях пара образование капель происходит в основном за счет поверхностной энергии, освобождающейся при разрыве вздутий пленки. По мере увеличения w_0'' все большее значение приобретает кинетическая энергия парового потока, что приводит к увеличению количества образующихся капель. Таким образом, при повышенных нагрузках унос состоит из более крупных капель, образующихся главным образом вследствие дробления пленки жидкости потоком пара.

Независимо от нагрузки по пару в работе струйного сепаратора можно наблюдать два режима: устойчивый и неустойчивый. Устойчивый режим истечения для приведенной конструкции распределительного устройства наблюдается при $D_{ж}\geqslant 0{,}8$ м^3/ч. В этих условиях пленка полностью перекрывает сечение аппарата и проскок пара происходит на периферии струи у стенок сепаратора. Амплитуда отклонения конца струи от среднего положения в этих режимах незначительна. Неустойчивый (пульсационный) режим истечения имеет место при $D_{ж}=0{,}4\div 0{,}8$ м^3/ч. В таких режимах вследствие нарушения сплошности пленки и скачкообразного изменения ее сопротивления наблюдается пульсация, прорыв пара происходит по всей поверхности струи и амплитуда отклонения конца струи от среднего положения заметно возрастает.

С увеличением $D_{ж}$ от 0,4 до 0,8 м^3/ч наблюдается уменьшение уноса. При $D_{ж}$ свыше $\sim 1{,}2$ м^3/ч унос возрастает с увеличением расхода жидкости (рис. 5.21).

На рис. 5.22 приведены значения ω в зависимости от скорости газа при трех значениях высоты парового пространства. Как видно из рисунка, при сепарации капель струями жидкости влияние высоты парового пространства качественно остается таким же, что и при сепарации влаги в свободном паровом объеме.

Все полученные экспериментальные данные обобщаются двумя зависимостями (рис. 5.23 и 5.24). Одна из них (рис. 5.23) обобщает результаты, полученные при режимах, в которых $\omega\backsim w_0''^{1,6}$, а другая (рис. 5.24) — данные, относящиеся к условиям, когда $\omega\backsim w_0''^{3,6}$. Первая зависимость построена по данным, полученным на экспери-

ментальной установке с колоннами диаметром d_c, равными 300 и 500 мм при уносе воды воздухом, и колонне диаметром 260 мм при уносе раствора $NaNO_3$ различных концентраций ($p=0{,}1$ МПа) [81]. Высота сепарирующего объема H_c при этом изменялась от 650 до 1400 мм, диаметры насадков имели значения 35, 40 и 80 мм, а ши-

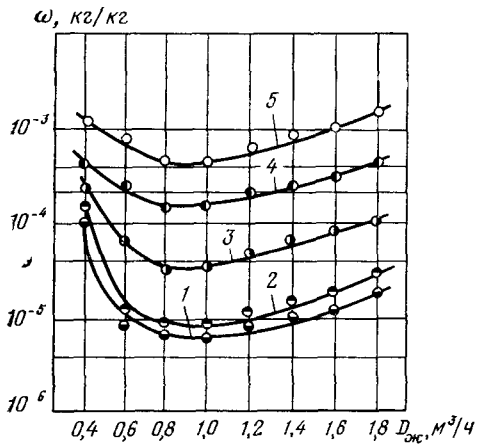


Рис. 5.21. Зависимость уноса ω от расхода жидкости при различных приведенных скоростях пара ($\alpha=15°$; $\delta_щ=6$ мм; $p=0{,}1$ МПа; 5%-ный раствор $NaNO_3$):

1 — $w_0''=0{,}51$ м/с, *2* — $w_0''=1{,}02$ м/с; *3* — $w_0''=1{,}53$ м/с; *4* — $w_0''=2{,}03$ м/с, *5* — $w_0''=2{,}54$ м/с

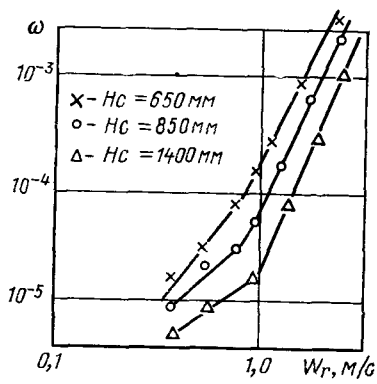


Рис. 5.22. Зависимость ω от скорости воздуха при трех значениях высот сепарирующего объема H_c ($\delta_щ=6$ мм, $D_ж=1{,}0$ м³/ч)

рина щели $\delta_щ$ составляла 4—6 мм; угол α изменялся от 0 до 15° (рис. 5.17). Эта зависимость имеет вид

$$\omega=0{,}3\cdot10^{-9}\,\mathrm{Re}^{1,6}\,\mathrm{We}^{0,5}(H_c/d_c)^{-1,16k}, \qquad (5.22)$$

$$\mathrm{Re}=w_0''d_c/\nu; \quad \mathrm{We}=2g\rho_{0,1}^2\cos^2\alpha\rho''\delta_щ/\sigma;$$

$k=d_c/d_c^0$ (здесь $d_c^0=0{,}3$ м); H_0 — высота столба жидкости в распределительном устройстве; μ — коэффициент расхода.

Зависимость (5.22) справедлива в следующих диапазонах переменных: $8{,}0\cdot10^3\leqslant\mathrm{Re}\leqslant2{,}7\cdot10^4$; $7{,}9\cdot10^{-3}\leqslant\mathrm{We}\leqslant10{,}0\cdot10^{-2}$ и $1{,}7\leqslant H_c/d_c\leqslant4{,}7$.

Вторая зависимость (для режимов, когда $\omega\backsim w_0''^{3,6}$) построена по экспериментальным данным, полученным при изучении уноса паром капель жидкости из растворов $NaNO_3$ различных концентраций в аппарате диаметром $d_c=260$ мм при давлениях 0,025, 0,050, 0,075 и 0,1 МПа, а также при изучении уноса воды воздухом в колонне диаметром 300 мм и на тарелках аппарата диаметром

400 мм. Эта зависимость обобщается формулой

$$\omega = 10^{-4}\,\mathrm{Re}^{3,6}\,\mathrm{We}^{0,2}\,\mathrm{K}_p^{-4}\,(H_c/d_c)^{-1,6k}, \qquad (5.23)$$

где $\mathrm{K}_p = p/\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}$.

Формула действительна в следующих пределах изменения переменных: $10{,}9\cdot 10^3 \leqslant \mathrm{Re} \geqslant 5{,}87\cdot 10^4$; $0{,}3\cdot 10^{-2} \leqslant \mathrm{We} \leqslant 11{,}0\cdot 10^{-2}$; $0{,}88 \leqslant H_c/d_c \leqslant 4{,}7$ и $9{,}5\cdot 10^2 \leqslant \mathrm{K}_p \leqslant 4{,}2/10^3$.

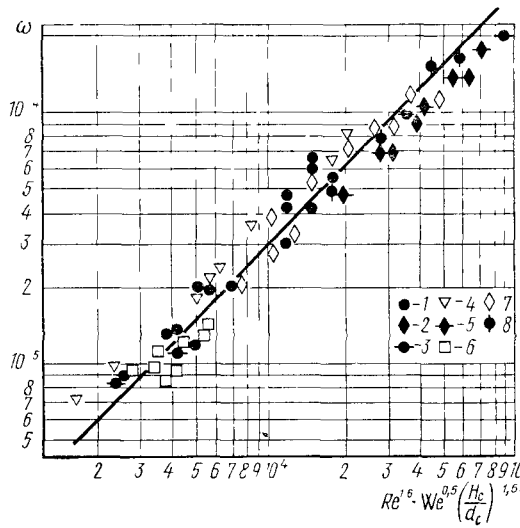


Рис. 5.23. Обобщенная обработка экспериментальных данных для режимов, в которых $\omega \backsim w_0''^{1,6}$:

1—3 — d_c=300 мм, H_c=850, 1400 и 850 мм, $D_ж$=1,0; 1,0 и 1,8 м³/ч, *4—6* — d_c=500 мм, H_c=850 мм, $D_ж$= =1,8, 2,6 и 3,4 м³/ч, *7, 8* — d_c=260 мм, H_c=1200 мм, $D_ж$=1,0 и 1,2 м³/ч; *1—6* — система воздух — вода, α= =0°; *7, 8* — система пар — 5%-ный раствор $NaNO_3$, α=15°

В числе Вебера We [см. формулы (5.22) и (5.23)] в качестве характерного линейного размера l принята толщина пленки жидкости на краю распределительного диска, равная толщине щели $\delta_щ$, а в качестве скорости — скорость жидкости в этом сечении, определяемая из зависимости

$$w_ж = \mu\sqrt{2gH_0}\cos\alpha.$$

При определении числа Рейнольдса Re в качестве характерного линейного размера l принят диаметр сепаратора d_c, а в качестве скорости — приведенная скорость пара (газа) w_0'' в сепарационном объеме.

Приведенные зависимости могут быть использованы при проектировании струйных сепараторов с размером ячеек от 260 до 500 мм. Схема разбивки сечения аппарата на ячейки, в каждой из

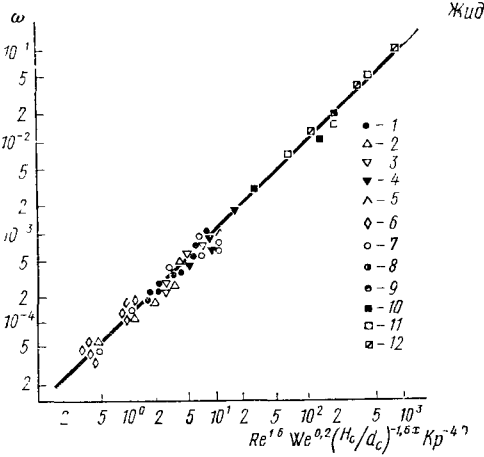


Рис. 5.24. Обобщенная обработка экспериментальных данных для режимов, в которых $\omega \backsim w_0''^{3,6}$:

1—4 — d_c=300 мм, H_c=850, 1480, 650 и 850 мм, $D_ж$=1,0, 1,0, 1,0 и 1,8 м³/ч, система вода — воздух, *5—9* — d_c=260 мм, H_c=850 (*5*) и 1200 (*6—9*), $D_ж$=2,6 м³/ч (*5*) и 1,2 м³/ч (*6—9*), p=0,1 МПа (*5, 6*), 0,75 МПа (*7*), 0,5 МПа, (*8*), 0,25 МПа (*9*), система пар — 5%-ный раствор $NaNO_3$; *10—12* — d_c=400 мм, H_c=600, 450 и 330 мм, $D_ж$= =1,5 м³/ч, система воздух — вода

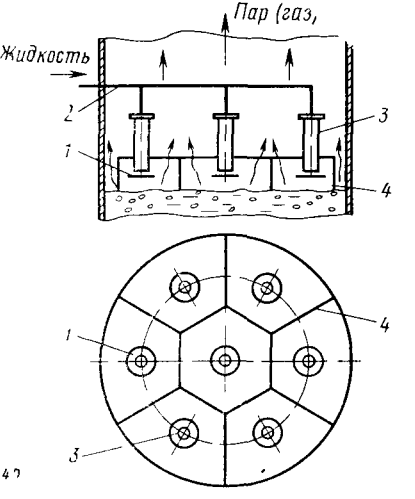


Рис. 5.25. Схема разбивки сечения аппарата на ячейки с распределительными устройствами струйных сепараторов:

1 — диск распределительного устройства, *2* — коллектор, *3* — насадок, *4* — перегородка

которых устанавливается распределительное устройство, показана на рис. 5.25. В каждом распределительном устройстве при $\delta_щ$= =4÷6 мм удельный расход жидкости рекомендуется принимать в пределах 7,7—13,0 м³/(м·ч).

Часть вторая
Теплообмен при парообразовании

ГЛАВА 6
ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ. ОБОБЩЕННЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

§ 6.1. Механизм процесса теплообмена при пузырьковом и пленочном кипении

Процесс теплообмена при кипении чрезвычайно широко распространен в технике. Кипение жидкостей имеет место в многочисленных выпарных аппаратах, работающих в химической, пищевой, нефтяной и других отраслях промышленности, при генерации пара в паровых котлах и испарителях на электростанциях, при испарительном охлаждении конструкций металлургических печей, в атомных реакторах и во многих других аппаратах современной техники.

По принципу кипения все промышленные испарители можно разделить на две основные группы. К первой, наиболее многочисленной группе относятся аппараты, в которых кипение происходит в условиях направленного движения жидкости (аппараты с естественной и принудительной циркуляцией). Ко второй группе следует отнести аппараты, кипение в которых осуществляется в условиях естественной конвекции на теплоотдающих поверхностях, погруженных в жидкость. Такой вид кипения называют *кипением в большом объеме*. В обоих случаях, т. е. независимо от условий протекания процесса, можно наблюдать два резко отличающихся один от другого по механизму переноса теплоты режима кипения: пузырьковый и пленочный.

При пузырьковом кипении паровая фаза образуется в виде отдельных паровых пузырьков, зарождающихся в определенных местах теплоотдающей поверхности (центрах парообразования). Центрами парообразования (зародышами паровой фазы) служат элементы шероховатости поверхности: микровпадины, микротрещины, заполненные паром данной жидкости или газом. Каждый центр генерирует паровую фазу с определенной частотой. Зародившийся у данного центра паровой пузырек в течение некоторого времени растет в объеме, а затем отрывается от поверхности и всплывает, увлекая за собой некоторое количество жидкости из

пристенной области в основное ядро. Во время своего роста пузырек, вытесняя жидкость, вызывает ее перемещение со скоростью, примерно равной скорости роста радиуса пузыря $dR/d\tau$. После отрыва пузырька освободившееся пространство заполняется жидкостью, подтекающей к стенке из основного объема. Когда эта жидкость прогревается до температуры, господствующей в пристенной области, у данного центра зарождается новый пузырек.

Таким образом, процесс генерации пара вызывает интенсивный массообмен в кипящей жидкости и дополнительную турбулизацию пристенной области. При этом устанавливается значительно более мощный по сравнению с конвективным теплообменом в однофазных средах механизм переноса. Особенность этого механизма заключается в том, что от элементов поверхности, находящихся непосредственно под паровыми пузырями, тепловой поток отводится в основном с паром паровых пузырей (в форме теплоты испарения), а также в виде избыточной энтальпии перегретой жидкости, выталкиваемой из пристенного слоя паровыми пузырями в период их роста и при отрыве от теплоотдающей поверхности.

От части поверхности, на которой нет активных зародышей паровой фазы, тепловой поток отводится жидкостью, сильно турбулизированной паровыми пузырями. При пузырьковом кипении паровой пузырь отделен от теплоотдающей поверхности тонкой пленкой жидкости (микропленкой) [97, 98]. Краевой угол $\Theta<90°$ (рис. 6.1, *а*). Площадь непосредственного контакта поверхности нагрева с паром парового пузыря в центре основания последнего пренебрежимо мала, поэтому поверхность практически полностью омывается жидкостью. Однако необходимо отметить, что схематично представленная на рис. 6.1, *а* форма парового пузыря, обеспечивающая высокую интенсивность теплообмена, реализуется только при кипении жидкости, смачивающей теплоотдающую поверхность. Очевидно, что чем больше действующих на единице площади поверхности центров парообразования z, тем бо́льшая часть теплового потока отводится от стенки за счет испарения жидкости в паровые пузыри и тем выше интенсивность теплообмена. С ростом величины z усиливается турбулизация пристенной области паровыми пузырями, что также приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи.

На рис. 6.1, *б* схематично показана форма паровых пузырей, образующихся при кипении жидкости, не смачивающей теплоотдающую поверхность. При такой форме пузырей (краевой угол $\Theta>90°$) тепловой поток от поверхности передается в основном к пару и вследствие малой его теплопроводности интенсивность теплообмена оказывается примерно на порядок ниже, чем при кипении смачивающей жидкости. Термин «пузырьковое кипение» обычно применяется к жидкостям, смачивающим теплоотдающую поверхность, и изложенные ниже основы теории теплообмена при пузырьковом кипении относятся к этим жидкостям.

Опыт показывает, что число действующих центров парообразования, а следовательно, и значение коэффициента теплоотдачи уве-

личиваются с ростом плотности теплового потока, передаваемого кипящей жидкости*. Однако непрерывный рост числа центров парообразования приводит в конце концов к потере гидродинамической устойчивости двухфазного пристенного слоя. При некотором критическом значении плотности теплового потока толщина

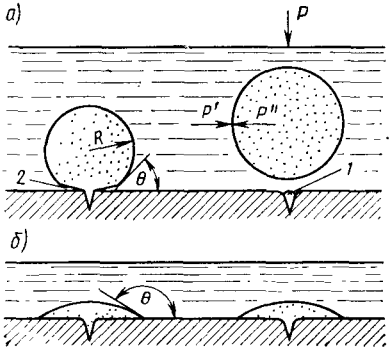


Рис. 6.1. Форма образующихся паровых пузырей при кипении жидкости, смачивающей (*а*) и не смачивающей (*б*) теплоотдающую поверхность:

1 — зародыш паровой фазы (центр парообразования); *2* — *микропленка* жидкости, отделяющая основание парового пузыря от теплоотдающей поверхности

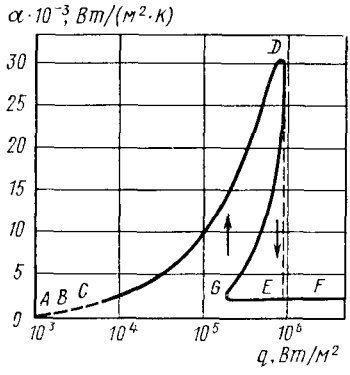


Рис. 6.2. Зависимость α от q при кипении воды на погруженной теплоотдающей поверхности ($p=0{,}1$ МПа)

жидких пленок между пузырями становится настолько мала (паровые пузыри практически касаются друг друга), что затрудняется доступ жидкости из основного объема к теплоотдающей поверхности. При этом образующийся пар вытесняет жидкость из пристенного слоя, у поверхности образуется сплошная паровая пленка и устанавливается так называемое *пленочное кипение*. Вследствие малой теплопроводности пара термическое сопротивление паровой пленки очень велико, поэтому переход от пузырькового кипения к пленочному сопровождается резким снижением коэффициента теплоотдачи и соответственно скачкообразным повышением температуры теплоотдающей поверхности. Явление ухудшения теплоотдачи при переходе от пузырькового кипения к пленочному получило название *кризиса теплообмена*. Физическая природа этого кризиса имеет ярко выраженный гидродинамический характер, так как его возникновение обусловлено изменением гидродинамической обстановки в двухфазном пристенном слое [86]. Плотность теплового потока, при которой режим пузырькового кипения пере-

* Здесь и в дальнейшем имеется в виду поверхностная плотность теплового потока — Вт/м² (кВт/м²).

ходит в пленочный, называется *плотностью первого критического теплового потока* $q_{кр1}$. Если в момент кризиса не снизить плотность теплового потока, то это может привести к разрушению теплоотдающей поверхности вследствие чрезмерного повышения ее температуры. Поэтому при проектировании парогенерирующих устройств нужно стремиться к тому, чтобы парогенерирующие поверхности работали в режиме пузырькового кипения. Выход на пленочный режим кипения может привести к аварийной остановке аппарата

На рис. 6.2 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q при кипении воды в большом объеме под атмосферным давлением. Участок AB этой кривой соответствует конвективному теплообмену в однофазной среде в условиях естественной конвекции. Участок CD характеризует область развитого пузырькового кипения, при котором на теплоотдающей поверхности наблюдается уже весьма большое число действующих центров парообразования. Между областями естественной конвекции в однофазной среде и развитого пузырькового кипения имеется переходная зона, в которой паровую фазу генерируют отдельные центры. С увеличением плотности теплового потока число действующих центров парообразования быстро растет и это способствует интенсификации процесса теплообмена. Многочисленные опытные данные показывают, что в области развитого пузырькового кипения коэффициент теплоотдачи α пропорционален плотности теплового потока q в степени, примерно равной 0,7 *, т. е.

$$\alpha = Kq^{0,7}, \qquad (6.1)$$

где K — коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств жидкости, свойств теплоотдающей поверхности и ряда других факторов.

В точке D (рис. 6.2) возникает кризис теплообмена. При этом резкое ухудшение теплоотдачи обычно устанавливается не сразу на всей площади теплоотдающей поверхности, а на каком-либо небольшом ее элементе, где создается наиболее благоприятная обстановка для образования паровой пленки. Когда тепловой поток задается независимо от условий теплообмена, например при электрическом или радиационном обогреве поверхности, возникшая в каком-либо месте паровая пленка очень быстро (при низких давлениях почти мгновенно) распространяется по всей поверхности, вызывая покраснение или даже пережог последней В этом случае явление кризиса теплообмена развивается по пунктирной линии DE. При обогреве поверхности насыщенным паром независимым образом задается температурный напор, т. е. разность температур насыщения греющего пара и кипящей жидкости: $\Delta t =$

* Приведенное значение показателя степени при q в уравнении (6 1) ($n = 0,7$) является наиболее вероятным его значением В опытах разных авторов значение n колеблется в пределах от 0,6 до 0,8 Отметим также, что это значение n устанавливается при кипении чистых (одиокомпоиентных) жидкостей Как будет показано в гл 13, при кипении растворов и смесей жидкостей n является функцией концентрации

$=t_н^п - t_н^ж$. В этих условиях температура стенки трубы выпарного аппарата при возникновении кризиса теплообмена не может достигать очень высоких значений, так как она всегда меньше температуры греющего пара. Вследствие малых градиентов температуры скорость распространения паровой пленки по поверхности трубы оказывается незначительной. Соответственно по мере развития кризиса происходит постепенное снижение осредненного по поверхности значения коэффициента теплоотдачи. В условиях $\Delta t = \text{const}$ снижение α сопровождается уменьшением плотности теплового потока $q = \alpha(t_{ст} - t_н)$, так как температура стенки в этих условиях не может неограниченно увеличиваться. Таким образом, при паровом обогреве переход от пузырькового кипения к чисто пленочному происходит по линии DG. В точке G устанавливается минимальное значение q, отвечающее устойчивому пленочному кипению q_G. Участок GF характеризует область пленочного кипения.

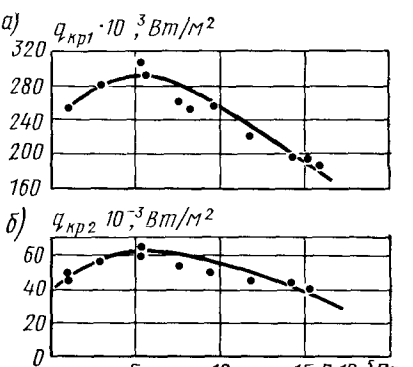


Рис. 6.3. Влияние давления на $q_{кр1}$ (*а*) и $q_{кр2}$ (*б*) при кипении изооктана в большом объеме (опытные данные *В. М. Боришанского* и *С. С. Кутателадзе* [86])

Пленка пара, возникающая в момент кризиса, непрерывно пульсирует. Она периодически выбрасывает паровую фазу в массу жидкости и частично разрушается при прорыве жидкости к стенке. Однако в последнем случае не происходит интенсивного охлаждения теплоотдающей поверхности, так как пленка тут же восстанавливается. Высокая устойчивость пленки объясняется неспособностью жидкости смачивать теплоотдающую поверхность из-за того, что температура последней $t_{ст}$ существенно выше температуры сфероидального состояния жидкости $t_{сф}$. Чтобы вновь перейти от пленочного кипения к пузырьковому, необходимо снизить температуру греющей стенки. В условиях естественной конвекции это можно сделать, уменьшив плотность теплового потока. После того как жидкость начнет смачивать теплоотдающую поверхность (при $t_{ст} < t_{сф}$), устанавливается пузырьковое кипение. Плотность теплового потока, при котором пленочное кипение переходит в пузырьковое, называется *плотностью второго критического теплового потока* $q_{кр2}$. Очевидно, что $q_{кр2} < q_G$.

При кипении на погруженных теплоотдающих поверхностях значение $q_{кр2}$ примерно в пять раз меньше $q_{кр1}$. По опытным данным ряда авторов, для различных жидкостей отношение $q_{кр2}/q_{кр1}$ колеблется в пределах 0,17—0,22, причем для данной жидкости в широком диапазоне изменения давления это отношение остается неизменным (рис. 6.3) [86]. Интересно отметить, что в условиях вы-

нужденного движения до тех пор, пока температура теплоотдающей поверхности в момент кризиса теплообмена (при $q_{кр1}$) остается меньше температуры сфероидального состояния жидкости, отношение $q_{кр2}/q_{кр1}$ имеет примерно то же значение, что и при кипении в большом объеме [167, 168].

§ 6.2. Условия зарождения парового пузыря на теплоотдающей поверхности. Температурное поле кипящей жидкости

В процессе испарения жидкости с плоской поверхности раздела фаз между давлением p и температурой насыщения $t_н$ наблюдается строгое соответствие. При температуре насыщения, отвечающей данному давлению, числовая плотность молекул в паровом пространстве достигает предельного значения и устанавливается межфазное динамическое равновесие, при котором число молекул, переходящих из жидкой фазы в паровую и обратно, оказывается одинаковым.

В процессе кипения жидкость испаряется в паровой пузырек, т. е. с криволинейной поверхности раздела фаз. При одинаковой температуре жидкости числовая плотность молекул, а следовательно, и давление пара над вогнутой поверхностью всегда оказыва-

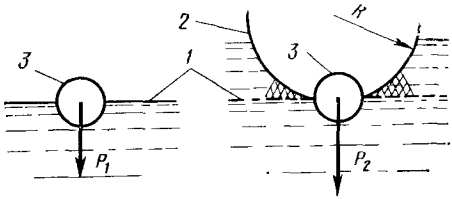


Рис. 6.4. К анализу процесса испарения с плоской и криволинейной поверхностей раздела фаз:

1, 2 — соответственно плоская и криволинейная поверхности раздела фаз; *3* — молекула

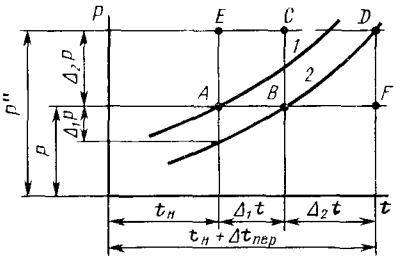


Рис. 6.5. Кривые упругости при испарении с плоской (*1*) и криволинейной (*2*) поверхностей раздела фаз

ются меньше, чем при испарении с плоской поверхности. Это объясняется действием молекулярных сил. Действительно, любая молекула, находящаяся в поверхностном слое, испытывает влияние сил сцепления со стороны окружающих ее молекул жидкости и пара, но вследствие меньшей плотности последнего равнодействующая этих сил p всегда направлена в сторону жидкой фазы Эта сила больше в случае вогнутой поверхности, так как при этом проявляется влияние дополнительного числа молекул, расположенных в объеме, образованном плоской и криволинейной поверхностями раздела фаз. На рис. 6.4 выделенная двумя этими поверхностями область заштрихована. Следовательно, в процессе испарения

с вогнутой поверхности молекулы жидкости при пересечении границы раздела фаз должны совершать большую работу против молекулярных сил (работу выхода), чем при испарении с плоской поверхности. Поэтому при одинаковой температуре жидкости, т. е. при одинаковом среднем уровне кинетической энергии молекул, в первом случае в паровое пространство переходит меньшее число молекул.

На рис. 6.5 в координатах $p - t$ схематически изображены небольшие участки кривых упругости пара над плоской поверхностью раздела фаз ($R \to \infty$, кривая *1*) и над вогнутой радиусом R (кривая *2*). При $R \to \infty$ равновесной температуре насыщения $t_н$ отвечает давление p. При той же температуре жидкости давление пара над вогнутой поверхностью меньше давления p на $\Delta_1 p$. Чтобы повысить числовую плотность молекул в паровом пространстве и тем самым увеличить давление пара над вогнутой поверхностью до давления p, нужно сообщить молекулам жидкости некоторое дополнительное количество энергии, увеличив ее температуру. Необходимый перегрев жидкости $\Delta_1 t$ относительно равновесной температуры насыщения на рис. 6.5 определяется отрезком AB.

Поверхность пузыря является замкнутой поверхностью, поэтому вследствие действия молекулярных сил, нормальных к поверхности пузыря, давление пара в пузыре p'' всегда больше давления p на $\Delta_2 p$. Чтобы жидкость могла испаряться в пространство с бо́льшим давлением, она должна быть дополнительно перегрета. Если перепад давления $\Delta_2 p$ отложить на рис. 6.5 по вертикали из точки B, то дополнительный перегрев жидкости $\Delta_2 t$ определится отрезком CD. Таким образом, суммарный перегрев жидкости

$$\Delta t_{пер} = t_ж - t_н = \Delta_1 t + \Delta_2 t.$$

Термодинамический анализ не дает возможности непосредственно определить температуру пара в пузыре. Эту температуру обычно принимают равной температуре насыщения, соответствующей давлению, под которым находится жидкость. Следовательно, на pt-диаграмме состояние пара в пузыре определяется точкой E, а состояние жидкости — точкой F.

Значение перепада давления $\Delta_2 p$ определяется из условия равновесия парового пузыря с окружающей его жидкостью на основании принципа минимальности характеристических функций. В соответствии с этим принципом при переходе системы от неравновесного состояния к равновесному характеристическая функция, отвечающая условиям перехода к состоянию равновесия, стремится к минимально возможному для данного равновесного состояния значения. В состоянии равновесия дифференциал соответствующей характеристической функции равен нулю. Кипение жидкости происходит при постоянных давлении и температуре. Этим условиям сопряжения системы с окружающей средой отвечает характеристическая функция, называемая *свободной энтальпией или изобарно-изотермическим потенциалом* $\Phi = F + pV$. Здесь F — свободная энергия; p и V — давление и объем системы.

Для того чтобы определить, как связаны между собой давление насыщения при испарении с плоской поверхности раздела фаз p, давление пара в паровом пузыре p'' и давление в жидкости непосредственно у поверхности пузыря p', рассмотрим систему, состоящую из парового пузыря радиусом R и окружающей его жидкости, испаряющейся в паровой пузырь (см. рис. 6.1, *а*). В процессе

испарения dm' кг жидкости превращается в $dm''=-dm'$ кг пара, а площадь поверхности пузыря Ω увеличивается на $d\Omega$*.

Если радиус пузыря достаточно мал, то свободиая энтальпия такой системы должна быть определена как сумма свободных энтальпий жидкости Φ', пара в пузыре Φ'' и поверхностного слоя Φ'''. Это же относится к свободиой энергии системы и к ее объему: $F=F'+F''+F'''$, $V=V'+V''+V'''$. Таким образом,

$$\Phi = F + pV = (F' + F'' + F''') + p(V' + V'' + V''') =$$

$$= (F' + pV') + (F'' + pV'') + (F''' + pV''')^{**}. \qquad (6.2)$$

Пренебрегая в уравнении (6.2) величиной V''' *** и рассматривая свободную энергию поверхностного слоя как функцию температуры и поверхности, определим изменение свободной энтальпии поверхностиого слоя в виде

$$d\Phi''' = dV'''(t, \Omega) = \left(\frac{\partial F'''}{\partial t}\right)_{\Omega} dt + \left(\frac{\partial F'''}{\partial \Omega}\right)_{t} d\Omega.$$

Так как в рассматриваемом процессе температура не меняется, то

$$dF''' = \left(\frac{\partial F'''}{\partial \Omega}\right)_{t} d\Omega = \sigma\, d\Omega.$$

Производная $(\partial F'''/\partial\Omega)_t$ представляет собой энергию поверхностного слоя, отнесенную к единице площади поверхности, и играет роль потенциала для поверхностных явлений, в качестве которого прииимается коэффициент поверхностного натяжеиия σ. Таким образом, σ представляет собой удельную поверхностную энергию в изохорно-изотермических условиях, так как только в этих условиях свободная энергия приобретает свойства характеристической функции. Это означает, что σ имеет едииицу Дж/м^2, между тем как в большинстве справочников единица σ дается в виде Н/м. Следовательно, в последнем случае коэффициент поверхностиого натяжения трактуется как сила, отиесенная к единице длины. С математической точки зрения, замена понятия энергии единицы поверхности понятием силы, отнесенной к единице длины, допустима, так как Дж/м^2 = Н·м/м^2 = Н/м. Следует, однако, помнить, что, по существу, σ нельзя рассматривать как некоторую отнесенную к единице длины упругую силу, действующую по касательной к поверхности пузыря и стремящуюся уменьшить его поверхность. Подтверждением этому служат опытные данные, говорящие о том, что σ зависит от температуры и не зависит от поверхности, в то время как любая упругая сила зависит от деформации. В действительности поверхностный слой находится в поле нормальных сил, равнодействующая которых всегда иаправлена по нормали к поверхности. Именно действием этих нормальных сил определяются все свойства поверхностного слоя (способность к уменьшению своей поверхности, его энергия).

Запишем теперь на основании уравнения (6.2) выраженне для дифференциала свободной энтальпии $d\Phi$ рассматриваемой нами системы, но не в полных, а в удельных значениях (отнесенных к единице массы) входящих в иего величин. В условиях равновесия $d\Phi=0$.

$$d\Phi = (f' + pv')\,dm' + (f'' + pv'')\,dm'' + \sigma\, d\Omega = 0.$$

Здесь f' и f'' — удельные значения свободной энергии, а v' и v'' — удельные объемы жидкости и пара соответственно.

---

* При выводе соотношений между p и p'' использованы материалы лекций, читаемых в Московском институте химического машиностроения д-ром физ.-мат. наук, проф. А. А. Гухманом.

** По абсолютному значению энергия поверхностного слоя мала по сравнению с энергией жидкой и паровой фаз, но в данном случае нас интересуют не абсолютные значения величии, а их изменения, которые соизмеримы между собой.

*** Поверхностный слой имеет толщину порядка 2—3 диаметров молекул, поэтому применительно к нему бессмысленно говорить об объемных эффектах.

Если полученное уравнение поделить на dm'', то левая его часть будет представлять собой дифференциал удельной (отнесенной к единице массы) свободной энтальпии рассматриваемой системы ($d\Phi/dm''=d\varphi$). Учитывая, что $dm'=-dm''$, уравнение примет вид

$$d\varphi=(f''+pv'')+\sigma(d\Omega/dm'')-(f'+pv')=0. \qquad (6.3)$$

Так как массу пара dm'' можно выразить через отношение его полного объема dV'' к удельному объему v'', т. е. $dm''=dV''/v''$, то

$$d\Omega/dm''=(d\Omega/dV'')v''=[(d\Omega/dR)/(dV''/dR)]v''.$$

Для сферической формы пузыря $d\Omega/dm''=(2/R)v''$. Подставив это значение производной $d\Omega/dm''$ в уравнение (6.3), получим

$$d\varphi=f''+pv''+(2\sigma/R)v''-(f'+pv')=0 \qquad (6.3')$$

или

$$f''+(p+2\sigma/R)v''=f'+pv'. \qquad (6.3'')$$

Уравнения (6.3′) и (6.3″) выражают условия равновесия сосуществующих фаз в виде равенства удельных свободных энтальпий пара в паровом пузыре

$$\varphi''=f''+p''v''$$

и окружающей его жидкости

$$\varphi'=f'=p'v'.$$

В последних двух уравнениях p'' — давление пара в паровом пузыре; p' — давление в окружающей пузырь жидкости (см. рис. 6.1, *а*). Сопоставляя эти значения φ'' и φ' с их значениями, определенными по уравнению (6.3″), получим

$$p''=p+2\sigma/R, \quad \text{а} \quad p'=p^*.$$

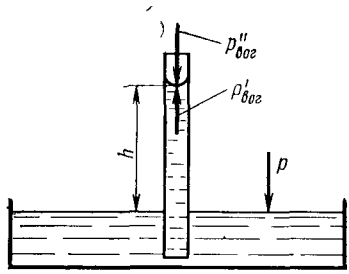


Рис. 6.6. К определению $\Delta_1 p$

Следовательно, давление пара в пузыре больше давления пара при испарении с плоской поверхности раздела фаз при одинаковой температуре на $\Delta_2 p=p''-p=2\sigma/R$ (поправка Лапласа). Так как $p'=p$, то и разность давлений $p''-p'=2\sigma/R$.

Значение перепада давления $\Delta_1 p$ можно определить из условия равновесия жидкости в капиллярной трубке радиусом R, стенки которой смачиваются данной жидкостью (рис. 6.6). В этом случае в трубке образуется вогнутый мениск и давление в жидкости у поверхности раздела фаз $p'_{вог}$ оказывается меньше, чем над плоской поверхностью p. Разность давлений уравновешивается столбиком жидкости

$$p-p'_{вог}=hg\rho'. \qquad (6.4)$$

Аналогичное уравнение можно записать для паровой фазы:

$$p-p''_{вог}=hg\rho''. \qquad (6.5)$$

Вычитая уравнение (6.5) из уравнения (6.4), получим

$$p''_{вог}-p'_{вог}=(\rho'-\rho'')hg$$

или

$$2\sigma/R=(\rho'-\rho'')hg, \qquad (6.6)$$

так как скачок давления $p''_{вог}-p'_{вог}$ на границе криволинейной поверхности раздела фаз представляет собой поправку Лапласа, которая для сферической

* Гидростатическим давлением столба жидкости пренебрегаем.

поверхности равна $2\sigma/R$. Определив значение hg из уравнения (6.6) и подставив его в уравнение (6.5), получим искомую величину

$$\Delta_1 p = p - p''_{\text{вог}} = (2\sigma/R)[\rho''/(\rho' - \rho'')] \text{ (поправка } \textit{Томсона}).$$

Таким образом, суммарный перепад давления, обусловленный эффектами *Лапласа* и *Томсона*,

$$\Delta p = \Delta_1 p + \Delta_2 p = (2\sigma/R)[\rho'/(\rho' - \rho'')]. \qquad (6.7)$$

Заменив в уравнении Клапейрона — Клаузиуса производную dp/dT отношением конечных разностей $\Delta p/\Delta t$ и подставив в полученное приближенное равенство $\Delta p/\Delta t \approx r\rho'\rho''/[T_{\text{н}}(\rho' - \rho'')]$ значение Δp из соотношения (6.7), можно приближенно определить перегрев жидкости, необходимый для ее испарения в паровой пузырь радиусом R:

$$\Delta t_{\text{пер}} \approx (2\sigma/R)[T_{\text{н}}/(r\rho'')]. \qquad (6.8)$$

Из формулы (6.8) следует, что при $R \to 0$ перегрев жидкости $\Delta t_{\text{пер}} \to \infty$. Это означает, что в реальных условиях, т. е. при конечных значениях перегрева, процесс генерации пара может происходить только в том случае, если в жидкости уже имеются зародыши паровой фазы конечного радиуса кривизны (центры парообразования). Как мы уже знаем, этими центрами являются микровпадины на теплоотдающей поверхности, заполненные газом или паром данной жидкости. Зарождению паровой фазы способствуют также адсорбированные поверхностью газы, а также мелкие, находящиеся на ней твердые частицы.

Из уравнения (6.8) можно приближенно определить минимальный радиус кривизны зародыша $R_{\text{мин}}$, в который может испаряться жидкость при заданном ее перегреве. С увеличением перегрева жидкости в процесс генерации пара вовлекаются новые зародыши с меньшим радиусом кривизны, чем и обусловлен рост числа действующих на теплоотдающей поверхности центров парообразования z при увеличении плотности теплового потока q. По существу, плотность теплового потока влияет косвенным образом на z. Это влияние проявляется только потому, что при прочих равных условиях с ростом q увеличивается температурный напор, т. е. перегрев жидкости в пристенном слое.

Число центров парообразования можно искусственно изменить, подвергнув соответствующей обработке теплоотдающую поверхность и жидкость. Например, если теплоотдающую поверхность отполировать, а жидкость дегазировать и очистить от мельчайших пылинок, то для возникновения процесса парообразования потребуется бóльший перегрев, чем при кипении той же жидкости на необработанной технической поверхности без соответствующей подготовки жидкости. Это объясняется тем, что с повышением класса чистоты обработки на поверхности остаются все более мелкие микровпадины с меньшим радиусом кривизны. Однако даже

при полном отсутствии инородных центров парообразования для каждой жидкости существует свое предельное значение перегрева, которым определяется граница ее метастабильных состояний. При перегреве, равном предельному, однофазное состояние становится невозможным, так как при этом в самой жидкости появляются собственные неоднородности флуктуационного происхождения, являющиеся центрами парообразования.

На рис. 6.7 показано изменение перегрева $\Delta t_{пер}$ кипящей жидкости в направлении нормали к теплоотдающей поверхности x. Рисунок построен по опытным данным, полученным при кипении воды давлением 20 кПа и при $q = 72{,}4$ кВт/м^2 [187]. Здесь с помощью малоинерционной термопары зарегистрированы пульсации температуры в пристенной области: кривые *1* и *3* характеризуют соответст-



Рис. 6.7. Значение перегрева кипящей воды $\Delta t_{пер}$ на различных расстояниях x по нормали от теплоотдающей поверхности

1, 3 — нижний и верхний уровни пульсаций, *2* — среднее значение перегрева жидкости

венно нижний и верхний уровни пульсаций, а кривая *2* определяет среднее значение перегрева на расстоянии x от поверхности. Из рис. 6.7 видно, что значительный перегрев жидкости наблюдается только в пристенном слое. Уже на расстоянии 2 мм от поверхности перегрев равен примерно 0,5°С. Амплитуда пульсаций температуры до $x \approx 0{,}2$ мм возрастает, а затем начинает убывать.

Наряду с пульсациями температуры жидкой фазы при кипении всегда наблюдаются пульсации температуры теплоотдающей поверхности. Эти температурные флуктуации жидкости и стенки объясняются цикличностью работы каждого центра.

Объем пузыря после его отрыва от поверхности продолжает увеличиваться вследствие испарения в него жидкости. Это значит, что и на достаточно большом расстоянии от теплоотдающей поверхности температура жидкости оказывается выше равновесной температуры насыщения. Однако этот перегрев весьма мал и не превышает 0,2—0,3°С. Перегрев жидкой фазы, достаточный для зарождения паровых пузырьков, наблюдается только в пристенной области. Поэтому в испарительной аппаратуре паровые пузы-

ри возникают на теплоотдающей поверхности, а не в объеме жидкости.

Уровнем перегрева жидкости определяются значения всех локальных характеристик процесса кипения (скорости роста пузыря $w_п = dR/d\tau$, числа действующих на единице площади поверхности центров парообразования z, частоты отрыва пузыря f_0 и его диаметра при отрыве от теплоотдающей поверхности d_0). Указанные величины называют *внутренними характеристиками процесса кипения*. Они играют очень важную роль в процессе теплообмена при кипении, так как именно от их значений зависит интенсивность переноса теплоты.

Вместе с тем необходимо отметить, что на любой технической поверхности, даже если ее можно считать абсолютно гладкой в гидродинамическом отношении, всегда имеется множество центров парообразования с различными радиусами кривизны. Из всего этого множества активными центрами при заданном значении перегрева являются зародыши паровой фазы, радиус кривизны которых больше минимального радиуса зародыша, который может быть приближенно определен по уравнению (6.8). Очевидно, что условия зарождения, роста и отрыва паровых пузырей, образующихся около центров с различным радиусом кривизны, не одинаковы, а состояние жидкости у поверхности пузыря и пара в пузыре у каждого центра непрерывно меняется во времени. Следовательно, кипение жидкости по своей физической природе является нестационарным процессом. Однако при выводе соотношений для какой-либо интегральной характеристики, например для коэффициента теплоотдачи или первой критической плотности теплового потока, процесс кипения обычно рассматривается как стационарный с учетом цикличности работы каждого центра парообразования. Разумеется, при этом пользуются среднестатистическими значениями всех его внутренних характеристик.

§ 6.3. Скорость роста парового пузыря

При выводе уравнения, определяющего скорость роста парового пузыря, обычно исходят из балансного соотношения, которым утверждается, что приращение массы пара в паровом пузыре за время $d\tau$ равно массе испарившейся за это же время жидкости:

$$\rho'' \, d V_п = (\int_{\Omega} q_п \, d\Omega) \, d\tau,$$

где $V_п$ и Ω — текущие значения объема и площади поверхности пузыря соответственно; $q_п$ — плотность теплового потока, передаваемого от жидкости через площадь поверхности пузыря.

В настоящее время можно выделить два основных подхода к решению задачи о скорости роста паровых пузырей.

Первый из них основан на предположении, что паровой пузырь растет в объеме равномерно перегретой жидкости, на испарение которой расходуется ее избыточная энтальпия. Эта физическая мо-

дель приводит к решению вида

$$\mathrm{d}R/\mathrm{d}\tau = \beta_1 (a/R)\,\mathrm{Ja}^2, \qquad (6.9)$$

где Ja — число Якоба [$\mathrm{Ja} \equiv (c_p \Delta t/r)(\rho'/\rho'')$]; a — температуропроводность жидкости; c_p — теплоемкость жидкости при постоянном давлении; β_1 — коэффициент, числовое значение которого в зависимости от способа решения основного уравнения, учета тех или иных факторов (геометрия пузыря, динамические эффекты и др.) у разных авторов колеблется в довольно широких пределах — от 0,3 до 2.

Вторая физическая модель, предложенная Д. А. Лабунцовым [97, 98], предполагает, что в период роста пузыря теплота подводится к нему от теплоотдающей поверхности теплопроводностью через микропленку жидкости, отделяющую теплоотдающую поверхность от основания пузыря Решение, полученное на основе этой модели, имеет вид

$$\mathrm{d}R/\mathrm{d}\tau = \beta_2 (a/R)\,\mathrm{Ja}, \qquad (6.10)$$

из которого следует, что

$$R = \sqrt{2\beta_2 a\tau\,\mathrm{Ja}}. \qquad (6.10')$$

По оценкам автора [97], в зависимости от свойств жидкости и геометрии пузыря β_2 лежит в пределах $5 < \beta_2 < 10$.

Как видно из уравнений (6.9) и (6.10), эти модели приводят к принципиально различным закономерностям для скорости роста пузыря. В первом случае (6.9) скорость роста пузыря пропорциональна квадрату числа Якоба, а во втором (6.10) — первой степени.

Модель Д. А. Лабунцова получила дальнейшее развитие в работах [218, 219], авторами которой было учтено, что испарение жидкости в паровой пузырь происходит не только с поверхности микропленки у основания пузыря, но и с остальной его поверхности. Такое уточнение рассматриваемой физической модели привело к решению

$$R = \sqrt{a\tau}\left[\gamma \cdot \mathrm{Ja} + \sqrt{\gamma^2 \cdot \mathrm{Ja}^2 + 2\beta_2 \cdot \mathrm{Ja}}\right]. \qquad (6.11)$$

В этой зависимости коэффициентом γ учитывается изменение краевого угла Θ в реальных условиях роста пузыря.

Краевой угол Θ, зависящий от способности жидкости смачивать теплоотдающую поверхность, точно воспроизводится только в квазистатических условиях роста пузыря, когда процесс протекает бесконечно медленно. В реальных условиях угол Θ искажается, так как скорость роста пузыря, особенно на начальной стадии, весьма высока. При этом в жидкости возникают значительные инерционные силы, оказывающие динамическое воздействие на пузырь. При изменении Θ от 40 до 90° коэффициент γ меняется от 0,1 до 0,49. Если принять $\gamma = 0{,}3$, а $\beta_2 = 6$, то уравнение (6.11) удовлетворительно согласуется с опытными данными, полученны-

ми при кипении ряда жидкостей (воды, этанола, азота, бензола). Для воды уравнение (6.11) сопоставлено с опытными данными в интервале изменения давления от $0{,}1 \cdot 10^5$ до $100 \cdot 10^5$ Па.

В работе [21] решение (6.11) приведено к виду

$$\mathrm{d}R/\mathrm{d}\tau = \beta_2 (a/R)\,\mathrm{Ja} \cdot \psi(\mathrm{Ja}), \qquad (6.12)$$

где

$$\psi(\mathrm{Ja}) = 1 + (\gamma^2/\beta_2) \cdot \mathrm{Ja} + (\gamma/\beta_2)\,[2\beta_2 \cdot \mathrm{Ja} + (\gamma \cdot \mathrm{Ja})^2]^{0,5} \qquad (6\ 13)$$

На рис. 6.8 представлены результаты выполненного в работе [21] расчета значений функции $\psi(\mathrm{Ja})$ в зависимости от числа Ja

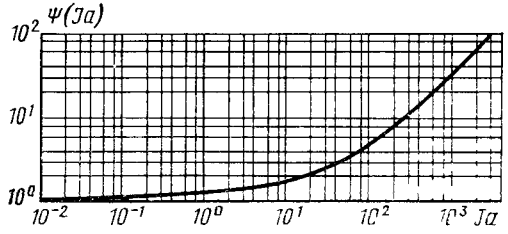


Рис. 6.8. Зависимость функции $\psi(\mathrm{Ja})$ от числа Ja

в интервале изменения последнего от 10^{-2} до 10^4. Расчет выполнен в предположении, что $\beta_2 = 6$, а $\gamma = 0{,}3$, т. е. при тех значениях указанных коэффициентов, при которых формула (6 11) наилучшим образом согласуется с опытными данными. Из рис. 6.8 следует, что в интервале изменения числа Ja от 10^{-2} до 1,0 значение функции $\psi(\mathrm{Ja}) \approx 1{,}0$. При значениях числа $\mathrm{Ja} > 600$ функция $\psi(\mathrm{Ja}) = 0{,}03\mathrm{Ja}$.

Таким образом, в работе [21] определены интервалы изменения режимных параметров, в которых применимы приведенные выше решения для скорости роста паровых пузырей. В интервале изменения числа Ja от 10^{-2} до 1,0, т. е. при высоких давлениях насыщения, для расчетов может быть использовано решение (6.10). При малых давлениях насыщения ($\mathrm{Ja} > 600$) скорость роста пузырей может быть рассчитана как по формуле (6 9), так и по формуле (6.11). В этом случае результаты расчетов по указанным формулам практически совпадают. В интервале изменения числа Ja от 1,0 до 600 нужно пользоваться общим решением (6 11), предложенным В. В. Яговым.

Внутренние характеристики процесса кипения, а также интенсивность теплообмена при кипении зависят от теплофизических свойств теплоотдающей поверхности. Влияние этого фактора на скорость роста паровых пузырей и на интенсивность теплообмена наиболее полно рассмотрено в работе [32].

§ 6.4. Диаметр парового пузыря при отрыве от теплоотдающей поверхности. Частота отрыва

В реальных условиях кипения форма паровых пузырей обычно отличается от сферической, поэтому понятие диаметра пузыря при его отрыве от теплоотдающей поверхности является в определенной мере условным. Значением d_0 характеризуется среднестатистический, т. е. наиболее вероятный, объем парового пузыря в момент отрыва. Замена действительной формы пузыря сферической существенно облегчает теоретический анализ и предпринимается практически во всех теоретических исследованиях.

Значение d_0 определяется из условия равновесия пузыря в момент отрыва от теплоотдающей поверхности. Если рассматривать процесс роста пузыря как квазистатический, то условие равновесия обычно записывается в виде равенства двух сил — подъемной (архимедовой), стремящейся оторвать пузырь от поверхности, и поверхностного натяжения, удерживающей его на стенке. Для сферической формы пузыря это уравнение схематично можно записать в виде *

$$(\pi d_0^3/6)(\rho' - \rho'') g = \pi d_0 \sigma f(\Theta). \qquad (6.14)$$

Функция краевого угла $f(\Theta)$ была впервые определена Фритцем. На основании опытных данных им было получено соотношение [205]

$$d_0 = 0{,}02\Theta \sqrt{\sigma/[(\rho' - \rho'') g]}, \quad ** \qquad (6.15)$$

где Θ определяется в градусах.

Однако уже первые систематические исследования динамики процесса кипения показали, что в некоторых случаях действительные значения d_0 существенно отличаются от их значений, определяемых по формуле (6.15). Это объясняется тем, что в реальных условиях на паровой пузырь в период его роста и в момент отрыва кроме указанных сил действуют и другие силы. Соотношение между силами на различных стадиях формирования пузыря и в различных условиях роста не остается неизменным. При значительной плотности действующих на поверхности центров парообразования наблюдается взаимное влияние пузырей друг на друга. С ростом плотности теплового потока увеличивается не только число активных зародышей паровой фазы, но и перегрев жидкости в пристенной области, что также влияет на внутренние характеристики процесса кипения. Все это существенно осложняет теоретический

---

* Уравнение (6.14) не является строгим, так как архимедова сила в действительности возникает только после отрыва пузыря от поверхности

** Из формулы (6.15) непосредственно следует, что выражение $\gamma\ \overline{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}$ представляет собой величину, пропорциональную диаметру парового пузыря при отрыве от поверхности. Эта величина часто подставляется в качестве характерного линейного размера l_* в обобщенные переменные, характеризующие свойства двухфазных систем

анализ рассматриваемого явления, поэтому в настоящее время расчет d_0 производится по полуэмпирическим формулам, при построении которых авторами делаются попытки в той или иной форме учесть влияние отдельных факторов на процесс формирования пузыря.

Для реальных условий процесса кипения в правую часть уравнения (6.14) дополнительно вводится либо инерционная сила, либо

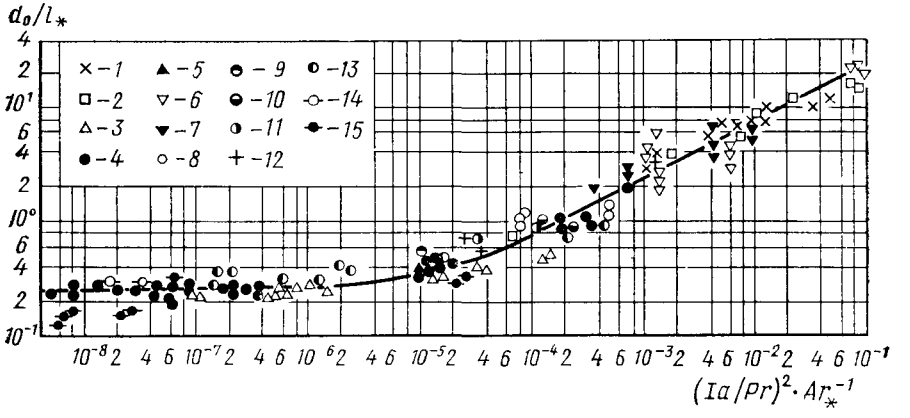


Рис. 6.9. Зависимость $\tilde{d}_0 = f(K)$ [88, 91]·

1 — вода *2* — этанол (данные Н Н Мамонтовой), *3* — бензол, *4* — этанол (данные В С Головина, Б А Кольчугина Э Л Захаровои), *5* — этанол (данные В В Ягова А К Городова, Д А Лабунцова), *6* — вода, *7* — метанол, *8* — пентан (данные Р Коул) *9* — этанол, *10* — вода, *11* — азот (данные В А Григорьева Ю М Павлова, Е В Аметистова) *12* — вода (данные А К Городова, О Н Кабаиькова, Д А Лабунцова), *13* — фреон 12 (данные Г Н Даниловой) *14* — вода, свежеприготовленная поверхность, *15* — вода по верхность после длительной приработки (данные Д А Лабуицова, Б А Кольчугина, В С Головина и др) Ссылки на литературные источники приведены в работе [91]

сила гидродинамического сопротивления. Иногда задача решается с учетом влияния обеих этих сил. Так, например, в работе [91] условие равновесия сил в момент отрыва пузыря от теплоотдающей поверхности ($R = R_0$) записано в виде

$$^4/_3\pi R_0^3 g(\rho' - \rho'') = \varphi(\Theta) 2\pi R_0 \sigma + (\xi/2)\pi R_0^2 \rho' (\mathrm{d}R/\mathrm{d}\tau)^2 + \\ + {}^4/_3\pi R_0^3 (\rho'' + {}^1/_2\rho') \mathrm{d}^2 R/\mathrm{d}\tau^2,$$

где последние два члена в правой части уравнения представляют собой соответственно силу гидродинамического сопротивления $F_\text{в}$ и инерционную силу $F_\text{и}$; ξ — коэффициент гидродинамического сопротивления. На основании этого уравнения была получена обобщенная зависимость для расчета отрывного диаметра пузыря

$$\tilde{d}_0 = a\sqrt{1 + bK}. \qquad (6.16)$$

Здесь $\tilde{d}_0 = d_0/\sqrt{\sigma/g\rho'}$ — безразмерное значение отрывного диаметра пузыря; $K = (\mathrm{Ja}/\mathrm{Pr})^2/\mathrm{Ar}_*$; $\mathrm{Ar}_* = (g/\nu^2)[\sigma/(g\rho')]^{3/2}$ — число Ар-

химеда в условиях, когда $\rho' \gg \rho''$; a и b — коэффициенты, значения которых определены на основании опытных данных: $a=0{,}25$, $b=10^5$.

Формула (6.16) получена в предположении, что при формировании парового пузыря на твердой стенке теплота к нему подводится теплопроводностью через микропленку, толщина которой δ пропорциональна радиусу пузыря R, а скорость роста пузыря $dR/d\tau = q/(r\rho'') = \lambda' \Delta t/(r\rho''\delta) \sim \lambda' \Delta t/(r\rho'' R)$.

Используя последнее выражение, авторы показали (это предопределило структуру обобщенных переменных), что при $\rho' \gg \rho''$ обе силы — инерционная и гидродинамического сопротивления — пропорциональны квадрату скорости роста пузыря.

Сопоставление формулы (6.16) с опытными данными показано на рис. 6.9. Как видим, разброс экспериментальных точек относительно аппроксимирующей кривой, проведенной в соответствии с формулой (6.16), достигает $\pm 100\%$. Авторы объясняют это значительной разницей в условиях проведения опытов (опыты проводились на нагревателях, изготовленных из разных материалов, с различной шероховатостью поверхности, разной формы и размеров). Существенно различалось также число измерений отрывного размера пузыря при определении его эквивалентного диаметра. Следовательно, d_0 отдельными экспериментаторами определялся с различной степенью достоверности, т. е. в большинстве случаев не учитывался в полной мере статистический характер этого параметра.

Из рис. 6.9 видно, что формула (6.16) обобщает опытные данные в диапазоне изменения комплекса K. от 10^{-8} до 0,2. При очень низких давлениях, т. е. при значениях комплекса $K.>0{,}2$, опытных данных очень мало. На основании отдельных опубликованных в литературе значений величины d_0 авторы работы [91] сделали предположение, что в этих условиях зависимость $\tilde{d}_0 = f(K.)$ вновь выходит на асимптоту, постепенно (при изменении K. от 0,2 до ~ 2) приближаясь к горизонтальной прямой $\tilde{d}_0 = 50$.

Уравнение равновесия пузыря с учетом решения (6.12) имеет вид [22]

$$(\pi d_0^3/6)(\rho' - \rho'')\, g = \pi d_0 \sigma f(\Theta) + (8\pi/3)\beta_2^2 \varepsilon_m \rho' [aF(\mathrm{Ja})]^2. \qquad (6.17)$$

Второй член правой части этого уравнения представляет собой инерционную силу $F_и = d(mw)/d\tau = m(dw/d\tau) + w(dm/d\tau)$, где масса жидкости, приведенная в движение растущим на поверхности паровым пузырем, принята пропорциональной ее массе, заключенной в объеме, равном объему парового пузыря, т. е. $m = \varepsilon_m (4\pi/3) R^3 \cdot \rho'$; скорость перемещения жидкости $w = dR/d\tau$ определена из зависимости (6.12) при значении $\beta_2 = 6$.

В условиях доминирующего влияния инерционной силы по сравнению с силой поверхностного натяжения из уравнения (6.17) следует, что диаметр пузыря при отрыве от теплоотдающей поверх-

ности равен [22]

$$d_0 = 8{,}32\varepsilon_m^{1/3}\{[(\rho'/(\rho'-\rho'')](a^2/g)\}^{1/3}[F(\mathrm{Ja})]^{2/3} \qquad (6.18)$$

или в безразмерной форме

$$d_0/l_0 = 8{,}32\varepsilon_m^{1/3}[F(\mathrm{Ja})]^{2/3}. \qquad (6.18')$$

В этих уравнениях функция $F(\mathrm{Ja}) = \mathrm{Ja}\psi(\mathrm{Ja})$, где значение функции $\psi(\mathrm{Ja})$ определено уравнением (6.13); масштаб отнесения для диаметра пузыря при отрыве $l_0 \equiv \{[\rho'/(\rho'-\rho'')](a^2/g)\}^{1/3}$.

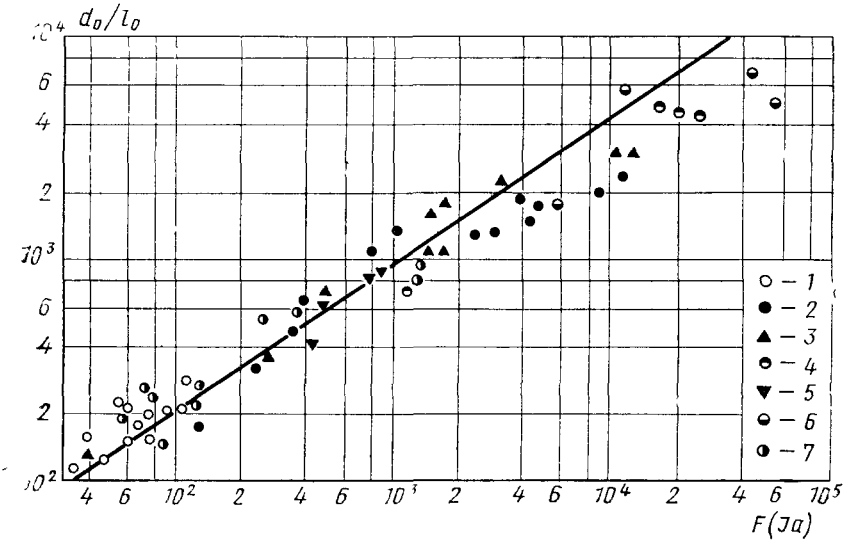


Рис. 6.10. Сопоставление опытных данных с формулой (6.18) [22]:

1 — вода (данные В. З Борисова и П Л Кириллова); *2* — вода; *3* — этанол (данные Н Н Мамонтовой), *4* — вода, *5* — метанол (данные Р. Коул); *6* — этанол (данные В. В. Ягова); *7* — вода (данные В В Жилиной и В. И. Комарова). Ссылки на литературные источники приведены в работе [22]

Как видно из уравнения (6.18) диаметр пузыря при отрыве от теплоотдающей поверхности увеличивается с ростом значения числа Якоба. Это означает, что с увеличением плотности теплового потока и уменьшением давления насыщения значение d_0 возрастает.

На рис. 6.10 уравнение (6.18) сопоставлено с результатами экспериментальных измерений. Как видно из рис. 6.10, опытные данные, соответствующие значениям $F(\mathrm{Ja}) \geqslant 10^2$, согласуются с решением (6.18) при $\varepsilon_m = 1{,}74$. В этом случае [22]

$$d_0/l_0 = 10[F(\mathrm{Ja})]^{2/3}. \qquad (6.19)$$

Не менее важное значение для процесса теплообмена при пузырьковом кипении имеет частота отрыва парового пузыря от по-

верхности нагрева

$$f_0 = 1/(\tau_1 + \tau_2), \tag{6.20}$$

где τ_1 — время роста пузыря до момента его отрыва от теплоотдающей поверхности; τ_2 — время от момента отрыва до момента зарождения нового пузыря.

Различные сочетания диаметра пузыря при отрыве и частоты его отрыва служат своеобразной мерой скорости отвода паровой фазы, а следовательно, и количества теплоты от поверхности нагрева, поэтому комбинации d_0 и f_0 широко используются при теоретическом анализе процесса теплообмена и обобщении экспериментальных данных.

Интегрирование уравнения (6.12) позволяет найти время роста парового пузыря на теплоотдающей поверхности:

$$\tau_1 = d_0^2/[48aF(\mathrm{Ja})]. \tag{6.21}$$

Решая совместно уравнения (6.20) и (6.21), получим [22]

$$(f_0 d_0^2)/a = 48\varepsilon_\tau F(\mathrm{Ja}), \tag{6.22}$$

где $\varepsilon_\tau = \tau_1/(\tau_1 + \tau_2)$.

На рис. 6.11 результаты непосредственных измерений диаметров пузырей при отрыве и частот отрыва паровых пузырей при кипении различных жидкостей сопоставлены с уравнением (6.22). Из рис. 6.11 следует, что при $\varepsilon_\tau = 0{,}625$ опытные данные удовлетворительно согласуются с уравнением (6.22).

Совместное рассмотрение уравнений (6.19) и (6.22) позволяет получить выражение для частоты отрыва паровых пузырей от теплоотдающей поверхности

$$f_0 = 0{,}3\,(a/l_0^2)[F(\mathrm{Ja})]^{-1/3}. \tag{6.23}$$

Уравнения (6.19) и (6.22) правильно отражают влияние уровня гравитации на размеры паровых пузырей при отрыве и частоту их отрыва.

Совместное решение уравнений (6.19) и (6.23) приводит к зависимости

$$f_0 d_0^{0,5} = 0{,}95\,[(\rho' - \rho'')]/\rho']\,g^{0,5}. \tag{6.24}$$

В работе [76] предполагается, что в начальной стадии роста пузыря ($0 < \tau < \tau_p$) его центр тяжести перемещается по закону изменения радиуса пузыря $S = R = \beta\tau^{0,5}$ (или в общем случае $S = R = \beta\tau^n$). Отрыв пузыря начинается в момент времени τ_p, когда достигается равновесие сил, действующих на пузырь:

$$F_g = F_R + F_\nu + F_\sigma. \tag{6.25}$$

Здесь $F_g = (4/3)\pi R^3(\rho' - \rho'')g$ — подъемная сила; $F_R = (\pi/3)\beta^4\rho'$ — инерционная сила реакции жидкости; $F_\nu = 10\pi\mu\beta^2$ — сила сопротивления; $F_\sigma = 2\pi R_c\sigma$ — сила поверхностного натяжения, полученная из условия, что отрыв пузыря происходит не от гладкой по-

верхности нагревателя, а от кромки микровпадины радиуса R_c, в которой зарождается пузырь. Последнее обстоятельство справедливо для жидкостей, имеющих малые краевые углы, например для криогенных жидкостей.

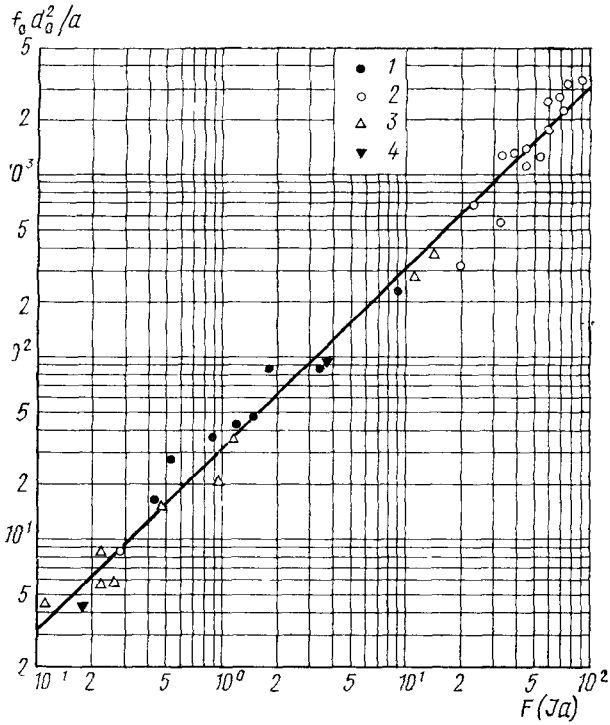


Рис. 6.11. Сопоставление опытных данных с уравнением (6.22) [22].

1 — фреон 12 (данные В. М. Боришанского, Г. Н. Даниловой, М. А. Готовского и др.) 2 — вода (данные В. З. Борисова и П. Л. Кириллова), *3* — вода (данные Д. А. Лабунцова, Б. А. Кольчугина, В. С. Головина и др.) *4* — азот (данные Л. Бевилоуа, В. Горнер, Р. Кнонер). Ссылки на литературные источники приведены в работе [22].

На основе уравнения (6.25) автором [76] получены зависимости для оценки радиуса пузыря R_0 в момент отрыва и времени отрыва τ_0:

$$R_0 = C_R \beta^{4/3} g^{-1/3} [\rho'/(\rho' - \rho'')]^{1/3}; \qquad (6.26)$$

$$\tau_0 = C_R^2 \beta^{2/3} g^{-2/3} [\rho'/(\rho' - \rho'')]^{2/3},$$

где

$$C_R = \left[1 + \frac{3{,}5 + 1{,}4\gamma}{M}\right]^{0.5} (M/4)^{1/3}, \quad \gamma = 18\nu'^{3/2},$$

$$M = 1 + F_\nu/F_R + F_\sigma/F_R.$$

Формулы (6.26) значительно упрощаются в предельных случаях При динамическом режиме отрыва ($F_R \gg F_\sigma$, $F_R \gg F_\nu$), по опытным данным [20, 78], $C_R = \text{const} \approx 1{,}0$ (теоретическое значение $C_R = 1{,}34$). При статическом режиме отрыва ($F_\sigma > F_R$, $F_\sigma > F_\nu$)

$$R_0 = \left[\frac{3}{2}\,\frac{R_c\sigma}{g(\rho' - \rho'')}\right]^{1/3}; \quad \tau_0 = \beta^{-2}\left[\frac{3}{2}\,\frac{R_c\sigma}{g(\rho' - \rho'')}\right]^{2/3}. \qquad (6.27)$$

Как мы уже отмечали, динамический и статический режимы отрыва реализуются соответственно при низких и высоких давлениях. При кипении в режиме одиночных пузырей граница между низкими и высокими давлениями (в этом смысле) находится около $0{,}02p_{кр}$(критического давления). В условиях развитого кипения она сдвигается в сторону больших давлений [20, 78]

Если принять, что $\rho'' \sim p$, то из формул (6.26) и (6.27) вытекают следующие оценочные соотношения [76, 77]:
для низких давлений

$$R_0 \sim p^{-4/3}\Delta t^{4/3} g^{-1/3}, \quad f_0 = \tau_0^{-1} \sim p^{2/3}\Delta t^{-2/3} g^{2/3}; \qquad (6.28)$$

для высоких давлений

$$R_0 \sim p^{-1/3}\Delta t^{-1/3} g^{-1/3}, \quad f_0 \sim p^{-1/3}\Delta t^{-5/3} g^{2/3}. \qquad (6.29)$$

Влияние давления и ускорения свободного падения на значения величин R_0 и f_0 подтверждается опытными данными (рис. 6.12, 6.13 и 7.6) *. На этих рисунках приведены зависимости отрывного радиуса пузыря R_0 и относительной частоты отрыва $f_0(p)/f_0$ ($p = 0{,}03\ p_{кр}$) от приведенного давления, т. е от давления, отнесенного к критическому: $p/p_{кр}$. В качестве масштаба отнесения для частоты отрыва $f_0(p)$ при данном давлении служит значение частоты отрыва, полученное при прочих равных условиях при давлении $0{,}03p_{кр}$. Из рис. 6.12 видно, что в области динамического режима отрыва наблюдается резкое падение R_0 с ростом давления (прямая *1*), в то время как при статическом режиме отрыва R_0 уменьшается с ростом давления значительно медленнее (прямая *2*). Зависимость f_0 от p оказывается более сложной (рис 6 13).

Анализ приведенных выше исследований показывает, что, несмотря на разные подходы к решению задач об отрывном диаметре и частоте отрыва пузырей, результаты, полученные в работах *Д. А. Лабунцова, В. В. Ягова, А. А. Волошко, Ю. А. Кириченко* и других авторов, в случае динамического режима отрыва не только качественно, но и во многих случаях количественно согласуются между собой. Например, формула *Ю. А Кириченко* [76], устанавливающая связь между d_0 и f_0, при динамическом режиме отрыва ($\rho'' \ll \rho'$) $f_0 d_0^{0{,}5} = 0{,}9 g^{0{,}5}$ тождественна (вплоть до равенства коэффициентов) формуле *А А Волошко* (6 24) Далее, на рис. 6.12 не указано, при каких температурных напорах получены опытные значения R_0. В то же время влияние Δt при динамическом

* Влияние ускорения свободного падения более подробно рассмотрено в гл 7 Отрицательное влияние температурного напора на значение R_0 при высоких давлениях опытами не подтверждено.

режиме отрыва весьма значительно [см. уравнение (6.26)]. Мы рассчитывали значения отрывных диаметров паровых пузырей при кипении воды под давлением 0,1, 0,0123 и 0,0056 МПа по формуле *А. А. Волошко* (6.19). Расчеты выполнены при температурных напорах $\Delta t = 10$ и 20°С. Полученные значения $R_0 = d_0/2$ нанесены на рис. 6.12. Расчеты показали, что увеличение Δt в два раза привело к росту R_0 при $p = 0{,}0056$ МПа и $p = 0{,}0123$ МПа в 2,4 раза, а при $p = 0{,}1$ МПа — в 2,05 раза. В соответствии с оценочным соотношением (6.28) отрывной диаметр при этом должен возрасти в $2^{4/3} = 2{,}5$ раза. Таким образом, формулы *А. А. Волошко* и *Ю. А. Кириченко* дают одинаковую количественную оценку влияния Δt на R_0. Наконец, обе формулы устанавливают одну и ту же зависимость R_0 от ускорения свободного падения ($R_0 \sim g^{-1/3}$) и от давления. Более ранние решения, выполненные А. А. Волошко, например, в книге «Тепло- и массоперенос» (т. 2, ч. 1, 1972), приводят к аналогичным количественным зависимостям.

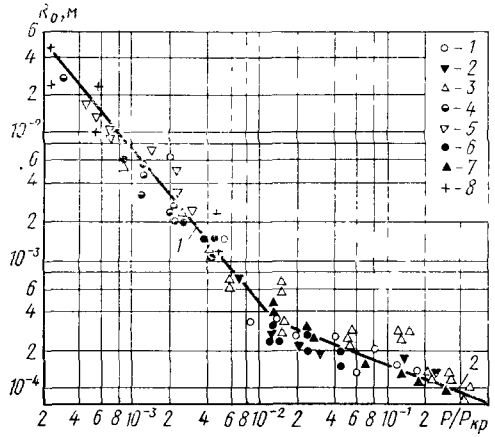


Рис. 6.12. Зависимость R_0 от $p/p_{кр}$ [20]:

1 — кислород; *2* — азот (данные (Ю. А. Кириченко, В. В. Цыбульского, М. Л. Долгого и др.); *3, 4, 5, 6, 7* — вода; *3* — данные Д. А. Лабунцова; Б. А. Кольчугина, В. С. Головина и др.; *4* — данные Р. Коул; *5* — данные Н. Н. Мамонтовой; *6* — данные В. И. Толубинского и Ю. Н. Островского, *7* — данные В. М. Боришанского, Г. Н. Даниловой, М. А. Готовского и др.; *8* — расчет по формуле (6.19)

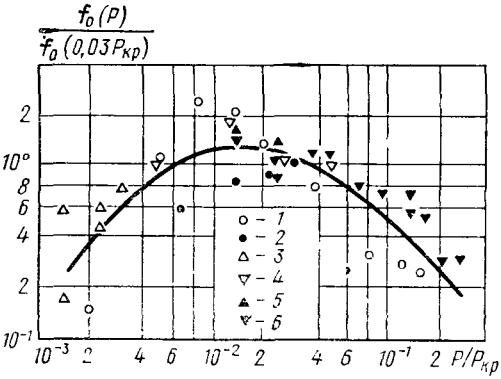


Рис. 6.13. Зависимость безразмерной частоты отрыва пузырей от $p/p_{кр}$ [20]:

1 — кислород, *2* — азот (данные Ю. А. Кириченко, В. В. Цыбульского, М. Л. Долгого и др.); *3* — вода (данные Н. Н. Мамонтовой); *4, 5* — вода (данные В. И. Толубинского и Ю. Н. Островского); *6* — фрон-12 (данные В. М. Боришанского, Г. Н. Даниловой, М. А. Готовского и др.)

§ 6.5. Уравнения, описывающие процесс теплообмена при пузырьковом кипении. Обобщенные переменные

Любое уравнение математической физики заключает в себе большой

объем предварительных знаний, накопленных при экспериментальном и теоретическом исследовании того или иного явления. Без такого предварительного всестороннего изучения невозможно понять физический механизм явления и сформулировать математическую модель, адекватно отражающую его закономерности. Рассматриваемый нами процесс теплообмена при кипении еще недостаточно изучен, и, несмотря на огромный опытный материал, до сих пор нет единой точки зрения о наиболее рациональной системе дифференциальных уравнений, описывающей процессы переноса в кипящей жидкости, а также о формулировке граничных условий. В литературе опубликовано несколько основанных на различных предпосылках систем дифференциальных уравнений, каждая из которых, по существу, служит только для установления вида обобщенных переменных и функциональных связей между ними применительно к задачам о гидродинамике двухфазного потока и о теплообмене при кипении. Одна из таких систем [87] применительно к гидродинамическим процессам изложена в гл. 1. В общем случае в этой системе рассматриваются следующие дифференциальные уравнения:

1. Уравнения движения и сплошности для жидкой и паровой фаз [см. уравнения (1.14)—(1.18)].

2. Уравнение теплопроводности для жидкой фазы

$$\mathrm{d}t/\mathrm{d}\tau = a \cdot \nabla^2 t. \tag{6.30}$$

3. Условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз

$$\left.\begin{aligned} &-\lambda\,(\partial t/\partial n)_{\text{гр}} = r\rho'' w_n'';\\ &t_{\text{гр}} = t_{\text{н}} + \frac{T_{\text{н}}(\rho' - \rho'')}{r\rho'\rho''}\left[\frac{2\sigma\rho'}{R(\rho' - \rho'')} - \frac{\lambda}{\varkappa r}\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{\text{гр}}\sqrt{\frac{2\pi B T_{\text{н}}}{g}}\right], \end{aligned}\right\} \tag{6.31}$$

где χ — коэффициент аккомодации; B — удельная газовая постоянная.

4. Условия механического взаимодействия на границе раздела фаз

$$\left.\begin{aligned} &p''_{\text{гр}} = p'_{\text{гр}} + \sigma\,(1/R_1 + 1/R_2);\\ &\mu''\,(\partial w''/\partial n)_{\text{гр}} = \mu\,(\partial w'/\partial n)_{\text{гр}};\\ &(w''_{x,y})_{\text{гр}} = (w'_{x,y})_{\text{гр}}. \end{aligned}\right\} \tag{6.32}$$

5. Масштаб сформировавшихся пузырей

$$R\sqrt{g(\rho' - \rho'')/\sigma} = f(\Theta;\ w^2/(gl);\ \ldots),\ \delta_i/l, \ldots,\ z_i, \ldots\ . \tag{6.33}$$

В условия однозначности входят физические свойства среды (a, ρ', ρ'', μ, λ, σ, r), параметры насыщения (p, $t_{\text{н}}$) температурный напор Δt (или плотность теплового потока q), ускорение свободного падения g, геометрические размеры системы и (в случае вынужденного движения) скорость жидкости w_0. Как показывает

опыт, вязкость сухого насыщенного пара практически не влияет на теплоотдачу при кипении, поэтому μ'' исключена из условий однозначности.

В первом уравнении зависимостей (6.31) произведение $\rho''w_п''$ представляет собой массовую скорость пара в направлении нормали к поверхности пузыря. Левая часть уравнения определяет плотность теплового потока, передаваемого через поверхность пузыря, поэтому из этого уравнения непосредственно следует, что масштабом осредненной скорости течения паровой фазы служит выражение $q_п/(r\rho'')$, имеющее размерность скорости [м³/(м²·с) или м/с]. При подстановке в это выражение плотности теплового потока, передаваемого от теплоотдающей поверхности кипящей жидкости, отношение $q/(r\rho'')$ определит объемное количество пара, отводимое с единицы поверхности в единицу времени, поэтому его называют *скоростью парообразования.*

Вторым уравнением (6.31) определяется скачок температуры на границе раздела фаз. Равновесная температура насыщения, соответствующая давлению пара в паровом пузыре сферической формы [88],

$$(t_н)_R = t_н[1 + 2\sigma/(r\rho''R)]. \qquad (6.34)$$

Первое условие совокупности (6.32) определяет скачок давления на границе раздела фаз. В этом соотношении R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны границы раздела фаз в данной точке. Для сферической формы пузыря это уравнение трансформируется в $p_{гр}'' = p_{гр}' + 2\sigma/R$. Вторым условием совокупности (6.32) устанавливается равенство касательных напряжений на границе раздела фаз. Третье условие этой совокупности устанавливает равенство скоростей обеих фаз в плоскости, касательной к поверхности раздела в рассматриваемой точке.

В работах [156, 157] кипящая жидкость рассматривается в виде системы с внутренними источниками теплоты, роль которых (в данном случае стоков теплоты) играют паровые пузыри. При этом принимается, что все процессы обмена, определяющие интенсивность теплоотдачи при кипении, протекают в жидкой фазе. Процесс теплообмена описывается уравнениями движения и сплошности [см. уравнения (1.14)—(1.18)], уравнением распространения теплоты в потоке жидкости и уравнением конвективного переноса теплоты из пристенного слоя в основное ядро потока. Граничное условие в данной системе уравнений записывается как условие теплообмена на границе греющая поверхность — жидкость:

$$-\lambda(\partial t/\partial n)_{n=0} = \alpha\Delta t. \qquad (6.35)$$

В соответствии с принятой моделью уравнение, описывающее температурное поле, получено на основе общего уравнения переноса теплоты в потоке с внутренними источниками

$$\mathrm{D}t/\mathrm{d}\tau = a\cdot\nabla^2 t + V/(c_p\rho),$$

где $V = (r - c_p\vartheta)\cdot\mathrm{div}\ (\rho w)$ — мощность источника (в нашем слу-

чае стоков теплоты); ϑ — перегрев жидкости относительно равновесной температуры насыщения $\vartheta = t_{ж} - t_{н}$. Так как плотность жидкости можно считать постоянной, то рассматриваемое уравнение принимает вид

$$\frac{\mathrm{D}t}{\mathrm{d}\tau} = a \cdot \nabla^2 t + \frac{r - c_p \vartheta}{c_p} \operatorname{div} \vec{w}. \tag{6.36}$$

При рассмотрении стационарного процесса теплообмена при кипении в трубах такие параметры, как приведенные скорости обеих фаз w_0' и w_0'', истинное объемное паросодержание потока φ, температура насыщения и давление, меняются только вдоль оси трубы, поэтому в этом случае допустимо рассматривать задачу как одномерную. Тогда уравнение конвективного переноса теплоты для стационарного потока может быть записано в виде [157]

$$-\frac{4}{d}\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{n=0} + w_0' \frac{\partial p_{гр}}{\partial x} = (r - c_p\vartheta)\frac{\partial (\rho' w_0')}{\partial x} +$$

$$+ (\rho'' w_0'' - \rho' w_0') \frac{T_{н}(\rho' - \rho'')}{r\rho'\rho''} \frac{\partial p}{\partial x} + \rho'' w_0'' \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}p} \frac{\partial p}{\partial x} -$$

$$- \rho' w_0' c_p \frac{\partial \vartheta}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial x} + [\lambda''\varphi + \lambda'(1-\varphi)] \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - (\lambda' - \lambda'') \frac{\partial t}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial x},$$

где $\mathrm{d}p$ — полный перепад давления на участке длины трубы $\mathrm{d}x$; d — диаметр трубы.

При выводе уравнения (6.37) автор работы [157] пренебрегал влиянием эффекта, обусловленного изменением перегрева жидкости вдоль оси трубы за счет теплового потока, передаваемого теплопроводностью в осевом направлении через жидкую и паровую фазы.

Уравнение конвективного переноса теплоты из пристенного слоя в основное ядро потока в [157] имеет вид

$$-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{n=0} = \Delta p_{тр} \frac{A}{F} \frac{c_p(t_1 - \bar{t})}{\bar{w} - w_1} + V_{ж} f_0 z \rho' c_p (t_1 - \bar{t}) + C d_0^2 f_0 z \sigma. \tag{6.38}$$

Каждый член, стоящий в правой части уравнения (6.38), определяет количество теплоты, вынесенное в основной объем жидкости в единицу времени с единицы площади теплоотдающей поверхности соответственно: за счет турбулентного обмена, в форме избыточной энтальпии перегретой жидкости, выталкиваемой из пристенной области паровыми пузырями, а также в форме работы, затраченной на образование поверхности раздела фаз. В этом уравнении t_1 и w_1 — температура и скорость жидкости на границе между ламинарным слоем и турбулентным ядром потока соответственно; $\bar{t}$ и $\bar{w}$ — средние температура и скорость в ядре потока; $V_{ж}$ — объем жидкости, захватываемый одним паровым пузырем при отрыве от поверхности нагрева; A и F — соответственно площади поперечного сечения и поверхности трубы; C — константа.

Ни одна из опубликованных систем уравнений не допускает строгого аналитического решения, поэтому задачи решаются методом теории подобия. Анализ системы уравнений (1.14)—(1.18) и (6.30)—(6.33) для процесса теплообмена при кипении в большом объеме приводит к следующим связям между обобщенными переменными:

1. Для условий, когда задан температурный напор,

$$\frac{\alpha l_*}{\lambda} = \Phi_1\left[\frac{\nu}{a};\ \frac{g}{\nu^2} l_*^3\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right);\ \frac{r\rho''}{c_p \Delta t \rho'};\right.$$

$$\left.\frac{p l_*}{\sigma};\ \frac{(r\rho'')^2 l_*}{c_p T_м \rho' \sigma};\ \frac{l_*}{l};\ \frac{\delta}{l_*};\ \theta;\ z_i;\ \ldots\right]. \qquad (6.39)$$

2. Для условий, когда задана плотность теплового потока,

$$\frac{\alpha l_*}{\lambda} = \Phi_2\left[\frac{\nu}{a};\ \frac{q l_*}{r\rho''\nu};\ \frac{q l_*^3}{\nu^2}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right);\right.$$

$$\left.\frac{(r\rho'')^2 l_*}{c_p T_н \rho' \sigma};\ \frac{p l_*}{\sigma};\ \frac{l_*}{l};\ \Theta;\ \frac{\delta_i}{l_*};\ z_i\right]. \qquad (6.40)$$

В полученных соотношениях комплексы

$$\frac{q l_*}{r\rho''\nu} = \frac{q}{r\rho''\nu}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}} = \mathrm{Re}_* \text{ и}$$

$$\frac{g l_*^3}{\nu^2}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right) = \frac{g}{\nu^2}\left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\right)^3\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right) = \mathrm{Ar}$$

— числа испарения Рейнольдса и Архимеда соответственно. В качестве скорости в число Рейнольдса подставляется скорость парообразования $w_* = q/(r\rho'')$.

Число $\nu/a = \mathrm{Pr}$ — число Прандтля жидкости. Число $l_*/l = \sigma/[g(\rho'-\rho'')l^2] = \mathrm{Bo}'$ является аналогом числа Бонда. Здесь l — линейный размер системы. В рассматриваемом нами случае число Bo′ характеризует относительные размеры паровых пузырей при отрыве от греющей поверхности. Оно может являться аргументом критериального уравнения в том случае, когда отрывной диаметр парового пузыря соизмерим с размерами теплоотдающей поверхности, например при кипении жидкости на тонких проволочках или при кипении в капиллярных трубках в условиях естественной или вынужденной циркуляции. Когда процесс автомоделен относительно линейных размеров системы, происходит вырождение числа Bo′ и его влияние не проявляется. Соответственно Bo′ выпадает из совокупности аргументов обобщенного уравнения.

Число Bo′ можно рассматривать также как меру отношения силы поверхностного натяжения к подъемной силе. Оно отражает влияние этих воздействий, когда сила поверхностного натяжения оказывается соизмеримой с подъемной силой (например, в условиях барботажа пара через жидкость в ослабленном гравитационном поле).

Число $\frac{pl_*}{\sigma}=\frac{p}{\sigma}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}=K_p$ представляет собой комбинацию трех обобщенных переменных, одна из которых является безразмерным перепадом давления на границе раздела фаз $\Delta p/(\sigma/d)$, вторая — относительной величиной этого перепада — $\Delta p/p$ [36], третья — относительной величиной диаметра пузыря d/l_*:

$$\left[\frac{\Delta p}{(\sigma/d)}\right]\Big/\left(\frac{\Delta p}{p}\,\frac{d}{l_*}\right)=\frac{pl_*}{\sigma}.$$

Число $\frac{r}{c_p\Delta t}\,\frac{\rho''}{\rho'}$ — величина, обратная числу Якоба, представляющая собой произведение числа Кутателадзе $K=r/(c_p\Delta t)$ и числа ρ''/ρ'. Число К является мерой отношения теплоты испарения к теплоте перегрева жидкости.

Комплексная переменная

$$K_l=\frac{(r\rho'')^2 l_*}{c_pT_н\rho'\sigma}=\frac{(r\rho'')^2}{c_pT_н\rho'\sqrt{\sigma g(\rho'-\rho'')}}$$

впервые была получена из другой системы уравнений автором работы [84]. Эта переменная представляет собой произведение следующих комплексов:

$$K_l=\frac{\rho''}{\rho'}\,\frac{\rho''}{(\rho'-\rho'')}\,\frac{r}{c_pT_н}\,\frac{r}{g\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}}.$$

Здесь числа

$$\frac{r}{c_pT_н}=K_s \quad \text{и} \quad \frac{r}{g\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}}=K_\sigma$$

впервые были получены в работе [158]. Число K_s можно представить в виде произведения двух обобщенных переменных — числа К и относительной величины перегрева жидкости $\Delta t/T_н$:

$$K_s=\frac{r}{c_p\Delta t}\,\frac{\Delta t}{T_н}=\frac{r}{c_pT_н}.$$

Число K_σ является комбинацией трех обобщенных переменных:

$$\frac{\sigma}{d_0\rho''r},\quad \frac{d_0}{l_*},\quad \frac{\rho''}{\rho'-\rho''}.$$

Если произведение этих переменных умножить и поделить на $g\sqrt{\rho'-\rho''}$, то получим переменную, обратную числу K_σ, т. е. $1/K_\sigma$. Число $\sigma/(d_0\rho''r)$ является мерой отношения работы, затраченной на образование поверхности раздела фаз (или свободной энергии поверхностного слоя), к теплоте, необходимой для испарения жидкости в количестве, соответствующем массе пара, заключенной в объеме, ограниченном созданной поверхностью [181]. Следовательно, и число K_σ характеризует соотношение между теплотой испарения и свободной энергией поверхностного слоя.

В работе [97] показано, что в качестве масштаба отнесения для отрывного диаметра пузыря может быть принята величина $\frac{c_p \sigma T_н}{r^2 \rho''} = l_{**}$. Комбинируя число $\sigma/(d_0 r\rho'')$ с безразмерным диаметром пузыря d_0/l_{**}, приходим к числу

$$\frac{\sigma}{d_0 r \rho''} \frac{d_0}{l_*} = \mathrm{K}_s.$$

$\alpha l_*/\lambda = \mathrm{Nu}_{исп}$ — число Нуссельта испарения.

В зависимости (6.40) число Re_* можно заменить на число Пекле испарения $\mathrm{Pe}_* = \frac{q l_*}{r\rho'' a}$, так как эти числа связаны между собой соотношением $\mathrm{Pe} = \mathrm{Re} \cdot \mathrm{Pr}$. С учетом этого соотношения зависимость (6.40) для процесса теплообмена при кипении в большом объеме может быть записана в виде [87]

$$\mathrm{Nu}_{исп} = \Phi_3(\mathrm{Pr},\ \mathrm{Pe}_*,\ \mathrm{Ar}_*,\ \mathrm{K}_t,\ \mathrm{K}_p). \qquad (6.41)$$

Система уравнений (1.14)—(1.18), (6.35)—(6.38) для случая кипения в большом объеме, когда скорость жидкости и линейный размер системы не входят в условие однозначности, приводит к зависимости

$$\mathrm{Nu}_{исп} = \Phi_4(\mathrm{Ar}_*,\ \mathrm{Pr},\ \mathrm{Pe}_*,\ \mathrm{K}_\sigma,\ \mathrm{K}_s). \qquad (6.42)$$

В уравнение (6.42) параметрический критерий ρ''/ρ' не введен, так как при кипении в большом объеме (на погруженной в жидкость теплоотдающей поверхности) его влияние проявляется через подъемную силу, следовательно, отражается числом Архимеда испарения, в котором безразмерное значение подъемной силы выражено в форме $(\rho' - \rho'')/\rho''$:

$$\mathrm{Ar}_* = \frac{g l_*^3}{\nu^2} \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho''}.$$

В условиях вынужденного движения система уравнений (1.24), (6.35), (6.37) и (6.38) приводит к следующей совокупности обобщенных переменных [157]:

$$\frac{wl}{\nu},\ \frac{w^2}{gl},\ \frac{\nu}{a},\ \frac{q}{r\rho'' w},\ \frac{\Delta t}{T_н},\ \frac{r}{c_p T_н},\ \frac{r}{g l_*},$$

$$\frac{w_0''}{w_0'},\ \frac{l_*}{l},\ \frac{\rho''}{\rho'},\ \varphi,\ \frac{\Delta p}{\rho' w^2},\ \frac{\alpha l}{\lambda},\ \frac{\lambda''}{\lambda'}. \qquad (6.43)$$

Здесь число $\frac{q}{r\rho'' w} = \mathrm{K}_w$ является мерой отношения интенсивности переноса теплоты механизмом, обусловленным процессом парообразования, к интенсивности молярного переноса теплоты, дей-

ствующего в однофазных средах*; $\frac{\Delta p}{\rho w^2}=\mathrm{Eu}$ — число Эйлера, являющееся мерой отношения силы давления к силе инерции.

Применительно к процессу теплообмена при кипении в условиях вынужденного движения из совокупности (6.43) следует, что при заданном температурном напоре

$$\mathrm{Nu}=f\left(\mathrm{Re},\ \mathrm{Fr},\ \mathrm{Pr},\ \mathrm{K},\ \mathrm{K}_s,\ \mathrm{K}_\sigma,\ \frac{w_0''}{w_0'},\ \frac{l_*}{l},\ \frac{\rho''}{\rho'}\right); \qquad (6.44)$$

при заданной плотности теплового потока

$$\mathrm{Nu}=f_1\left(\mathrm{Re},\ \mathrm{Fr},\ \mathrm{Pr},\ \mathrm{K}_w,\ \mathrm{K}_s,\ \mathrm{K}_\sigma,\ \frac{w_0''}{w_0'},\ \frac{l_*}{l}\ \frac{\rho''}{\rho'}\right). \qquad (6.45)$$

Так как теплопроводность паровой фазы не влияет на процесс теплообмена при пузырьковом кипении, то отношение λ''/λ' из числа аргументов в зависимостях (6.44) и (6.45) исключено [158].

В приведенных зависимостях во все обобщенные переменные, включающие величину w, может быть подставлена любая, заданная по условию скорость: приведенная скорость каждой из фаз w_0', w_0'', скорость смеси $w_{\text{см}}=w_0'+w_0''$ или истинная скорость, например жидкой фазы w', если ее значение может быть с достаточной точностью определено из какого-либо дополнительного соотношения.

ГЛАВА 7
ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

§ 7.1. Влияние некоторых факторов на интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении

Влияние давления. На рис. 7.1 показаны типичные зависимости $\alpha=f(q)$ при кипении воды и этилового спирта, полученные в широком интервале изменения давления [14]. Эти, а также многочисленные данные других исследователей свидетельствуют о том, что с ростом давления интенсивность теплообмена в области развитого пузырькового кипения непрерывно увеличивается. Зависимость коэффициента теплоотдачи от давления в координатах, предложенных автором работы [13], представлена на рис. 7.2. Здесь по оси абсцисс отложено давление p, отнесенное к критическому

* По-видимому, работа [186] является первой публикацией, в которой соотношение между двумя рассматриваемыми эффектами было количественно определено в виде соотношения двух скоростей — скорости парообразования и скорости принудительного движения жидкости. В работе [157] критерий K_w был получен из системы уравнений, описывающей процесс теплообмена при кипении в трубах.

(в термодинамическом смысле) для данной жидкости давлению $p_{кр}$, а по оси ординат — отношение величины $(\alpha/q^{0,7})_p$ при данном текущем давлении к аналогичной величине, найденной при каком-либо промежуточном фиксированном относительном давлении $p_*/p_{кр}$. Масштабное значение величины $(\alpha/q^{0,7})_{p*}$ определено в данном случае при $p_*=0{,}03p_{кр}$. Выбор указанного значения давления p_* в качестве базового обусловлен только тем, что при этом появляется возможность обобщить опытные данные для жидкостей, критические давления которых значительно различаются между собой. Из рис. 7.2 видно, что при $p< \sim 0{,}1p_{кр}$ коэффициент теплоотдачи незначительно зависит от давления: $\alpha \sim p^{0,15-0,25}$. При $p>0{,}1p_{кр}$ влияние давления резко возрастает.

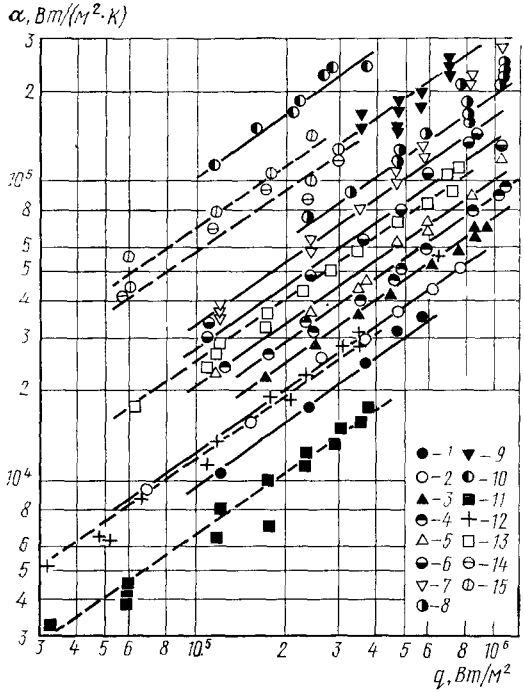


Рис. 7.1. Зависимость α от q при кипении воды (———) и этилового спирта (— — —), трубки $d=6{,}94\times0{,}4$ мм и $d=4{,}99\times0{,}5$ мм, сталь 1Х18Н9Т:

вода. *1* — $p=0{,}101$ МПа; *2* — $p=0{,}45$ МПа; *3* — $p=0{,}98$ МПа; *4* — $p=1{,}94$ МПа; *5* — $p=2{,}95$ МПа; *6* — $p=4{,}9$ МПа; *7* — $p=7{,}31$ МПа; *8* — $p=9{,}8$ МПа; *9* — $p=14{,}7$ МПа; *10* — $p=19{,}6$ МПа; **этиловый спирт:** *11* — $p=0{,}101$ МПа, *12* — $p=0{,}5$ МПа; *13* — $p=2{,}94$ МПа; *14* — $p=5{,}33$ МПа; *15* — $p=5{,}88$ МПа

Такой ход кривых $\alpha=f(p)$ можно объяснить с молекулярной точки зрения. Действительно, при увеличении давления вследствие повышения температуры насыщения и удельного объема жидкости возрастает кинетическая энергия молекул и, наоборот, ослабевают силы сцепления между ними, т. е. работа выхода, а следовательно, и энергия поверхностного слоя становится меньше. Подтверждением этому служит отрицательный знак производной $d\sigma/dT$ (для подавляющего большинства жидкостей $d\sigma/dT<0$). Таким образом, с ростом давления облегчаются условия зарождения и роста паровых пузырей: уменьшается критический радиус зародышей паровой фазы и соответственно растет число действующих центров парообразования.

Из рис. 7.1 видно, что при всех давлениях во всем исследованном диапазоне изменения плотности теплового потока сохраняется характерная для области развитого пузырькового кипения зависимость α от q [корреляция (6.1)]. Однако если кипение жидкости

осуществляется на полированных поверхностях нагрева при достаточно низких давлениях (для воды, например, при $p<0{,}5\cdot10^5$ Па), то кривая кипения заметно деформируется. С понижением давления и повышением класса чистоты обработки поверхность все более обедняется центрами парообразования и начало кипения смещается в сторону более высоких значений плотности теплового по-

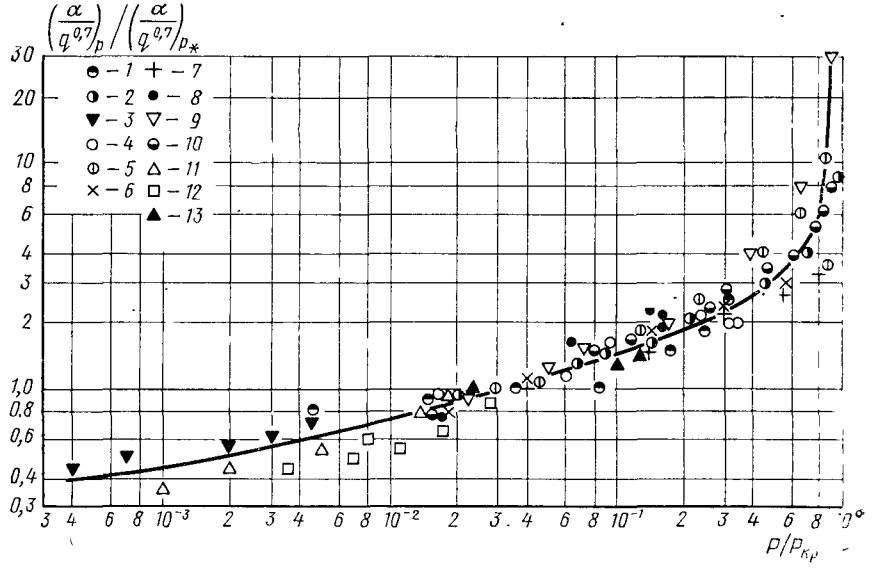


Рис. 7.2. Влияние давления на коэффициент теплоотдачи при кипении [13]:

1 — вода (p=0,101÷7,14 МПа); *2* — вода (p=0,101÷19,6 МПа); *3* — вода (p=0,0088÷0,1065 МПа); *4* — вода (p=0,101÷7,25 МПа); *5* — н-пентан (p=0,101÷2,86 МПа); *6* — 80% гептан (p=0,045÷1,49 МПа); *7* — н-пентан (p=0,045÷2,16 МПа); *8* — этиловый спирт (p=0,101÷0,79 МПа); *9* — бензол (p=0,101÷4,43 МПа); *10* — этиловый спирт (p=0,101÷5,87 МПа); *11* — метиловый спирт (p=0,078÷0,139 МПа); *12* — бутиловый спирт (p=0,0166÷0,138 МПа); *13* — фреон-12 (p=0,101÷0,486 МПа)

тока. Следовательно, на кривой кипения расширяется область конвективного теплообмена в однофазной среде и сокращается интервал изменения q области развитого пузырькового кипения. Переходная зона, в которой действуют оба механизма переноса теплоты, смещается в сторону более высоких значений q.

На рис. 7.3 приведены экспериментальные данные, полученные при кипении воды на полированной латунной трубке при низких давлениях [187]. Из рисунка видно, что на кривой кипения при давлениях $p<0{,}5\cdot10^5$ Па наблюдается характерный излом. Правее точки излома располагается область развитого кипения с обычной для нее зависимостью α от q. Слева от точки излома лежит переходная зона, в которой устанавливается почти прямая пропорциональность между коэффициентом теплоотдачи и плотностью теплового потока: $\alpha=Cq^{0,95}$. Аналогичные результаты получены в работе [218].

Более значительная (по сравнению с областью развитого кипе-

ния) зависимость α от q в переходной зоне при кипении в условиях пониженных давлений на полированных поверхностях объясняется следующими причинами:

1. В переходной зоне тепловой поток от стенки к жидкости передается как относительно малоэффективным механизмом — естественной конвекцией в однофазной среде, так и более мощным механизмам переноса непосредственно в форме теплоты испарения. При кипении на полированной поверхности в условиях вакуума, когда поверхность обеднена зародышами паровой фазы, каждый вновь появившийся активный центр парообразования вносит больший вклад в процесс теплообмена, чем это имеет место при развитом кипении [187]. При понижении давления уменьшается частота отрыва и значительно увеличивается размер пузыря при отрыве. Например, при кипении воды под давлением $0{,}1 \cdot 10^5$ Па отрывной диаметр достигает нескольких десятков миллиметров. В первую половину периода роста пузырь имеет явно выраженную полусферическую форму. Такой крупный пузырь, опирающийся своим основанием на тончайшую жидкую пленку, создает весьма благоприятные условия для испарения в него жидкости.

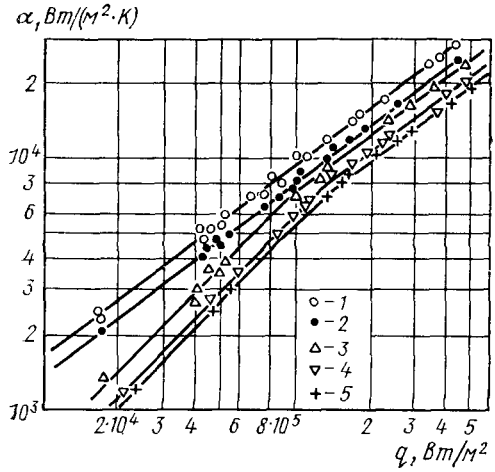


Рис. 7.3. Зависимость α от q при кипении воды на полированной латунной трубке в условиях пониженных давлений:

1 — $p = 1{,}0 \cdot 10^5$ Па; *2* — $p = 0{,}48 \cdot 10^5$ Па; *3* — $p = 0{,}296 \cdot 10^5$ Па; *4* — $p = 0{,}204 \cdot 10^5$ Па; *5* — $p = 0{,}11 \cdot 10^5$ Па

2. При низких давлениях с ростом теплового потока резко сокращается период времени от момента отрыва пузыря до момента зарождения нового [218].

Таким образом, при возрастании плотности теплового потока коэффициент теплоотдачи в переходной зоне увеличивается не только за счет появления новых центров парообразования, но и вследствие интенсификации переноса теплоты у каждого центра. Аналогичная ситуация складывается в однофазном потоке: в переходной области от ламинарного течения к турбулентному зависимость числа Nu от числа Re оказывается более значительной, чем при развитом турбулентном течении. Причина, по существу, та же — слабый механизм переноса, действующий в ламинарном потоке, с ростом числа Рейнольдса вытесняется более сильным механизмом турбулентного обмена.

С увеличением шероховатости поверхности нагрева начало развитого кипения смещается в сторону более низких значений плотности теплового потока. Однако объем полученного к настоящему времени опытного материала не дает еще возможности определить в обобщенной форме границы переходной области и построить зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи в этой области.

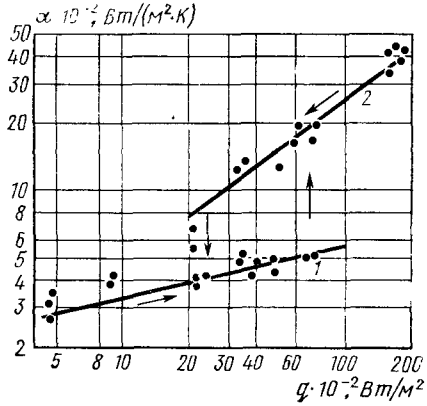


Рис. 7.4. Зависимость α от q при кипении фреона-22 ($t_н = 19 \div 24$°С):
1 — конвекция в однофазной среде; *2* — развитое пузырьковое кипение

Явление гистерезиса. При построении зависимости $\alpha = f(q)$ в условиях повышения плотности теплового потока появление первых паровых пузырей и переход к развитому кипению происходят при более высокой плотности теплового потока $q_{нк}$ по сравнению с ее значением, отвечающим прекращению процесса кипения $q_{пк}$ при проведении опыта в обратном направлении. В связи с этим в интервале значений q между $q_{пк}$ и $q_{нк}$ коэффициенты теплоотдачи в первом случае (опыт с повышением q) оказываются меньше, чем во втором. Это объясняется тем, что при переходе от низких к более высоким плотностям теплового потока не все центры парообразования соответствующего радиуса кривизны (при данном перегреве жидкости) оказываются активными. Часть из них еще заполнена жидкостью и не может генерировать паровую фазу. При переходе от высоких значений q к более низким практически все центры, соответствующие данному температурному напору, являются активными. Рассмотренное явление получило название *гистерезиса по тепловому потоку.* На рис. 7.4 и 7.5 представлены опытные данные, полученные при кипении фреона-22 на никелевой трубке [39] и при кипении неона на платиновой проволоке *. В последнем случае опытные данные представлены в виде зависимости плотности теплового потока от температурного напора $\Delta t = t_{ст} - t_н$. Из риснунков видно, что коэффициенты теплоотдачи на нижней ветке петли гистерезиса могут быть в два (и более) раза ниже, чем на верхней. Это всегда следует учитывать при обобщении опытных данных, полученных в переходной области.

Влияние уровня гравитации. В современной технике возникает необходимость расчета интенсивности теплообмена при

---

* Опытные данные *J. M. Astruc, P. Perroud, A. Lacaze, L. Weil;* рисунок заимствован из книги [32].

кипении в условиях пониженного уровня гравитации или, наоборот, при значительных перегрузках.

Применение испарительного охлаждения в быстро вращающихся элементах машин, а также перспективы использования парогенераторов в космосе привлекли внимание ученых к исследова-

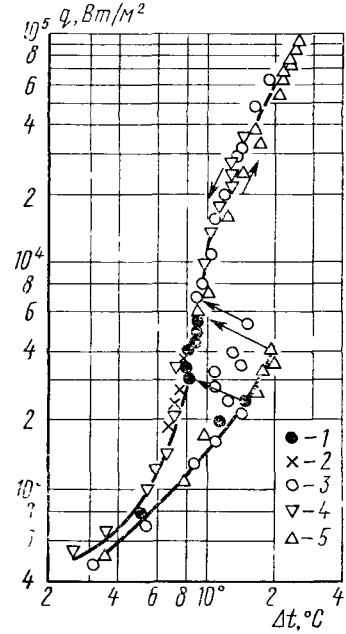


Рис. 7.5. Зависимость q от Δt при кипении неона на платиновой проволоке ($p=4{,}08\times\times10^5$ Па):

1 — первое увеличение q, *2* — первое уменьшение q; *3* — второе увеличение q, *4* — второе уменьшение q, *5* — третье увеличение q

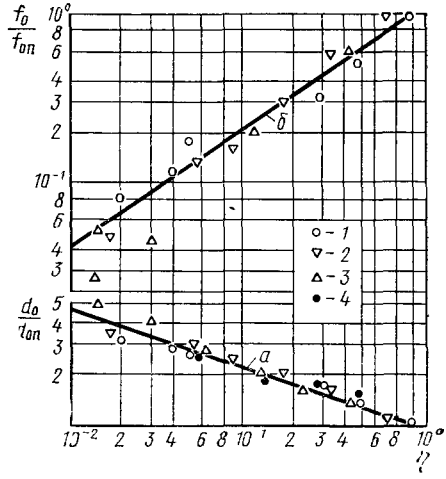


Рис. 7.6. Зависимость отрывного диаметра пузыря (*а*) и частоты отрыва (*б*) от уровня гравитации [77]:

1 — кислород в магнитном поле; *2* — эфир в плоских контейнерах, *3*, *4* — вода (падающая платформа) (данные Р Зигеля и С Усыскина с Р Зигелем соответственно)

ниям процесса теплообмена при кипении как в условиях ослабленного гравитационного поля, так и при перегрузках. Повышенный уровень гравитации (перегрузка) в опытах имитируется полем центробежных сил при размещении экспериментальных установок на центрифугах. В этом случае давление по высоте слоя жидкости от поверхности раздела фаз к обогреваемому днищу вращающегося сосуда увеличивается, вследствие чего растет локальное значение температуры насыщения. При достаточно больших перегрузках температура жидкости на любом расстоянии от теплоотдающей поверхности по направлению действия центробежной силы может оказаться ниже соответствующей температуры насыщения. В этом случае жидкость по всему объему не кипит и тепловой поток отводится от стенки естественной конвекцией, действующей в

однофазных средах. Увеличение плотности теплового потока при постоянном уровне перегрузки приводит сначала к закипанию жидкости в слоях, расположенных у поверхности раздела фаз, а затем кипение распространяется в глубь рабочего сосуда. При некотором значении плотности теплового потока температура жидкости у теплоотдающей поверхности достигает температуры насыщения, соответствующей установившемуся здесь давлению. В этом случае кипение наблюдается по всему объему жидкости. Повышение перегрузки при постоянном значении q вытесняет область кипения из глубинных слоев к зеркалу жидкости. Очевидно, что при обработке результатов таких экспериментов возникают существенные трудности, например при выборе определяющей температуры жидкости, по которой следует рассчитывать коэффициент теплоотдачи и вести обобщение опытных данных.

Несмотря на экспериментальные и методические трудности, накопленные к настоящему времени, опытные данные позволяют сделать определенные выводы о влиянии массовых сил на локальные характеристики процесса парообразования и на интенсивность теплообмена при кипении.

Влияние уровня гравитации на отрывной диаметр парового пузыря и частоту отрыва, по существу, уже рассмотрено в предыдущей главе (см. § 6.4). Из формул (6.18), (6.23), (6.26) и (6.27) следует, что $d_0 \sim g^{1/3}$, а $f_0 \sim g^{2/3}$. Эксперименты подтверждают эти соотношения (рис. 7.6). Здесь по оси абсцисс отложено относительное ускорение свободного падения $\eta = g/g_0$ (где g — абсолютное значение ускорения в условиях эксперимента; g_0 — ускорение свободного падения на Земле); в ослабленном гравитационном поле $\eta < 1$. При перегрузках, когда $g > g_0$, $\eta > 1$. По оси ординат отложены относительные значения отрывного диаметра пузыря $d_0/d_{0п}$ ($а$) и частоты отрыва $f_0/f_{0п}$ ($б$). В качестве масштабов отнесения для d_0 и f_0 служат величины $d_{0п}$ и $f_{0п}$, полученные при ускорении g_0. Ю. А. Кириченко и его сотрудники [77] пониженный уровень гравитации создавали воздействием магнитного поля на исследуемый объем жидкости, помещенный между полюсами магнита, или разложением силы тяжести на составляющие при проведении опытов в узких щелевых контейнерах, наклоненных под разными углами к горизонту. В опытах Р. Зигеля, а также С. Усыскина с Р. Зигелем контейнер с кипящей жидкостью размещался на падающей платформе.

Рассмотрим влияние массовых сил на интенсивность теплообмена при кипении. С ростом перегрузки усиливается интенсивность переноса теплоты конвекцией, поэтому минимальное значение плотности теплового потока $q_{мин}$, при котором устанавливается развитое пузырьковое кипение, увеличивается. При $q < q_{мин}$ влияние механизма переноса, обусловленного процессом парообразования, с уменьшением плотности теплового потока ослабевает

В условиях развитого кипения интенсивность теплообмена практически не зависит от перегрузки и при прочих равных усло-

виях определяется плотностью теплового потока. По опытным данным [212], при $q=26\,000$ Вт/м² влияние перегрузки на коэффициент теплоотдачи кипящему фреону-12 (давление у поверхности раздела фаз $p=0{,}75\div0{,}95$ МПа) проявляется только при $\eta>200$. При $q=160\,000$ Вт/м² перегрузка начинает влиять на α только при $\eta>800$. По опытным данным [228], заметное увеличение коэффициента теплоотдачи при кипении гелия наблюдалось только при перегрузках $\eta>100$.

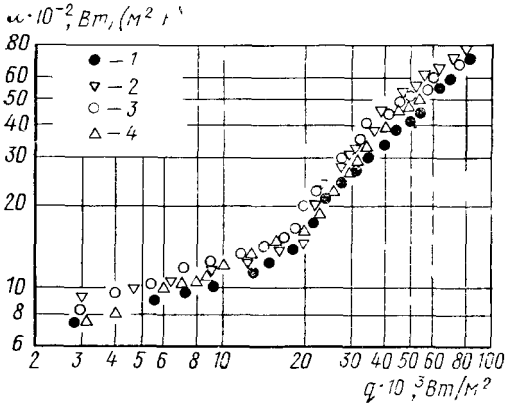


Рис. 77. Кривые кипения кислорода при различных значениях η:

1 — $\eta=1{,}0$, *2* — $\eta=0{,}3$, *3* — $\eta=0{,}1$, *4* — $\eta=0{,}05$

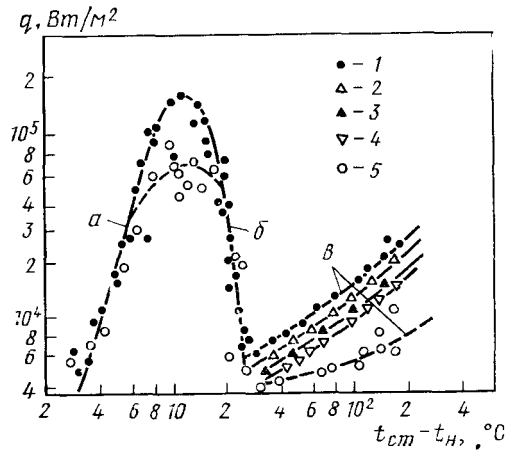


Рис. 7.8. Зависимость q от Δt при пузырьковом кипении азота [$\eta=1{,}0$ и $\eta=0$ (свободное падение)]. Пленочное кипение азота при $0<\eta<1{,}0$:

а — пузырьковое кипение, *б* — переходная область, *в* — пленочное кипение, *1* — $\eta=1{,}0$, *2* — $\eta=0{,}6$, *3* — $\eta=0{,}33$, *4* — $\eta=0{,}2$, *5* — $0{,}01<\eta<0{,}03$

При кипении жидкостей в условиях ослабленного гравитационного поля в интервале значений η от 0,04 до 1,0 интенсивность теплообмена также не зависит от уровня гравитации (рис. 7.7) [65]. Аналогичные результаты получены при кипении азота (рис. 7.8) в опытах Х. Мерта и Д. Кларка [32], экспериментальная установка которых помещалась на падающей с высоты 10 м платформе. Из рис. 7.8 видно, что при развитом кипении (кривая *а*) и в переходной области от развитого кипения к пленочному (кривая *б*) интенсивность теплообмена не зависит от уровня гравитации. Массовые силы влияют только на значение критической плотности теплового потока $q_{кр1}$ и на интенсивность теплообмена при пленочном кипении (кривые *в*). В условиях полной невесомости длительное пузырьковое кипение возможно только в том случае, если каким-либо искусственным способом будет организован отвод паровых пузырей от теплоотдающей поверхности.

Итак, при пузырьковом кипении в большом объеме снижение уровня гравитационного поля на два порядка по сравнению с земным или повышение перегрузки на два порядка не влияет на интенсивность теплообмена.

Влияние ориентации теплоотдающей поверхности. Коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении практически не зависит от ориентации теплоотдающей поверхности. Исключение составляют горизонтальные плиты, обращенные теплоотдающей поверхностью вниз. В этом случае эвакуация паровых пузырей от поверхности затруднена и поэтому интенсивность теплообмена оказывается ниже, чем от плиты, обращенной теплоотдающей поверхностью вверх.

Если теплоотдающая поверхность выполнена в виде вертикального пучка труб или одиночной трубы достаточно большой высоты, то в верхней ее части скорость поднимающегося вверх пара может оказаться настолько большой, что повлияет (в сторону повышения) на коэффициент теплотдачи. То же самое относится к горизонтальным пучкам труб: на верхних трубах горизонтального пучка коэффициент теплоотдачи может быть выше, чем на нижних. Влияние скорости паровой фазы особенно сильно проявляется при малых плотностях теплового потока, так как в этом случае значительная доля теплоты выносится из пристенной области конвекцией.

Влияние уровня жидкости. При пузырьковом кипении влияние уровня практически не сказывается на интенсивности теплообмена до тех пор, пока слой жидкости над теплоотдающей поверхностью не превращается в пленку, толщина которой соизмерима с отрывным диаметром пузыря. По мере уменьшения толщины пленки $\delta_{пл}$ коэффициент теплоотдачи увеличивается.

Опыты *В. И. Толубинского* [199] показали, что при кипении воды под атмосферным давлением возрастание коэффициента теплоотдачи с уменьшением уровня наблюдалось только при плотностях теплового потока менее 100 кВт/м². При $q>100$ кВт/м² рост α не наблюдается вплоть до толщин разрыва пленки термокапиллярными силами. Результаты этих опытов представлены на рис. 7.9, *а*. Здесь по оси ординат отложено отношение коэффициента теплоотдачи при кипении в пленке к коэффициенту теплоотдачи в большом объеме $\alpha_{б\,о}$, т. е. при достаточно большом уровне жидкости. На рис. 7.9, *б* показано влияние уровня h на α при кипении воды по опытным данным *Якоба* и *Линке* [199].

До настоящего времени нет единой точки зрения на причину возрастания коэффициента теплоотдачи при уменьшении толщины пленки. Отсутствуют также обобщенные зависимости для расчета коэффициента теплоотдачи в тонких пленках в условиях, когда нет принудительного движения жидкости. В работе [32] авторы рекомендуют формулы для расчета интенсивности теплообмена при кипении криогенных жидкостей в тонких пленках. Однако каждая из трех рекомендованных формул обобщает опытные данные, относящиеся только к данной группе жидкостей: *1* — для расчета α при кипении азота, кислорода, аргона; *2* — для расчета α при кипении

водорода и неона; *3* — при кипении гелия. Следует отметить, что все рекомендованные в работе [32] формулы сопоставлены с опытными данными, полученными только при давлении $1{,}0 \cdot 10^5$ Па.

Влияние шероховатости теплоотдающей поверхности. В процессе кипения паровые пузыри, возникновение которых способствует интенсификации теплообмена, всегда за-

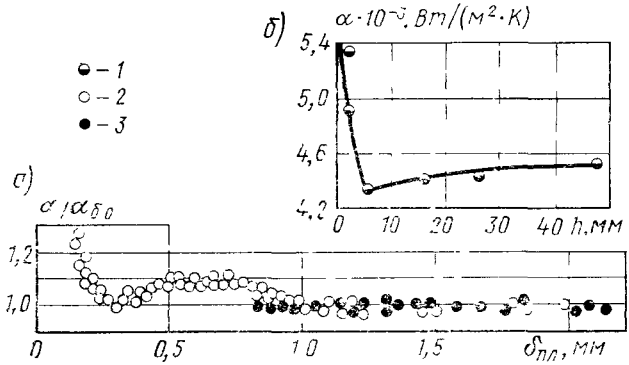


Рис. 7.9. Зависимость коэффициента теплоотдачи от толщины пленки $\delta_{пл}$ (*а*) и от высоты уровня жидкости h (*б*) при кипении воды на горизонтальной плоской поверхности ($p = 1{,}0 \cdot 10^5$ Па)

1 — q=42 кВт/м² (данные М. Якоба); *2* — q=26 кВт/м², *3* — q=610 кВт/м² [199]

рождаются на теплоотдающей поверхности, поэтому состояние последней (чистота, шероховатость), а также ее физико-химические и теплофизические свойства при определенных условиях могут оказывать заметное влияние на интенсивность теплообмена. При прочих равных условиях число действующих центров парообразования зависит от формы и размеров микровпадин, т. е. от микрогеометрии (шероховатости) теплоотдающей поверхности. С повышением класса чистоты обработки поверхности уменьшаются размеры микровпадин, поэтому при прочих равных условиях число активных зародышей паровой фазы и соответственно коэффициент теплоотдачи на гладкой поверхности оказываются меньше, чем на шероховатой.

На рис. 7.10 представлены экспериментальные данные, полученные при кипении фреона-113 на поверхности с различной шероховатостью [40]. Чистота обработки поверхности характеризуется здесь высотой неровностей R_z. По результатам измерений авторов [40] для полированных поверхностей $R_z = 0{,}3 \div 0{,}45$ мкм. Для труб и проката промышленного изготовления, не подвергавшихся специальной обработке, $R_z = 1{,}9 \div 3{,}8$ мкм. Поверхности с более высоким значением R_z получены в результате специальной обработки. Опыты проводились на трубах из нержавеющей стали и меди. Оба

материала при одной и той же степени шероховатости дали практически одинаковые значения α. Данные авторов [40] и данные других исследователей говорят о том, что влияние шероховатости на интенсивность теплообмена при кипении проявляется в большей степени при малых плотностях теплового потока. С ростом q влияние шероховатости вырождается. Предельное значение q, выше которого не наблюдается влияние микрогеометрии, зависит от свойств жидкости и теплоотдающей поверхности.

При заданном значении q интенсификация теплообмена за счет увеличения шероховатости возможна только до определенного предела. Так, при кипении фреона-113 (рис. 7.10) увеличение высоты выступов шероховатости R_z от 18,7 до 58 мкм не приводит к росту коэффициента теплоотдачи. По данным работы [32], при кипении криогенных жидкостей максимальная теплоотдача наблюдается при $R_z = 5 \div 10$ мкм.

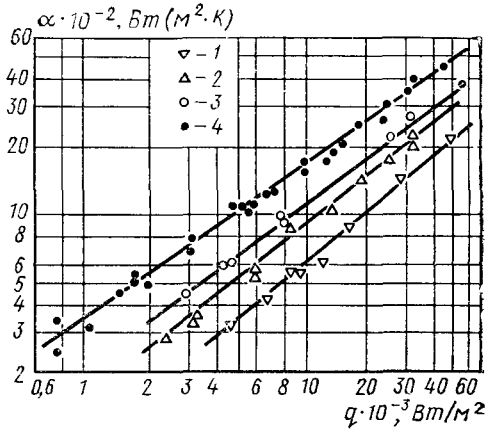


Рис. 7.10. Зависимость α от q при кипении фреона-113 на поверхностях нагрева разной шероховатости ($p = 1{,}0 \cdot 10^5$ Па):

1 — $R_z = 0{,}3-0{,}45$ мкм, *2* — $R_z = 1{,}9$ мкм, *3* — $R_z = 6{,}3$ мкм; *4* — $R_z = 18{,}7-58$ мкм

Автор работы [199] при объяснении существования предельного значения R_z, выше которого дальнейшее увеличение шероховатости не приводит к росту коэффициента теплоотдачи, исходит из общепризнанного факта, что центрами парообразования могут быть только несмачиваемые микротрещины, т. е. микротрещины, заполненные газом или паром данной жидкости. При непрерывном увеличении шероховатости на поверхности нагрева появляются такие «большие» микровпадины, которые легко заполняются жидкостью и теряют способность генерировать паровую фазу. С этого момента дальнейший рост числа действующих центров парообразования с увеличением шероховатости прекращается и соответственно стабилизируется теплоотдача.

По нашему мнению, автомодельность процесса теплообмена при кипении относительно величины R_z связана не только с появлением на теплоотдающей поверхности смачиваемых микровпадин. Дело в том, что паровые пузыри, появляющиеся на достаточно крупных, но еще способных генерировать паровую фазу микротрещинах, перекрывают собой соседние более мелкие активные зародыши. Таким образом, появление с увеличением шероховатости новых центров может компенсироваться захлопыванием более мелких зародышей, которые были активными при меньшей шероховатости.

Вырождение влияния шероховатости с ростом плотности теплового потока объясняется уменьшением относительного значения числа дополнительных активных центров Δz, появившихся при переходе от менее шероховатой поверхности с микрогеометрией, характеризующейся величиной R_{z0}, к более шероховатой с каким-то значением R_z. Если при плотности теплового потока q число активных зародышей паровой фазы на более гладкой поверхности z_0, то при том же значении q на шероховатой поверхности их будет $z=z_0+\Delta z$. Относительное значение $\Delta\tilde{z}=\Delta z/(z_0+\Delta z)$. Так как с ростом плотности теплового потока число зародышей z_0 увеличивается, то при большем q относительное значение $\Delta\tilde{z}=\Delta z/(z_0+\Delta z)$ будет уменьшаться. Предельная плотность теплового потока, выше которой влияние шероховатости не должно сказываться на интенсивность теплообмена, определяется условием $\Delta z \ll z_0$.

При кипении жидкости на вновь обработанной поверхности или на технической поверхности, не бывшей в употреблении, в начале процесса обычно устанавливаются более высокие значения коэффициента теплоотдачи, чем при истечении некоторого периода времени работы. Постепенное снижение интенсивности теплообмена говорит о том, что с течением времени часть центров парообразования теряет способность генерировать паровую фазу. Стабильные значения коэффициента теплоотдачи наблюдаются только после длительного кипячения. Иногда этот период исчисляется десятками и даже сотнями часов.

При кипении жидкостей на поверхности нагрева часто образуется пленка оксидов, структура которой способствует возникновению новых центров парообразования и, следовательно, повышению коэффициента теплоотдачи. Однако дополнительное термическое сопротивление самой пленки оказывает обратное влияние на интенсивность процесса теплообмена и чаще всего приводит к уменьшению коэффициента теплопередачи от горячего теплоносителя к кипящей жидкости.

Влияние физико-химических и теплофизических свойств теплоотдающей поверхности. При зарождении паровых пузырьков затрачивается энергия на совершение работы против сил адгезии (работа, обусловленная образованием на твердой стенке поверхности раздела между фазами, зависящая от физико-химических свойств поверхности и свойств кипящей жидкости). Поэтому при прочих равных условиях интенсивность теплоотдачи к жидкости, кипящей на поверхностях нагрева, выполненных из разных материалов, может быть различной. Однако для таких поверхностей, как нержавеющая сталь, латунь, хромированная медь, интенсивность теплообмена оказывается практически одинаковой [15, 88].

К настоящему времени опубликовано достаточно большое число работ, посвященных исследованию влияния теплофизических свойств и размеров теплоотдающей поверхности (толщины стенки) на интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении. Наиболее полное решение многих вопросов этой весьма сложной проблемы можно найти в работе [32]. Необходимо, однако, отметить,

что рекомендованные авторами [32] полуэмпирические зависимости для учета влияния рассматриваемых факторов на теплоотдачу при кипении криогенных жидкостей проверены по опытным данным, полученным только при атмосферном давлении.

Влияние теплофизических свойств и размеров теплоотдающей поверхности связывают с пульсациями ее температуры в процессе кипения. В период роста пузыря температура элемента поверхности, находящегося под пузырем, понижается вследствие интенсивного отвода теплоты испаряющейся жидкой пленкой. Под действием разности термических потенциалов к центру парообразования от прилегающей к нему массы материала подводится теплопроводностью дополнительный тепловой поток, который препятствует понижению температуры стенки под растущим пузырем и тем самым способствует поддержанию условий, необходимых для интенсивного испарения микропленки Плотность локального теплового потока, отводимого пленкой в форме теплоты испарения, значительно превышает среднюю по поверхности плотность теплового потока, и тем более она выше плотности теплового потока, отводимого конвекцией от части поверхности, не занятой паровыми пузырями Назовем эту часть поверхности *конвективной*. Вследствие оттока теплоты к центрам парообразования температура конвективной части поверхности также понижается, и если бы от последней тепловой поток передавался жидкости в условиях естественной конвекции, то с понижением температуры стенки коэффициент теплоотдачи здесь уменьшался бы В условиях сильной турбулизации пристенной области паровыми пузырями понижение температуры конвективной части поверхности приводит лишь к уменьшению передаваемого от нее жидкости теплового потока Если материал теплоотдающей поверхности обладает высокой теплопроводностью, то это облегчает приток теплоты к центрам парообразования, в результате чего поддерживается высокая интенсивность теплообмена. В противном случае при прочих равных условиях коэффициент теплоотдачи меньше. Основываясь на теории нестационарной теплопроводности, Якоб [224] пришел к выводу, что интенсивность теплообмена при кипении пропорциональна величине $\sqrt{\lambda c\rho}$ для теплоотдающей поверхности, называемой *коэффициентом теплоусвоения*

Очевидно, что изложенные здесь соображения относятся к кипению в режиме одиночных пузырей, т е. к кипению при умеренных плотностях теплового потока. С ростом значения q число действующих на единице площади поверхности центров парообразования увеличивается и соответственно уменьшается разница между плотностями локального и среднего тепловых потоков.

Влияние толщины греющей стенки связывается с глубиной проникновения пульсаций температуры теплоотдающей поверхности. Если средняя по поверхности и во времени глубина проникновения пульсаций температуры $h_{ср}$ меньше толщины теплоотдающей поверхности δ, то такую поверхность авторы работы [32] относят к разряду толстостенных. Эта поверхность способна подводить к центрам парообразования дополнительное количество теплоты теплопроводностью в период роста парового пузыря, и тем самым она обеспечивает максимально возможную в данных условиях интенсивность теплообмена. В случае когда $h_{ср} > \delta$, теплообменная поверхность относится к разряду тонкостенных; она не обеспечивает максимальной теплоотдачи

Изложенная выше разработанная авторами [32] физическая модель, призванная объяснить влияние теплофизических свойств и толщины греющей стенки на теплоотдачу при кипении, на практике реализуется только в определенных условиях и в основном при кипении криогенных жидкостей Как известно, криогенные жидкости отличаются от обычных жидкостей чрезвычайно высокой способностью смачивать твердые тела (для них краевой угол $\theta \to 0$). Обладая почти абсолютной смачиваемостью, они легко заполняют микровпадины даже очень малых размеров, в результате чего такие впадины теряют способность генерировать паровую фазу и поверхность обедняется активными центрами парообразования Под влиянием этого фактора в переходной области от естественной конвекции в однофазной среде к развитому пузырьковому кипению зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока становится более значительной (показатель степени n в уравнении $\alpha \sim q^n$ достигает значений 0,8—0,9) Для обычных жидкостей почти прямая пропорциональность между α и q в переходной области, как уже отмечалось, наблюдается только при ки-

пении на полированных поверхностях нагрева при давлениях, существенно меньших атмосферного.

Рядом исследователей установлено, что при кипении криогенных жидкостей на теплоотдающей поверхности из меди коэффициенты теплоотдачи оказываются выше, чем на поверхностях из нержавеющей стали. Некоторые исследователи объясняют это влиянием теплофизических свойств поверхности нагрева. Однако это можно объяснить и тем, что медь и нержавеющая сталь могут по-разному реагировать на механическую обработку поверхности. При одной и той же высоте выступов шероховатости форма впадин на медной и стальной поверхностях может быть разной. Авторы работы [220] обнаружили, например, что при кипении гелия на притертой медной поверхности первые паровые пузыри появлялись при более низких температурных напорах, чем на шлифованной. Они объяснили это разной микрогеометрией шлифованной и притертой поверхностей из меди. При шлифовке медной поверхности на ней образуются открытые микровпадины, а на притертой — впадины преимущественно закрытого типа, которые труднее заполняются жидкостью и обладают большей способностью к генерации пара.

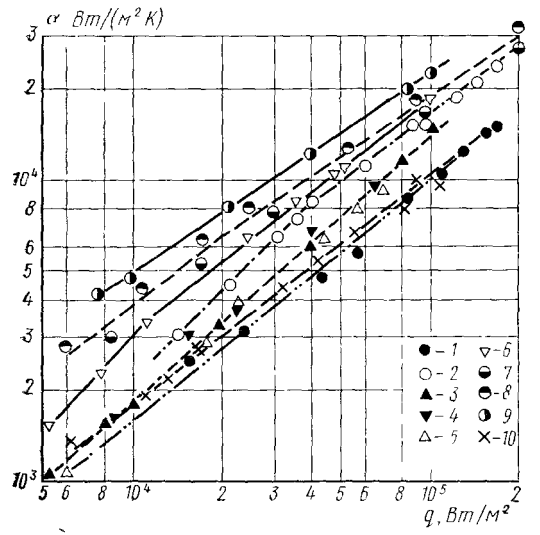


Рис. 7.11. Зависимость α от q при кипении азота и кислорода:

1 **— азот,** $p=1{,}0\cdot10^5$ Па, торец диска $d=25{,}4$ мм, никель; *2* — то же, медь (данные П. Марто, Д. Маулсона, М. Мейнарда [32]); *3*, *4*, *5* — азот, $p=1{,}0\cdot10^5$ Па, трубки из нержавеющей стали 1Х18Н9Т, $d=2{,}65\times0{,}25$ мм, $d=5{,}8\times0{,}4$ мм; $d=8{,}0\times0{,}3$ соответственно, *6* — азот, $p=1{,}0\cdot10^5$ Па, трубка $d=2{,}8\times0{,}2$ мм, мельхиор; *7*, *8* — кислород, $p=6{,}0\ 10^5$ Па, трубки из стали 1Х18Н9Т, $d=5{,}8\times0{,}4$ мм и $d=8{,}0\times0{,}3$ мм; *9* — кислород, $p=6{,}0\cdot10^5$ Па, трубка $d=2{,}8\times0{,}2$ мм, мельхиор [210]; *10* — азот, $p=1{,}0\times10^5$ Па, трубка $d=18\times3{,}5$ мм, нержавеющая сталь (данные А. В. Клименко [32])

На рис. 7.11 приведены опытные данные *П. Марто* и др., полученные при кипении азота на зеркально полированных торцах стержней, изготовленных из меди и никеля. Здесь же приведены данные *А. В. Клименко* и *В. В. Цыбульского*, полученные при кипении азота и кислорода на полированных трубках, изготовленных из мельхиора и стали 1Х18Н9Т. На этом рисунке пунктирными линиями обозначены зависимости, полученные на поверхностях из нержавеющей стали, штрихпунктирной — на медной поверхности, сплошными линиями — на трубках из мельхиора и пунктирными с двумя точками — на никелевой поверхности. Из рисунка видно, что при кипении азота под давлением 0,1 МПа на поверхности из никеля коэффициенты теплоотдачи примерно на 60% ниже, чем при кипении на медной поверхности. Те же соотношения между коэффициентами теплоотдачи получены автором работы [210] для азота, кипящего при том же давлении 0,1 МПа на трубках из мельхиора и стали 1Х18Н9Т. Однако с ростом давления разница между коэффициентами теплоотдачи при кипении азота на поверхностях из стали и цветных металлов (медь, мельхиор) уменьшается [32, 210]. Аналогичные результаты получены и для кислорода. Как видно из рис. 7.11, при кипении кислорода под давлением 0,6 МПа значения α на мельхиоровой трубке диаметром $d=2{,}8\times0{,}2$ мм всего лишь на 10% выше, чем на трубке из стали 1Х18Н9Т диаметром $d=5{,}8\times0{,}4$ мм. Эта разница

находится в пределах точности опытов. При этом давлении разброс опытных точек на трубках из нержавеющей стали разного диаметра оказался даже больше, чем разница в значениях α для трубок, выполненных из разного материала. На основании своих опытов автор работы [210] пришел к выводу, что теплофизические свойства теплоотдающей поверхности влияют на интенсивность теплообмена при кипении азота и кислорода только при атмосферном и более низких давлениях.

Изучая теплоотдачу при кипении воды и этанола в диапазоне изменения давления от 0,1 до 0,001 МПа, авторы работы [30] установили, что влияние материала теплоотдающей поверхности проявляется только в диапазоне давле-

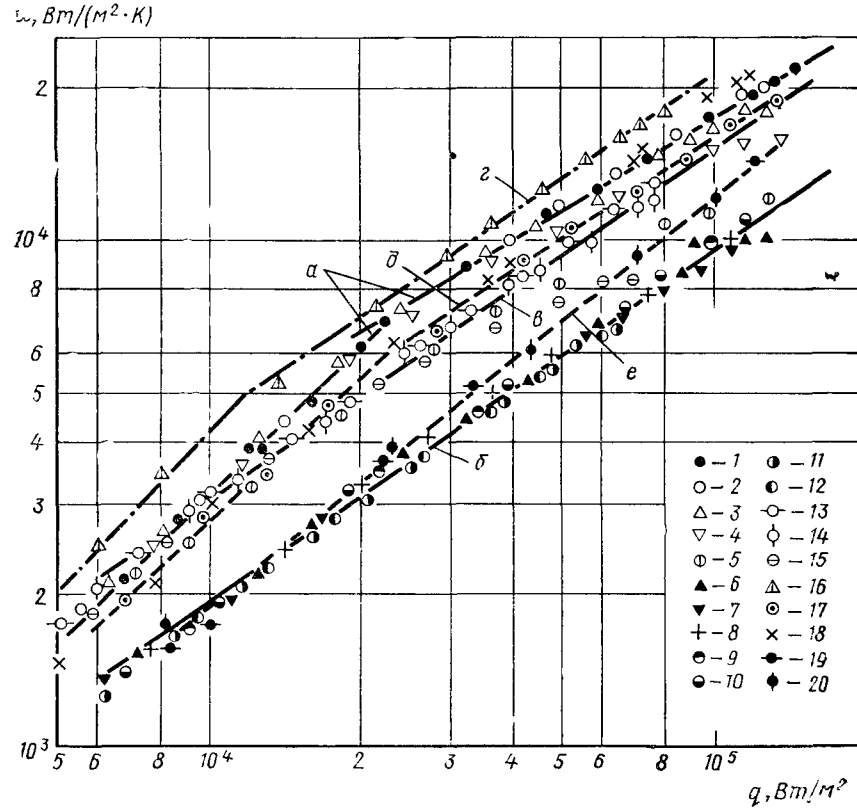


Рис. 7.12. Влияние материала и толщины поверхности нагрева на интенсивность теплообмена при кипении азота ($p=1{,}01\cdot10^5$ Па):

а — торец составного (сталь 1Х18Н9Т — медь М-3) стержня, кипение на медном торце, *1* — δ=20 мм, *2* — δ=4 мм, *3* — δ=1,8 мм, *4* — δ=0,5 мм, *5* — δ=0,2 мм (данные А. В. Клименко [32]), *б* — торец составного (медь М-3 — сталь 1Х18Н9Т) стержня, кипение на стальном торце, *6* — δ=11,1 мм, *7* — δ=3,2 мм, *8* — δ=1,0 мм, *9* — δ=0,4 мм, *10* — δ=0,2 мм (данные А. В. Клименко [32]); горизонтальная труба, сталь 1Х18Н9Т, *11* — *d*=5,8×0,4 мм, *12* — *d*=8×0,3 мм (данные В. В. Цыбульского [210]); *в* — вертикальная труба *l*=0,1 м, латунь ЛМ 62, *13* — *d*=18×3,5 мм, *14* — *d*=12,2×0,6 мм, *15* — *d*=11,6×0,3 мм (данные А. В. Клименко [32]) *г* — вертикальная труба *l*=0,1 м, медь М-1, *16* — *d*=18×3,5 мм (данные А. В. Клименко [32]), *д* — торец никелевого стержня, *17* — δ>20 мм (данные А. В. Клименко [32]) труба горизонтальная *l*=0,1 м, мельхиор МН-81, *18* — *d*=2,8×0,2 мм (данные В. В. Цыбульского [210]), *е* — торец медного стержня, покрытый сталью 1Х18Н9Т, *19*, *20* — δ=0,04 мм (данные А. В. Клименко [32])

ний от 0,1 до ~0,02 МПа. При $p=0{,}02$ МПа влияние теплофизических свойств поверхности нагрева практически не сказывается.

Таким образом, при кипении криогенных жидкостей влияние теплофизических свойств поверхности нагрева проявляется только при давлениях, близких к атмосферному. При кипении обычных жидкостей очень немногие исследователи отметили влияние этого фактора, а в большинстве случаев на таких поверхностях, как медь, латунь, мельхиор, нержавеющая сталь, устанавливаются одинаковые значения α.

Из рис. 7.11 видно также, что значения α на мельхиоровой трубке несколько выше α, полученных на медном диске, хотя коэффициент теплоусвоения $\sqrt{\lambda c\rho}$ для меди значительно больше, чем для мельхиора.

Влияние толщины стенки на интенсивность теплообмена при кипении азота ($p=0{,}1$ МПа), по опытным данным *А. В. Клименко* и *В. В. Цыбульского*, полученным на поверхностях нагрева разной толщины и различных материалов, показано на рис. 7.12. Из рисунка видно, что при кипении на торце стального стержня, покрытого слоем меди, вариации толщины покрытия δ от 20 до 0,5 мм практически во всем диапазоне изменения q не приводили к изменению α (кривая *а*). При $\delta=0{,}2$ мм коэффициенты теплоотдачи оказались ниже, чем при $\delta=20$ мм, причем разница в значениях α увеличивается с ростом плотности теплового потока. При $q=$ ~130 кВт/м² коэффициенты теплоотдачи при кипении на чистой стальной поверхности и с медным покрытием $\delta=0{,}2$ мм оказались одинаковыми. Для нержавеющей стали область автомодельности α относительно δ шире. В этом случае уменьшение δ до 0,2 мм не приводило к изменению α (кривая *б*). Расширение области автомодельности α относительно δ для нержавеющей стали по сравнению с медной авторы работы [32] объясняют тем, что глубина проникновения пульсаций температуры $h_{ср}$ в стенке из нержавеющей стали существенно меньше ее значения для меди. Значение $h_{ср}$ увеличивается с ростом температурного напора [32], поэтому тонкое покрытие при малых значениях q, соответственно при незначительных Δt, может оказаться толстостенным, а при больших — тонкостенным. В первом случае интенсивность теплообмена будут определять теплофизические свойства материала покрытия, а во втором — основного материала. Например, по опытным данным *А. В. Клименко*, при толщине покрытия торца медного стержня слоем нержавеющей стали $\delta=0{,}04$ мм коэффициент теплоотдачи α до значений $q=10^4$ Вт/м² оставался таким же, как и при кипении на чистой нержавеющей стали. При $q>10^4$ Вт/м² значения α с ростом плотности теплового потока увеличивались более значительно, чем при кипении на чистой массивной поверхности из чистой нержавеющей стали, приближаясь к значениям α, характерным для медной поверхности.

Таким образом, при расчете коэффициента теплоотдачи при кипении жидкостей, в промышленных испарителях, в которых толщина стенки труб греющей секции, как правило, больше 1,0—1,5 мм, влиянием этого параметра можно пренебречь. О влиянии толщины теплоотдающей поверхности можно говорить в том случае, когда в испарительном устройстве теплообменные поверхности имеют очень тонкие покрытия из какого-либо другого материала. Для этого случая теория, разработанная авторами [32], применительно к криогенным жидкостям имеет не только теоретическое, но и практическое значение.

§ 7.2. Интенсивность теплообмена при кипении в большом объеме. Расчетные формулы

В настоящее время опубликовано большое количество формул для определения коэффициента теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции. Большинство опубликованных формул представляют собой эмпирические обобщенные зависимости, построенные на основе теории подобия. К ним относится, например, получившая широкое признание, формула *С. С. Кутателадзе* [87]

$$\mathrm{Nu}_{\text{исп}}=7{,}0\cdot10^{-4}\,(\mathrm{Re}_*\cdot\mathrm{K}_p)^{0{,}7}\cdot\mathrm{Pr}^{0{,}35}. \qquad (7.1)$$

На рис. 7.13 сопоставлены опытные данные значений α, полученные при кипении многих жидкостей в широком диапазоне изменения режимных параметров, с расчетной зависимостью (7.1). Из рисунка видно, что зависимость (7.1) удовлетворительно согласуется с опытными данными.

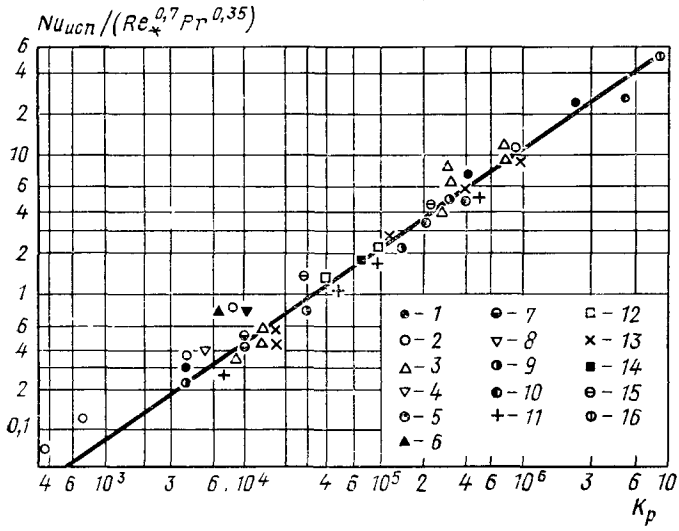


Рис. 7.13. Сопоставление опытных данных значений α при кипении в большом объеме с обобщенной зависимостью (7.1):

1 — вода, $p=0{,}098 \div 17{,}85$ МПа; *2* — вода, $p=0{,}011 \div 0{,}1$ МПа; *3* — метан, $p=0{,}102 \div 2{,}32$ МПа; *4* — четыреххлористый углерод, $p=0{,}098$ МПа, *5* — изопропиловый спирт, $p=0{,}098$ МПа; *6* — метиловый спирт, $p=0{,}098$ МПа; *7* — н-(нормальный) бутиловый спирт, $p=0{,}098$ МПа; *8* — азот, $p=0{,}098$ МПа; *9* — н-гептан, $p=0{,}0465 \div 1{,}47$ МПа; *10* — н-пропан, $p=1{,}17 \div 1{,}69$ МПа; *11* — бензол, $p=0{,}101 \div 1{,}86$ МПа; *12* — этиловый спирт, $p=0{,}101 \div 0{,}785$ МПа; *13* — н-пентан, $p=0{,}147$ и $0{,}795$ МПа; *14* — аммиак, $t_н=15$—$19°C$; *15* — этиловый спирт, $p=0{,}294 \div 3{,}36$ МПа, *16* — вода, $p=19{,}6$ МПа [181]

Формула, обобщающая данные, использованные при построении зависимости (7.1), и ряд других данных (в том числе значения α к кипящим фреонам, криогенным жидкостям, высокотемпературным органическим теплоносителям и др.), получена *Н. Г. Стюшиным* [181]. Эта формула имеет вид

$$Nu_{исп} = C\,(Pe_* \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5})^n. \qquad (7.2)$$

Сопоставление опытных данных с формулой (7.2) показано на рис. 7.14 и 7.15, из которых видно, что для большинства представленных на этих графиках жидкостей опытные данные значений α отклоняются от расчетной зависимости не более чем на $\pm 20\%$. Из графиков следует, что при значениях комплекса

$$N \equiv Pe_* \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5} \geqslant 10^7, \quad C = 3{,}2 \cdot 10^{-5}, \text{ а } n = 0{,}75.$$

При значении комплекса $N=10^7$ для поверхностей теплообмена, не подвергавшихся специальной обработке, наблюдается переход от режимов, в которых еще проявляется конвективный перенос массы и теплоты, к режимам, когда интенсивность теплообмена

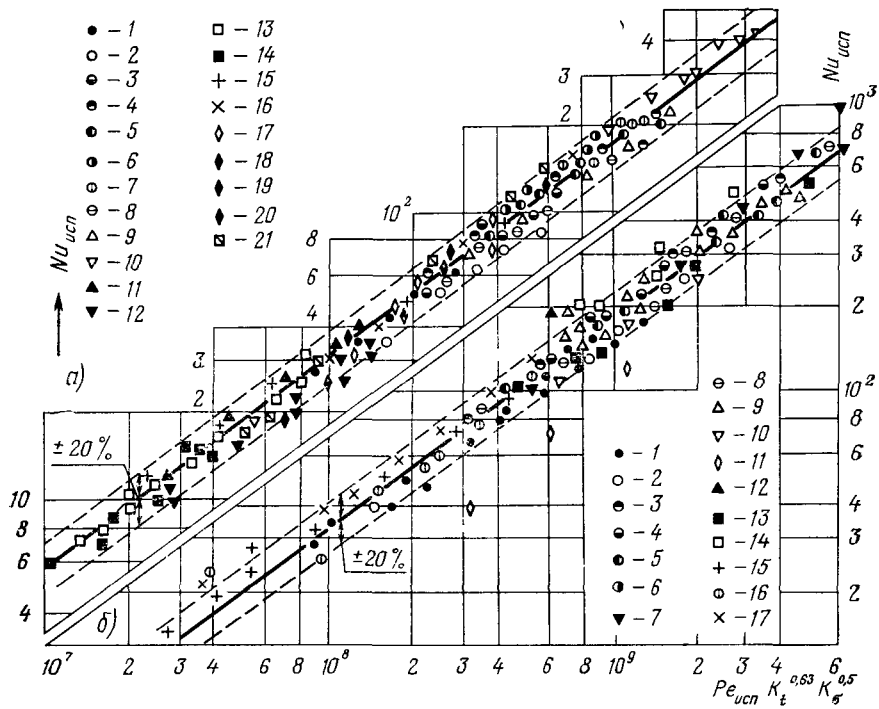


Рис. 7.14. Сопоставление опытных данных значений α при кипении в большом объеме с обобщенной зависимостью (7.2):

а — 1—7 — вода, p=0,098, 0,587, 2,25, 5,48; 9,8, 14,7 и 17,8 МПа, *8—10* — вода, p=0,45; 0,98 и 19,6 МПа, *11* — метиловый спирт, p=0,098 МПа, *12* — н-бутиловый спирт, p=0,098 МПа, *13* — изопропиловый спирт, p — 0,098 МПа; *14* — четыреххлористый углерод, p=0,098 МПа; *15* — азот, p — 0,098 МПа, *16—20* — вода, p=0,1; 0 05; 0,03, 0,02 и 0,011 МПа; *21* — дифеннл, p=0,252 МПа, *б — 1—10* — этиловый спирт, p=0,098; 0,3, 0,5; 0,686, 0,98, 1,94; 2,94; 3,95, 4,9, 5.29 МПа, *11—14* — этиловый спирт, p=0,294, 0,98; 1,96 и 3,36 МПа (труба из нержавеющей стали), *15—17* бензол, p=0,101; 0,245 и 0,353 МПа [181]

обусловлена исключительно процессом парообразования. Для более гладких поверхностей переходное значение N несколько выше, а для более шероховатых — ниже. Однако во всех случаях за переходным значением N коэффициент C и показатель степени n имеют приведенные выше значения.

При условии $10^5<N<10^7$ $C=0{,}101$, а $n=0{,}25$. Как уже отмечалось, при значениях комплекса $N<10^7$ на механизм переноса теплоты, обусловленный процессом кипения, накладывается влияние механизма переноса естественной конвекцией в однофазной среде. В этой области наблюдается существенно меньшее влияние давления, а сам процесс отличается меньшей устойчивостью, поэтому

здесь наблюдается больший разброс точек опытных данных. Повышенный разброс в этой области можно объяснить и явлением гистерезиса, так как не всегда авторы указывают, в каком направлении проводился эксперимент — в направлении повышения или понижения плотности теплового потока.

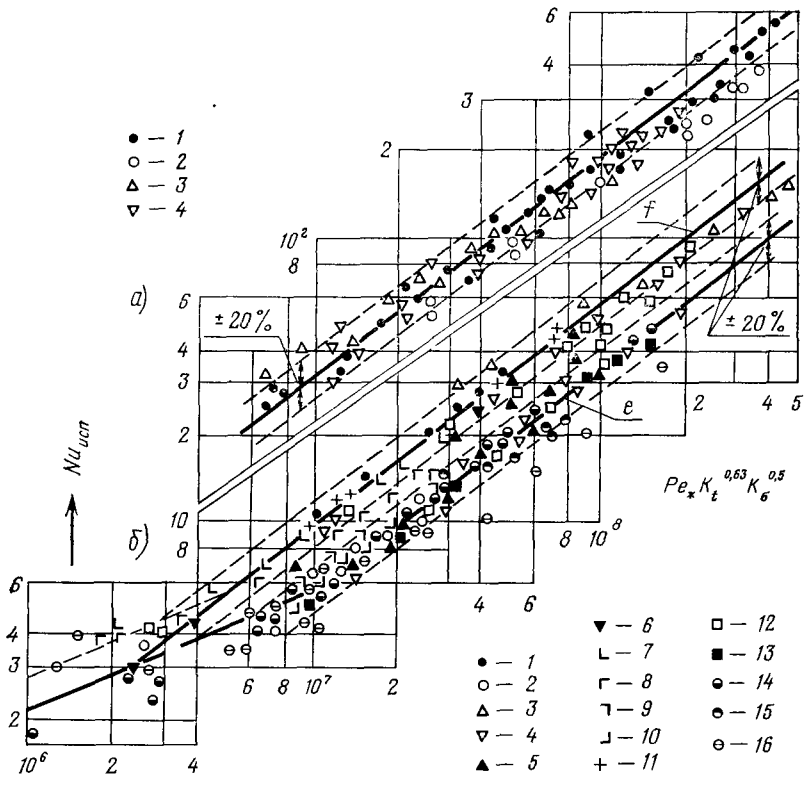


Рис. 7.15. Сопоставление опытных данных значений α при кипении алканов (*а*), фреонов и аммиака (*б*) с обобщенной зависимостью (7.2). Абсцисса графика (*а*) уменьшена в 10 раз:

а — *1* — метан, p=0,102; 0,231; 0,928, 1,39; 2,32; 2,79 МПа; *2* — н-пропан, p=1,17; 1,69; 2,59 МПа; *3* — н-гептан, p=0,045; 0,101; 0,309 МПа; *4* — и-пентан, p=0,412; 0,795; 1,47; 2,18; 2,86 МПа; *б* — фреон-12. *1* — $t_н$=15—19°С; *2* — $t_н$= —15°С; *3* — $t_н$=16÷19°С; *4* — $t_н$= = —10÷ +20°С; фреон-21· *5* — $t_н$=50°С [41]; фреон-22: *6* — $t_н$=23°С; *7* — $p/p_{кр}$=0,093; *8* — $p/p_{кр}$=0,072; *9* — $p/p_{кр}$=0,05; *10* — $p/p_{кр}$=0,022 [136]; *11* — $t_н$=16+20°С; *12* — $t_н$=—10÷ +20°С; фреон-113; *13* — $t_н$=47°С; фреон-142: *14* — $t_н$= —10÷ +20°С; аммиак: *15* — $t_н$=15+19°С; *16* — $t_н$= —40+20°С

На рис. 7.15, *б* нанесены опытные данные, полученные при кипении фреонов. На этом графике кривая *е* отвечает зависимости (7.2). Все точки опытных данных для фреонов Ф-12, Ф-21, Ф-22, Ф-113, Ф-142 при давлениях, меньших или равных 0,06 $p_{кр}$, распо-

лагаются около расчетной кривой с разбросом, в основном не превышающим ±20%. Около кривой f располагаются точки опытных данных, полученные при кипении тех же фреонов в интервале давлений от 0,1 до 0,5 $p_{кр}$. Для этой прямой в области развитого пузырькового кипения коэффициент C в формуле (7.2) на 60% больше, чем для основной зависимости, и равен $5{,}1 \cdot 10^{-5}$.

В интервале давлений от (0,06 до 0,1) $p_{кр}$ при расчете коэффициента C в формуле (7.2) допускается линейная интерполяция между его крайними значениями, отвечающими прямым e и f. Из графика видно, что при $p/p_{кр}=0{,}093$ точки опытных данных лежат на кривой f, при $p/p_{кр}=0{,}05$ — на кривой e, а при $p/p_{кр}=0{,}072$ — между кривыми e и f.

На рис. 7.16 формула (7.2) сопоставлена с опытными данными, полученными при кипении азота и кислорода, а на рис. 7.17 — при кипении водорода, неона, аргона и гелия. Из рисунков видно, что основные представленные здесь опытные данные, полученные при кипении жидкостей на разных поверхностях нагрева (трубы, проволочки, пластины, торцы стержней), изготовленных из различных материалов (меди, латуни, бронзы, никеля, нержавеющей стали, платины), располагаются около расчетной кривой (7.2) с разбросом ±35%. Если учесть, что при кипении криогенных жидкостей температурные напоры исчисляются градусами и даже десятыми долями градуса, то такой разброс не является чрезмерно большим *. Опытные данные, в которых температурные напоры исчислялись сотыми долями градуса (например, данные авторов [32], полученные при кипении гелия на торце медного стержня), на график не наносились, так как в этих опытах ошибки при определении температурных напоров и соответственно коэффициентов теплоотдачи могут быть весьма велики.

Формула (7.2) построена на основе зависимости, предложенной *А. А. Волошко:*

$$\mathrm{Nu}_{исп} = B\,\mathrm{Pe}_{*}^{0{,}73} \cdot \mathrm{K}_{t}^{0{,}5}. \qquad (7.3)$$

Зависимость (7.3) автор получил теоретическим путем, предположив, что тепловой поток отводится от теплоотдающей поверхности в форме теплоты испарения и в виде избыточной энтальпии перегретой жидкости, увлекаемой паровыми пузырями из пристенной области. При этом были использованы соотношения для расчета внутренних характеристик процесса парообразования.

Коэффициент B в формуле (7.3) автором не был определен. Экспериментальные данные показывают, что его значение не остается постоянным при переходе от одной жидкости (или группы жидкостей) к другой. Удовлетворительное согласование опытных и

---

* При низких и средних значениях плотности теплового потока опытные данные автора [210] хорошо согласуются с формулой (7.2), а при высоких q часть точек опытных данных располагается выше, за пределами отметки ±35%. Это является следствием более значительной зависимости α от q, полученной автором [210] в этих опытах: $\alpha \sim q^{0{,}9}$. Из формулы (7.2) следует $\alpha \sim q^{0{,}75}$.

расчетных значений α для каждой жидкости в отдельности и несоответствие при переходе от одной группы жидкостей к другой свидетельствуют о неполноте исходной модели.

Предполагая, что тепловой поток, подведенный к жидкости, расходуется не только на испарение и перегрев последней, но и на

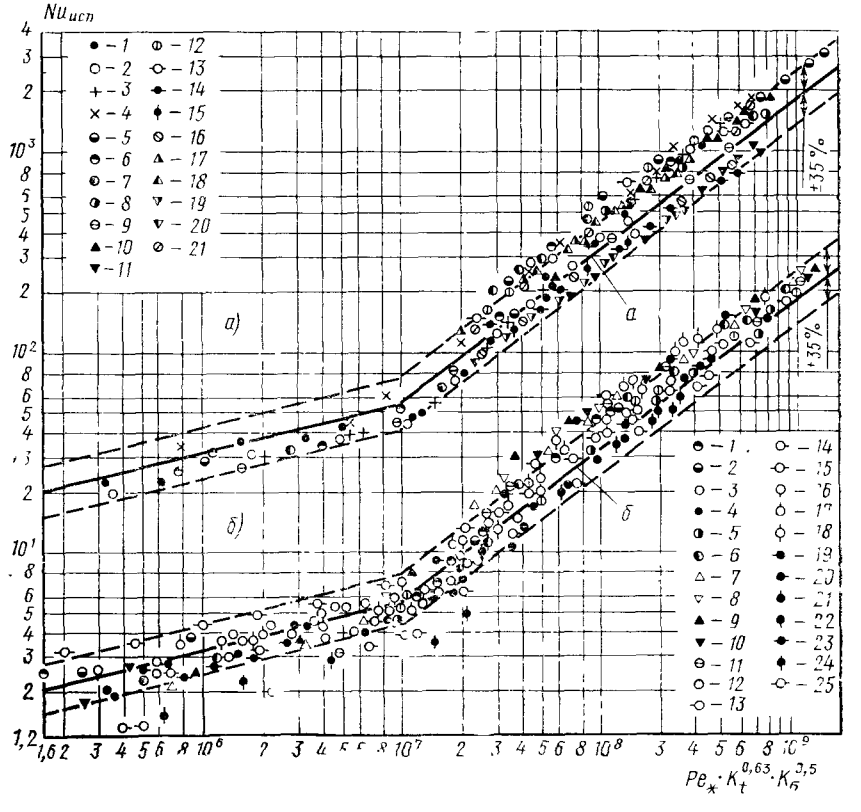


Рис. 7.16. Обобщение опытных данных по теплообмену при кипении азота (*а*) и кислорода (*б*) в координатах формулы (7.2). Ордината кривой *а* увеличена в 10 раз:

а — данные *В. В Цыбульского* [210]: трубка d=5,8×0,4 мм, нержавеющая сталь, *1* — p==0,0216 МПа, *2* — p=0,044 МПа, *3* — p=0,0686 МПа, *4* — p=0,1 МПа, трубка d=2,8×0,2 мм, мельхиор; *5* — p=1,0 МПа; *6* — p=0,6 МПа, трубка d=8,0×0,3 мм, нержавеющая сталь; *7* — p=1,0 МПа; *8* — p=0,6 МПа; *9* — 0,2 МПа; данные П. Марто, Д. Маулсона, М. Мейнарда [132]: торец стержня, d=25,4 мм, p=0,1 МПа, *10* — медь; *11* — никель; данные А. В. Клименко [32]: торец стержня, медь М-3; *12* — δ=20 мм; *13* — δ=1,0 мм, торец стержня, нержавеющая сталь, *14* — δ=11,1 мм; *15* — δ=0,4 мм; *16* — δ=0,2 мм; трубка $d_{вн}$=11 мм, латунь ЛМ-62; *17* — δ=3,5 мм; *18* — δ=0,6 мм; трубка $d_{вн}$=11 мм, нержавеющая сталь, *19* — δ=3,5 мм; *20* — δ=0,25 мм; трубка $d_{вн}$=11 мм, никель; *21* — δ=0,3 мм; *б* — данные [210], трубка d=5,8×0,4 мм, нержавеющая сталь; *1* — p=0,004 МПа; *2* — p==0,01 МПа; *3* — p=0,025 МПа; *4* — p=0,1 МПа; *5* — p=0,2 МПа; *6* — p=0,4 МПа; *7* — p==0,6 МПа, *8* — p=0,8 МПа, *9* — p=1,0 МПа; трубка d=8,0×0,3 мм, нержавеющая сталь; *10* — p=1,0 МПа; *11* — p=0,8 МПа; *12* — p=0,6 МПа; *13* — p=0,4 МПа; *14* — p=0,2 МПа; трубка d=2,8×0,2 мм, мельхиор; *15* — p=0,004 МПа; *16* — p=0,01 МПа; *17* — p=0,025 МПа; *18* — p=0,1 МПа; *19* — p=0,2 МПа; *20* — p=0,4 МПа; *21* — p=0,6 МПа; *22* — p==0,8 МПа; *23* — p=1,0 МПа; трубка d=8,0×0,3 мм, нержавеющая сталь; *24* — p=0,1 МПа; трубка из мельхиора; *25* — p=0,1 МПа [59]

создание поверхности раздела фаз, *Н. Г. Стюшин* выразил коэффициент B в формуле (7.3) в виде функции от числа K_σ.

Число $K_\sigma=(r/g)\sqrt{g(\rho'-\rho'')/\sigma}$, входящее в формулу (7.2), для каждой жидкости имеет примерно постоянное значение в широком

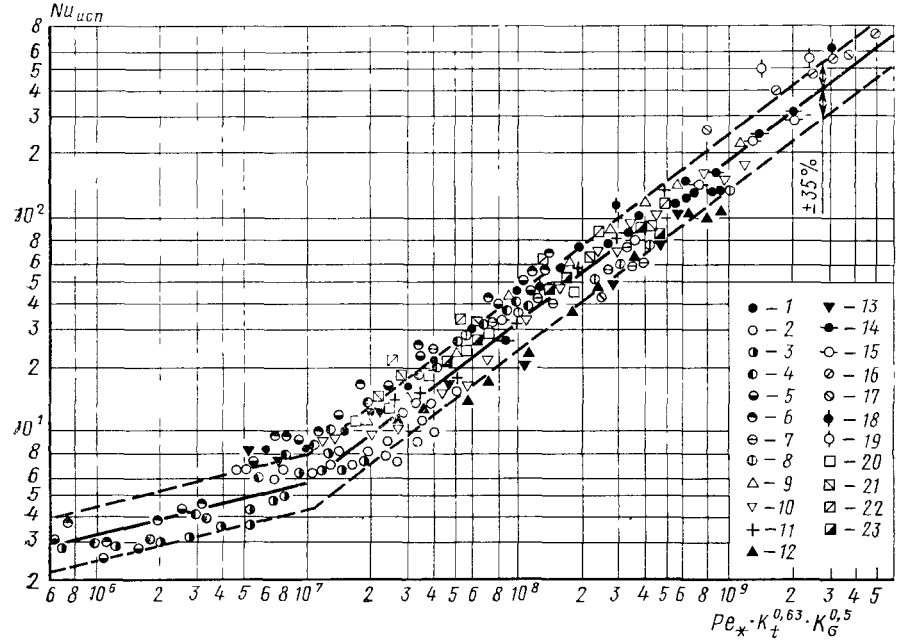


Рис. 7.17. Обобщение опытных данных по теплообмену при кипении водорода, неона, гелия, аргона в координатах формулы (7.2):

1, 2 — неон, соответственно понижение и повышение плотности теплового потока, платинового потока, платиновая проволока d=0,15 мм, p=0,408 МПа (данные *I. M. Astruc* и др. [32]); *3, 4, 5, 6* — гелий, торец стержня, d=8,0 мм, R_z=5÷10 мкм, p=0,1 МПа, соответственно из нержавеющей стали, латуни, никеля и бронзы (данные авторов [32]); *7, 8* — аргон, соответственно p=0,108 и 0,425 МПа, торец покрытого платиной медного стержня d=19 мм, поверхность полированная (данные *P. G. Kosky, D. N. Lyon* [32]); *9, 10, 11, 12, 13* — водород, соответственно p=0,105; 0,075; 0,035; 0,018; 0,007 МПа, трубка d=4,0×0,25 мм, вертикальная ориентация, нержавеющая сталь [66]; *14, 15* — водород, пластина из сплава «Карма», ширина 25 мм, длина 560 мм, толщина 0,13 мм, соответственно горизонтальная и вертикальная ориентация; p=0,08 МПа, поверхность гладкая; *16, 17* — то же, p=0,5 МПа, соответственно горизонтальная и под углом 45° ориентация, *18, 19* — то же, p=0,84 МПа, соответственно горизонтальная и под углом 45° ориентация [198]; *20, 21, 22, 23* — гелий, трубка d=6,0×0,3 мм, длина 50 мм, вертикальная ориентация, сталь 1Х18Н10Т, соответственно p=0,018; 0,042; 0,10; 0,183 МПа [19]

интервале изменения давления. В табл. 7.1 приведены значения числа $K_\sigma \cdot 10^{-7}$ для некоторых жидкостей при различных давлениях *.

Так как число K_σ для отдельных групп жидкостей является практически постоянной величиной, то при обобщении опытных данных,

* Для построения, обобщенной зависимости числа K_σ, насколько нам известно, используется впервые.

полученных при кипении таких жидкостей, эта переменная выпадает из числа аргументов.

Таблица 7.1

Жидкость	K ·10−7 при $p/p_{кр}$						
	0,0005	0,001	0,01	0,1	0,25	0,5	0.9
Вода	9,0	9,0	9,3	9,4	9,6	10,2	10,0
Метанол	7,0	7,05	7,15	7,05	6,9	6,9	6,8
Этанол	6,1	6,1	5,77	6,1	6,7	6,9	7,7
Бутанол	4,35	—	3,97	—	—	—	—
Метан	2,74	2,74	2,76	3,0	3,3	3,6	—
н-пропан	—	—	2,6	2,8	2,8	2,9	—
н-гептан	—	2,1	2,1	2,1	2,35	2,5	—
н-пентан	—	—	2,2	2,2	2,1	2,4	2,26
Бензол	—	2,5	2,5	2,5	2,6	2,6	—
Азот	—	—	1,88	2,02	—	—	—
Четыреххлористый углерод	—	—	1,68	—	—	—	—
Аммиак	—	—	6,16	6,44	—	—	—
Фреон-12	—	1,37	1,64	1,76	1,89	—	—
Фреон-22	—	—	2,06	2,1	2,1	—	—
Фреон-113	1,44	1,4	1,37	—	—	—	—
Фреон-142	—	—	1,98	2,07	2,1	—	—

Формулы (7.1) и (7.2) не дают правильной зависимости α от ускорения свободного падения g. Это относится и к ряду других формул подобного типа, опубликованных в литературе. Мы уже видели, что изменение g примерно на два порядка в сторону меньших или больших значений по сравнению с земным не влияет на интенсивность теплообмена при кипении. Следовательно, при расчете коэффициента теплоотдачи в условиях пониженного уровня гравитации или, наоборот, при перегрузках в указанные формулы нужно подставить ускорение свободного падения $g=9{,}81$ м/с^2.

Иногда для расчета интенсивности теплообмена при кипении применяют формулы типа

$$\alpha = cq^n f(p), \tag{7.4}$$

которые обобщают опытные данные того или иного автора в исследованном диапазоне изменения режимных параметров. Значения коэффициента c, показателя степени n, а также вид функции $f(p)$ в этих формулах зависят от множества факторов, оказывающих влияние на процесс теплообмена при кипении (диапазона изменения давления и плотности теплового потока, состояния и физико-химических свойств поверхности нагрева, от ее компоновки и т. п.).

Формулы типа (7.4) обычно применяют для расчета коэффициентов теплоотдачи при кипении тех жидкостей, для которых в справочной литературе отсутствуют исчерпывающие данные об их теплофизических и термодинамических свойствах, или для жидкостей, в характере процесса кипения которых наблюдаются специфические особенности. Например, в литературе отсутствуют полные

данные о свойствах некоторых фреонов. Визуальные наблюдения и кинофотосъемка показывают, что при кипении фреонов диаметр паровых пузырей при отрыве от теплоотдающей поверхности на порядок меньше отрывного диаметра пузырей при кипении воды в соответствующих условиях. Частота паробразования при кипении фреонов также выше, чем при кипении других жидкостей, поэтому для расчета интенсивности теплообмена при развитом пузырьковом кипении фреонов на поверхности одиночных труб была предложена **формула**

$$\alpha = cq^{0,75} f(p), \tag{7.5}$$

в которой коэффициент c определяется через параметры вещества в критическом состоянии ($p_{кр}$ и $T_{кр}$) и его молекулярную массу M [38]:

$$c = 550 p_{кр}^{1/4} / (M^{1/8} T_{кр}^{7/8}).$$

Использование преимуществ теории соответственных состояний позволило автору предложить формулу, позволяющую рассчитать α при кипении целой группы жидкостей — фреонов. Для некоторых фреонов коэффициент c имеет следующие значения:

Фреон	Ф-11	Ф-12	Ф-13	Ф-21	Ф-22	Ф-113	Ф-114	Ф-142
c	3,51	4,22	5,24	3,95	4,75	3,08	3,52	4,07

Значение функции $f(p)$ зависит от интервала изменения давления. При $0,02 < p/p_{кр} < 0,06$ функция $f(p)$ имеет вид

$$f(p) = 0,18 + 1,53(p/p_{кр}),$$

при условии $0,06 < p/p_{кр} < 0,5$ — вид

$$f(p) = 0,14 + 2,2(p/p_{кр}).$$

Как видно из сопоставления вида функций $f(p)$, при более высоких давлениях наблюдается более резкое влияние p. Формула (7.4) с точностью $\pm 20\%$ обобщает опытные данные, полученные разными авторами при кипении фреонов в широком интервале изменения режимных параметров.

При построении расчетных зависимостей некоторые авторы используют закон соответственных состояний. Одна из формул, полученная с использованием этого закона, предложена авторами [128]:

$$\alpha = 1,7 [(gR)/M]^{1/6} \frac{p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6}} q^{2/3} (p/p_{кр})^{-1,4} [1 + 3(p/p_{кр}) + 5(p/p_{кр})^3] (T_н/T_{кр})^4, \tag{7.6}$$

где R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); M — молекулярная масса; $T_н$, $T_{кр}$ — абсолютные температура насыщения и критическая температура, К; $p_{кр}$ — критическое давление, Па; q — плотность теплового потока, Вт/м^2.

Авторы работы [128] показали, что формула (7.6) удовлетворительно согласуется с опытными данными для ряда жидкостей

(воды, этилового спирта, бензола, дифенила, фреонов-12, 22, 142, азота, кислорода, водорода, аргона, метана и окиси углерода). Для этих жидкостей основное количество опытных данных значений α укладывается около усредняющей кривой, определяемой уравнением (7.6), с разбросом $\pm 35\%$.

Авторами работы [30] сделана попытка учесть в расчетных зависимостях для определения интенсивности теплообмена при кипении влияние теплофизических свойств теплотдающей поверхности. Однако даже их собственные экспериментальные данные, полученные при кипении воды и этанола под атмосферным или при более низких давлениях, обработанные в координатах предложенной ими зависимости, располагаются около расчетной прямой с разбросом, превышающим $\pm 35\%$. В то же время эта формула правильно отражает процесс вырождения влияния теплофизических свойств теплоотдающей поверхности с понижением давления.

Вероятно, нельзя получить хорошее согласование опытных данных с расчетной зависимостью, если последняя учитывает только влияние теплофизических свойств материала теплоотдающей поверхности и не учитывает ее микрогеометрию. Последний фактор, по-видимому, оказывает решающее воздействие на интенсивность теплообмена при кипении. Опираясь на теорию зарождения и роста паровых пузырей, а также на результаты исследования характера микрогеометрии, образующейся при разных способах обработки материалов, авторы работы [79] рекомендуют нормировать значительное число параметров, характеризующих микрогеометрию поверхности: R_z — высоту неровностей профиля по десяти точкам; $R_{\text{макс}}$ — сумму из наибольшей высоты выступов шероховатости и наибольшей глубины впадины в пределах базовой длины трубы; R_a — среднеарифметическое отклонение профиля; S_m — среднеарифметическое значение шага неровностей в пределах базовой длины и t_p — относительную опорную длину профиля. Такой большой набор нормируемых параметров авторы объясняют тем, что одинаковые виды механической обработки разных материалов приводят к различной структуре микрогеометрии поверхности. Однако для количественной оценки влияния отдельных параметроз мы еще не располагаем достаточным объемом экспериментального материала.

§ 7.3. Теплоотдача в пучках с гладкими и оребренными трубами

Поверхность теплообмена многих промышленных испарителей компонуется в виде горизонтального или вертикального пучка труб, размещенных в кожухе. Погруженная в объем жидкости греющая секция такого испарителя образует своеобразный циркуляционный контур с подъемным движением парожидкостной смеси в зоне пучка труб и с опускным движением жидкости около кожуха. В таком контуре теплоотдающая поверхность омывается потоком парожидкостной смеси, создаваемым поднимающимися вверх паровыми пузырями. Так как паросодержание, а следовательно, и

скорость смеси увеличиваются при ее движении снизу вверх, то условия теплообмена для нижних и верхних рядов труб в горизонтальном пучке или нижних и верхних элементов вертикальной секции оказываются неодинаковыми. Однако при высоких плотностях теплового потока влияние скорости парожидкостной смеси в условиях естественной циркуляции практически не проявляется, поэтому в аппаратах с высокофорсированной теплообменной поверхностью значение коэффициента теплоотдачи на нижних и верхних трубах пучка практически одинаково. При небольших плотностях теплового потока (режимы, характерные для испарителей техники низких температур) дополнительная турбулизация пристенной области, возникающая при направленном движении среды, может привести к существенному повышению коэффициента теплотдачи. Разумеется, понятие «низкая» или «высокая» плотность теплового потока следует понимать как относительное (в условиях естественной конвекции, например, по отношению к значению первой критической плотности теплового потока для данной жидкости при заданном давлении).

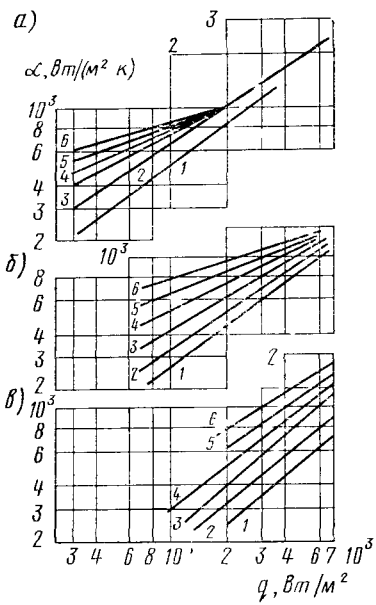


Рис. 7.18. Зависимость α от q при кипении фреона 12 на поверхности труб шестирядного горизонтального пучка

$а - t_н = 40°C$, $б - t_н = 10°C$, $в - t_н = -25°C$, $1-6$ — номера труб в пучке снизу вверх

На рис. 7.18 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении фреона-12 на отдельных трубах шестирядного горизонтального пучка при различных температурах насыщения (трубы пронумерованы снизу вверх) [7]. Из рисунка видно, что с увеличением плотности теплового потока отношение коэффициента теплоотдачи для трубы *6* к коэффициенту теплоотдачи для трубы *1* уменьшается. Это означает, что при повышении плотности теплового потока влияние скорости смеси ослабевает*. Более значительная зависимость α от скорости смеси наблюдается при низких давлениях. Это объясняется тем, что при $q = \text{const}$ с понижением давления уменьшается число действующих на единице площади поверхности

* Качественно картина изменения α в зависимости от q при наличии направленного движения среды не отличается от установленной еще в начале 50-х годов в работах [166, 186]

центров парообразования и, следовательно, снижается доля теплового потока, отводимая от теплоотдающей поверхности в форме теплоты испарения, а усиливается соответственно влияние конвективного механизма переноса теплоты. Кроме того, с понижением давления возрастает скорость смеси вследствие повышения удельного объема пара.

По абсолютному значению коэффициенты теплоотдачи, полученные на одиночных трубах и на нижних трубах в пучке, практи-

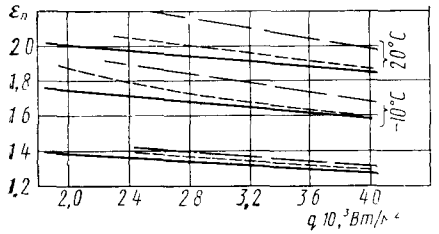


Рис. 7.19. Зависимость коэффициента $\varepsilon_п$ от плотности теплового потока q, температуры насыщения $t_н$ и относительного шага пучка S/d

S d=1,45, — — — S d=1,3, — — — S/d=1,15

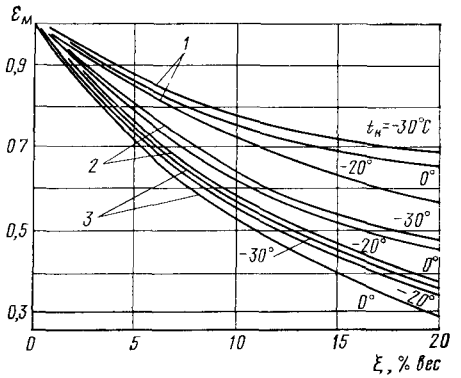


Рис. 7.20. Зависимость коэффициента $\varepsilon_м$ от q, $t_н$ и концентрации масла ξ в смеси фреона 22 с маслом ХФ-22С (одиночная труба).

1 — q=1,835 кВт/м^2, *2* — q=5,0 кВт/м^2, *3* — q=10,0 кВт/м^2

чески одинаковы. Только при очень низких значениях плотности теплового потока скорость циркуляции оказывает влияние на теплоотдачу от нижних труб пучка.

Опыты показывают, что после шестого ряда интенсивность теплообмена стабилизируется. Если число рядов в пучке больше десяти, то среднее значение коэффициента теплоотдачи в пучке не зависит от числа рядов и может быть определено умножением коэффициента теплоотдачи для одиночной трубы $\alpha_{од}$ на поправочный множитель $\varepsilon_п$, учитывающий интенсификацию теплообмена в пучке:

$$\alpha_п = \alpha_{од}\varepsilon_п. \qquad (7,7)$$

Когда значение комплекса $Re_* \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5} > 10^7$, то поправочный множитель $\varepsilon_п = 1,0$. При условии $Re^* \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5} < 10^7$ поправочный коэффициент $\varepsilon_п$ может быть определен (для фреонов) из рис. 7.19 [42]. Представленная на этом рисунке зависимость $\varepsilon_п = f(q, t_н, S/d)$ получена в опытах с обычными промышленными трубами. Как видим, более заметное влияние относительного шага пучка S/d наблюдается при низких температурах. При $t_н < -20$°C рекомендуется значение $\varepsilon_п$ принимать таким же, как и при $t_н = -20$°C [42].

Кипящий в промышленных условиях фреон обычно содержит до 8—10% (массовых) масла, что снижает значение коэффициента теплоотдачи. Влияние примеси масла на интенсивность теплообмена при кипении фреонов может быть отражено дополнительным поправочным коэффициентом $\varepsilon_м$, значение которого для смеси фреона-22 с маслом ХФ-22С можно определить из рис. 7.20.

Если верхние ряды труб пучка омываются паром, перегретым на несколько градусов (испаритель с небольшим перегревом пара), то среднее значение α для пучка будет ниже, чем при выходе из испарителя насыщенного пара. В этом случае значение α можно определить умножением коэффициента теплоотдачи, рассчитанного без учета перегрева, на поправочный множитель $\varepsilon_{пер}$, значение которого в зависимости от степени перегрева пара $\Delta t_{пер}$ определяется по формуле $\varepsilon_{пер} = 1 - 0{,}143\,\Delta t_{пер}$, построенной по графическим зависимостям, приведенным в работе [42].

Влияние оребрения. При кипении жидкости на поверхности оребренных труб в условиях малых значений плотности теплового потока устанавливается более высокая интенсивность теплообмена, чем при кипении на поверхности гладких труб. Поэтому в испарителях низкотемпературных холодильных установок, работающих в этих условиях, широко применяют оребренные трубы. Например, в кожухотрубных фреоновых испарителях в нашей стране применяются медные трубы с накатным оребрением, данные о которых приведены в табл. 7.2 [27].

Таблица 7.2

Диаметр исходной оребреиной медной трубы, мм	Диаметр по основанию ребер, мм	Внутренний диаметр труб, мм	Высота ребра h, мм	Шаг оребрения S, мм	Степень оребрения
20,2	16,5	13,1	1,75	2,0	4,12
16,2	13,3	11,5	1,6	1,27	4,0
20,3	17,6	15,35	1,5	1,5	3,8

Некоторые результаты, полученные при кипении фреона-12 на гладких и оребренных трубах при различных температурах насыщения, представлены в табл. 7.3 [53].

Как видно из табл. 7.3, отношение коэффициента теплоотдачи на оребренной трубе к коэффициенту теплоотдачи, полученному при кипении на гладкой трубе, незначительно зависит от плотности теплового потока и давления. Основными параметрами, определяющими эффективность ребра с точки зрения теплообмена при кипении, являются отношение шага ребер S к средней величине просвета между ребрами $\delta(S/\delta)$ и отношение высоты ребра h к δ (h/δ).

Визуальные наблюдения процесса парообразования на оребренных трубах показали, что основная масса паровых пузырьков образуется на поверхности трубы у основания ребер. Это связано с тем, что здесь всегда устанавливается более высокая температура стенки и наблюдается более высокая ее шероховатость.

Таблица 73. **Отношение коэффициентов теплоотдачи при кипении на оребренной $\alpha_р$ и гладкой $\alpha_{гл}$ трубах ($\alpha_р/\alpha_{гл}$) в зависимости от температуры насыщения и плотности теплового потока**

Трубы	Отношение $\alpha_р/\alpha_{гл}$ при $t_н$, °С				
	−30	−20	−10	+10	+20
			$q=3000$ Вт/м²		
1	1,78	1,555	1,48	1,05	1,095
2	1,78	1,82	—	1,59	1,57
3	2,36	2,245	2,08	—	1,19
			$q=6000$ Вт/м²		
1	1,58	1,40	1,34	0,98	1,04
2	1,6	1,58	—	1,32	1,365
3	2,40	2,12	1,865	—	1,08

Малое расстояние между трубами и большая высота ребра ухудшают условия отвода пара. Запаривание теплоотдающей поверхности приводит к ухудшению теплоотдачи.

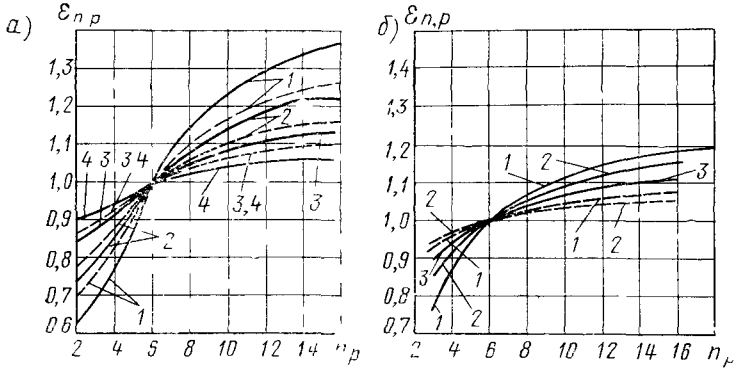


Рис. 7.21. Значение коэффициента $\varepsilon_{п.р}$ при кипении фреона 12 (*а*) и фреона 22 (*б*) на пучке оребренных труб·

1 — $q_{ор}=0{,}5$ кВт/м² *2* — $q_{ор}=1{,}0$ кВт/м², *3* — $q_{ор}=1{,}98$ кВт/м², *4* — $q_{ор}=3{,}03$ кВт/м². ——— $t_н=-20$°С, — — — — — $t_н=10$°С

При кипении фреонов-12 и 22 на пучках с оребренными трубами, геометрия которых близка к приведеной в табл. 7.2, среднее значение коэффициента теплоотдачи можно рассчитать по формуле В. А. Дюндина [196]

$$\alpha_{пр}=\alpha_{эт}\varepsilon_{пр}; \tag{7.8}$$

для фреона-12

$$\alpha_{эт}=18{,}4q_{ор}^{0,5}(p\cdot 10^{-5})^{0,25}; \tag{7.9}$$

для фреона-22

$$\alpha_{эт} = 32{,}4 q_{ор}^{0{,}5} (p \cdot 10^{-5})^{0{,}25}. \qquad (7.10)$$

Здесь $\alpha_{эт}$ — средний коэффициент теплоотдачи эталонного (шестирядного) пучка, Вт/(м²·К); $q_{ор}$ — плотность теплового потока, отнесенная к единице всей наружной поверхности трубы с учетом оребрения, Вт/м²; p — давление, Па; $\varepsilon_{пр}$ — поправочный множитель на число рядов труб в пучке $n_р$. Значение $\varepsilon_{пр}$ определяется по графику рис. 7.21. В интервале изменения плотности теплового потока от 2000 до 7000 Вт/м² при числе рядов в пучке $n_р \geqslant 10$ значение $\varepsilon_{пр} \approx 1{,}0$ [196].

§ 7.4. Кипение на поверхностях с пористыми покрытиями

В ряде отраслей техники режимы работы испарителей характеризуются чрезвычайно низкими температурными напорами и соответственно очень малыми плотностями теплового потока. Это относится к конденсаторам-испарителям воздухоразделительных установок, к испарителям, работающим в холодильной промышленности, и др. В испарителях, работающих в составе холодильных машин, повышение температурного напора связано с ухудшением энергетических показателей холодильной установки в целом. Например, в установках каскадного типа снижение перепада температур с 5—7 до 2—3°С приводит к уменьшению энергозатрат при той же поверхности теплообмена на 10—15% [137]. Однако при таких низких температурных напорах тепловой поток к хладагенту передается в условиях неразвитого кипения, поэтому коэффициент теплоотдачи к нему нередко оказывается ниже значения α со стороны «горячего» теплоносителя. Это приводит к очень большим габаритам теплообменных аппаратов и к неудотвлетворительным их весовым характеристикам. Так, масса кожухотрубных фреоновых испарителей обычно составляет 30—40% массы металла всей холодильной машины. Стремление уменьшить габариты испарителей, снизить расход металла (особенно дорогостоящих цветных металлов) на их изготовление заставило ученых искать возможности интенсификации теплообмена при кипении и способы достижения устойчивого развитого кипения при весьма малых температурных напорах.

Как уже отмечалось, увеличить коэффициент теплоотдачи за счет искусственного повышения шероховатости теплоотдающей поверхности можно не более чем в 1,6—2 раза.

Применение оребренных труб (с характеристикой оребрения, соответствующей табл. 7.2) позволило в 1,5—2,0 раза уменьшить массу аппаратов и в 2 раза — их габаритные размеры.

Увеличение коэффициента теплоотдачи в 5—8 раз наблюдается при покрытии поверхности плохо смачиваемыми тонкими пленками или сетками; однако недостатками этих покрытий являются их низкая механическая прочность и плохой контакт с греющей поверхностью.

Наиболее эффективным и надежным способом интенсификации теплообмена при кипении является применение пористых металлических покрытий. При этом пористая структура образуется либо в результате покрытия поверхности трубы тонкими металлическими сетками, либо нанесением на нее металлического порошка определенной зернистости. При этом образуется пористый слой с разветвленной системой сообщающихся между собой капиллярных каналов, через которые происходят эвакуация пара и подпитка пористой структуры жидкостью, подтекающей сюда под действием сил поверхностного натяжения. Кипение происходит как внутри пористого покрытия, так и на его поверхности. Высокая интенсивность теплообмена свидетельствует о том, что пористая структура создает весьма благоприятные условия для зарождения и роста паровых пузырей. Например, авторы работы [137] указывают, что при кипении н-бутана ($p=1{,}27\cdot10^5$ Па) на гладкой трубе образование паровых пузырей по всей ее поверхности наблюдалось только при $q=35$ кВт/м^2, а на трубе с пористым покрытием вся поверхность трубы была занята паровыми пузырями уже при $q=1{,}5$ кВт/м^2. Эти и многие другие опыты показали, что устойчивое развитое кипение на поверхностях с пористыми покрытиями устанавливается при весьма незначительных температурных напорах (перегревах жидкости). Основной причиной этого является то, что в данном случае поверхности раздела фаз возникают внутри пористого слоя [54, 130, 146]. При выбросе паровой фазы из пористой структуры в последней всегда остаются паровые включения, в которые испаряется тонкая пленка жидкости, обволакивающая стенки капиллярных каналов [54, 130]. В соответствии с моделью автора [146] испарение микропленки происходит по всей поверхности капиллярного канала, высота которого равна толщине пористого покрытия. Таким образом, элементы пористой структуры сами являются центрами зарождения паровой фазы. Так как диаметр капиллярных каналов (10^{-4}—10^{-5} м) больше критического диаметра обычного центра парообразования, то испарение пленки в паровые включения или с поверхности капилляра требует значительно меньшего перегрева жидкости. Не менее важное значение имеет и то, что в пористой структуре перегрев поступающей в капилляры жидкости происходит в условиях весьма высокой интенсивности теплообмена. Действительно, при таких малых диаметрах капилляров движение жидкости в них всегда ламинарное. В этом случае значение коэффициента теплоотдачи определяется из условия $(ad)/\lambda=3{,}65$. При диаметре капилляров 10^{-4}—10^{-5} м значение α получается равным $5\cdot10^3$—$5\cdot10^4$ Вт/(м$^2\cdot$К) В условиях сильно развитой поверхности пористого слоя только за счет подогрева жидкости можно отводить от стенки весьма большие тепловые потоки. Снижение необходимого перегрева, а также интенсивный подогрев жидкости существенно уменьшают время «молчания» центров парообразования, что также способствует интенсификации теплообмена на трубах с пористыми структурами.

Интенсивность теплообмена на теплоотдающей поверхности с пористым покрытием меньше (по сравнению с гладкими поверхностями) зависит от таких режимных параметров, как давление и плотность теплового потока. По опытным данным ряда исследователей, в рассматриваемом случае $\alpha \sim q^{0,1-0,2}$. В то же время значительное влияние оказывают структурные характеристики пористого слоя.

Применяются различные способы нанесения на поверхность трубы пористого покрытия. Например, используется термодиффузионный процесс спекания металлического порошка определенной грануляции с основным металлом в водородной среде при повышенных температурах [137]. При газотермическом металлизационном напылении (электродуговом или газопламенном) расплавленный металл в виде частиц различной дисперсности наносят пульверизатором на холодную трубу, в результате чего образуется разветвленная система открытых пор [62]. Авторы работы [62] исследовали теплоотдачу при кипении фреонов-11 и 12 на поверхности стальных труб с пористым покрытием из меди М-3. Перед нанесением пористого покрытия применялась дробеструйная обработка поверхности трубы металлическим песком с размерами зерен 0,9—1,2 мм. Опыты показали, что покрытие, нанесенное электродуговым способом, оказалось более эффективным по сравнению с газопламенным. Например, при $p=3{,}63 \cdot 10^5$ Па при среднем в этих опытах значении $q=6000$ Вт/м^2 и толщине покрытия 0,235 мм α при кипении фреона-12 на пористой поверхности, нанесенной электродуговым способом, оказался в 4,5 раза больше по сравнению с α гладкой трубы. При тех же условиях на поверхности покрытия, нанесенного газопламенным способом, α увеличился по сравнению с α гладкой трубы только в 2 раза. Изменение толщины покрытия (нанесенного электродуговым способом) от $\delta_{сл}=0{,}075$ мм до $\delta_{сл}=0{,}3$ мм привело к увеличению α. При $q=6000$ Вт/м^2 и при $\delta_{сл}=0{,}3$ мм отношение α при кипении на трубе с покрытием к α при кипении на гладкой трубе оказалось равным 5. Аналогичные результаты были получены и для фреонов-11 и 22.

В опытах авторов работы [54] кипение осуществлялось на трубах из нержавеющей стали 1Х18Н9Т диаметром 5,45×0,2 мм с пористым покрытием, полученным электрохимическим методом. Пористый слой осаждался электрохимическим способом из водных растворов солей и представлял собой композиции Fe—Ni, Fe—Ni—МО, Fe. После нанесения покрытия производилось спекание его в атмосфере водорода. Толщина слоя изменялась в пределах от 10 до 140 мкм. В работе приводятся зависимости $q=f(\Delta t)$, полученные при кипении фреонов-12 и 22, а также аммиака на стальных и медных трубах диаметром 20—25 мм с металлизационным покрытием и с покрытием, полученным методом спекания металлических порошков. На рис. 7.22 приведены осредненные зависимости $q=f(\Delta t)$, полученные в указанных опытах. Из рисунка видно, что интенсивность теплообмена на пористых металлических покрытиях, нанесенных металлизационным способом и методом спекания, при-

мерно на порядок выше интенсивности теплообмена при кипении на гладких трубах. Оба эти способа нанесения покрытия были рекомендованы для применения в промышленных испарителях.

Однако, как уже отмечалось, интенсивность теплообмена при кипении на пористых покрытиях существенно зависит от структурных показателей покрытия: толщины слоя, формы и ориентации ка-

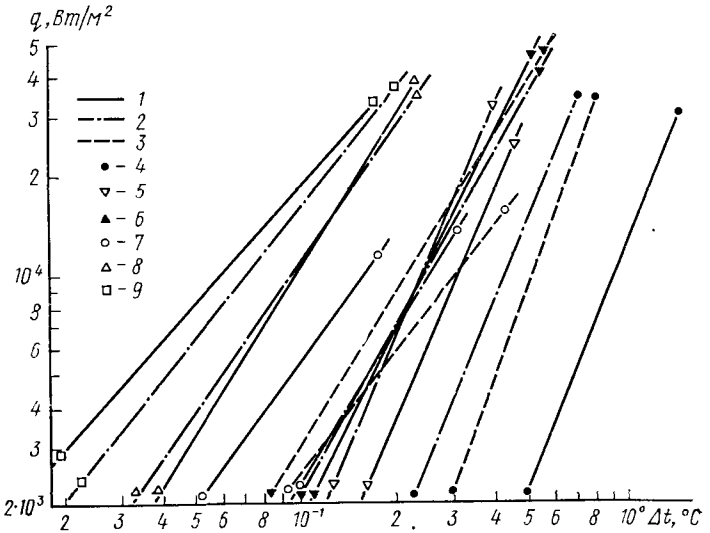


Рис. 7.22. Сопоставление данных по теплообмену при кипении хладагентов на различных видах поверхностей при $t_н = 10°C$:

1 — фреон 12, *2* — фреон-22, *3* — аммиак, *4* — гладкая труба, *5* — ребристая труба ($S = 0{,}76$ мм, $h = 1{,}55$ мм); *6* — электрохимическое покрытие поверхности, *7* — пористое неметаллическое покрытие поверхности (стеклоткань, $\delta_{сл} = 0{,}3$ мм); *8* — металлизационное покрытие поверхности, *9* — покрытие поверхности методом спекания

пиллярных каналов, термического контакта между частицами, составляющими скелет покрытия, материала покрытия, объемной пористости покрытия и шероховатости его внешней поверхности. На рис. 7.23 в координатах $q = f(\Delta t)$ представлены опытные данные, характеризующие влияние толщины слоя покрытия $\delta_{сл}$ и пористости ε на интенсивность теплообмена при кипении фреона-12 на поверхности с металлизационным покрытием [54]. Из рисунка видно, что разница в значениях α при одних и тех же величинах $\delta_{сл}$ и ε может быть весьма значительной.

Металлографический анализ покрытий, нанесенных электродуговым металлизационным способом, показал, что эти покрытия обладают развитой шероховатостью и слоистым строением. Слои разделяются пленками оксидов и длинными узкими порами, имеющими сложную конфигурацию. Кроме таких пор в покрытии имеются

мелкие и крупные поры неправильной формы. Толщина слоя, количество отдельных наслоений, ширина и протяженность слоевых пор, количество и распределение пор по размерам, пористость слоя и т. д. зависят от технологии нанесения покрытия [54].

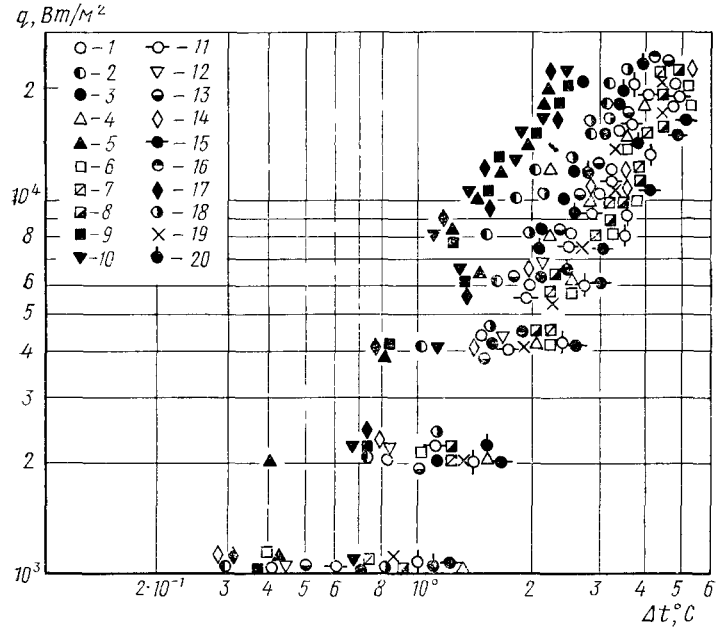


Рис. 7.23. Теплообмен при кипении фреона-12 ($t_н = -10$°C) на поверхностях с металлизационным покрытием:

$\delta_с$, ε *1* — 0,18 мм, 24,9%, *2* — 0,21 мм, 20,3%, *3* — 0,10 мм, 28,8%, *4* — 0,25 мм, 21,9%, *5* — 0,27 мм, 19,9%, *6* — 0,10 мм, 36,8%, *7* — 0,12 мм, 24,4%, *8* — 0,12 мм, 23,4%; *9* — 0,29 мм; 14,4%, *10* — 0,22 мм, 20,2%, *11* — 0,50 мм, 15,4%, *12* — 0,18 мм, 30,1%, *13* — 0,15 мм, 30,1%; *14* — 0,28 мм, 21,7%, *15* — 0,15 мм, 24,7%; *16* — 0,24 мм, 21,9%, *17* — 0,19 мм, 18,7%, *18* — 0,21 мм, 23,1%, *19* — 0,20 мм, 22,0%, *20* — 0,17 мм, 23,6%

По результатам оценки структурных показателей покрытий авторы работ [54, 63], все покрытия разделили на три типа:

А — плотные покрытия, в которых почти нет слоевых линий и нельзя четко отделить один слой от другого;

Б — пористые покрытия с крупными порами, имеющими выход к поверхности, и с широкими длинными слоевыми линиями;

В — покрытия, имеющие переходное строение со слоями, разделяющимися слоевыми линиями и с мелкими порами.

Опытные данные, полученные при кипении фреонов-12 и 22 на медных трубах с металлизационным покрытием ($d = 20$ мм, горизонтальная ориентация), представлены на рис. 7.24 [63]. Здесь плотность теплового потока и коэффициент теплоотдачи отнесены к внутренней поверхности трубы. Опыты показали, что на покрытиях типа Б с толщиной слоя $\delta_{сл} \approx 100$ мкм получены максимальные

значения коэффициента теплоотдачи (увеличение α по сравнению с гладкой трубой в 8 раз). Это покрытие рекомендовано к внедрению в промышленность. Худшие результаты получены на покрытиях типа А, хотя и для них отношение коэффициентов теплоотдачи на трубах с покрытием и на гладкой трубе лежит в пределах 2,5—4. Промежуточное положение занимают покрытия типа В. Покрытие, нанесенное металлизационным способом, оказалось вибростойким и более экономичным по сравнению с покрытием, нанесенным методом спекания металлических порошков.

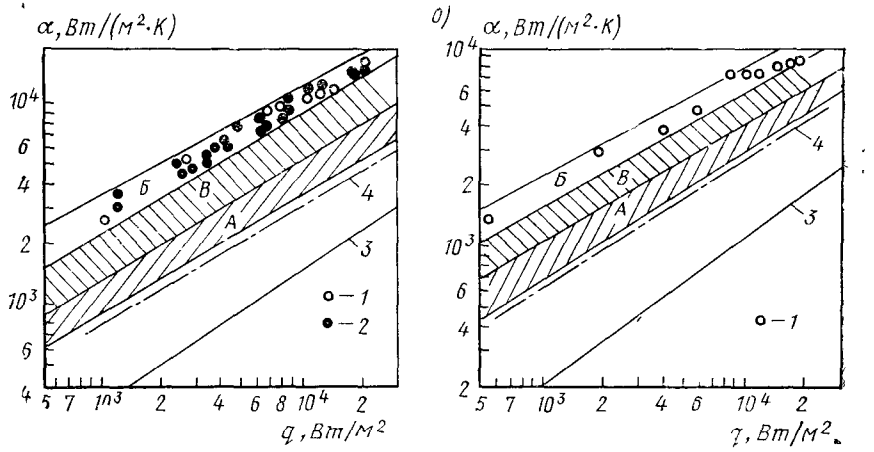


Рис. 7.24. Зависимость α от q при кипении фреонов-12 и 22 на гладкой, оребренной трубах и трубах с пористыми покрытиями:

а — $t_н$=10°С, *б* — $t_н$= —10°С; *1* — оптимальное покрытие; *2* — оптимальное покрытие, исследованное на стабильность; *3* — гладкая труба; *4* — оребренная труба; *А, Б, В* — типы покрытий

На рис. 7.24 представлены также результаты испытания труб с оптимальным пористым покрытием (тип Б) на повторяемость. Проведено исследование интенсивности теплообмена при кипении фреонов-12 и 22 на трубах с пористым металлизационным покрытием, нанесенным в разное время, но по одной и той же технологии. Весьма обнадеживающая повторяемость результатов говорит о том, что технология нанесения покрытия отработана уже настолько, что дает возможность воспроизводить одну и ту же характеристику пористого покрытия и, следовательно, предсказывать значения α.

Опыты авторов [63] показали также, что при кипении на пористых покрытиях, т. е. в условиях, весьма благоприятных для зарождения и роста паровых пузырей, коэффициенты теплоотдачи к кипящим фреонам-12 и 22 при равных плотностях теплового потока оказались практически одинаковыми.

Перегрев пара на верхних рядах трубного пучка с пористым покрытием значительно в большей степени снижает средее значение коэффициента теплоотдачи, чем это наблюдается на пучках с ореб-

ренными трубами. Поэтому если испаритель должен работать с перегревом пара, то пароперегревательную часть его теплообменной поверхности рекомендуется выполнять из оребренных труб, а не из труб с пористым покрытием [63].

При кипении хладагентов на трубах с пористыми покрытиями примеси масла снижают значение коэффициента теплоотдачи в той же мере, что и при кипении на гладких трубах.

Для расчета интенсивности теплообмена при кипении на теплоотдающих поверхностях с пористыми покрытиями предложен ряд формул, полученных либо теоретическим путем, либо на основе теории подобия. Из формул первого типа можно отметить полуэмпирические зависимости авторов [130, 146], при выводе которых использованы весьма сходные между собой физические модели. В обоих случаях стенки капиллярных каналов рассматриваются в виде ребер, на поверхности которых испаряется пленка жидкости. Жидкость подсасывается в капилляры под действием сил поверхностного натяжения. Эти формулы качественно правильно отражают закономерности рассматриваемого явления, однако рассчитать по ним интенсивность теплообмена достаточно сложно. Это связано с трудностями, возникающими при определении эффективной теплопроводности пористого слоя $\lambda_{эф}$. Авторы [130, 146], сопоставляя полученные ими формулы с опытными данными, не приводят зависимости, использованные для расчета $\lambda_{эф}$ в тех или иных конкретных условиях проведения опытов. Между тем очевидно, что значение $\lambda_{эф}$ зависит как от характера пористого покрытия, так и от технологии его нанесения. Этим, по-видимому, объясняется, что эмпирические коэффициенты формул авторов [130, 146], подобранные на основании опытов одного исследователя, оказываются неприемлемыми при обобщении опытных данных других исследователей.

Аналогичная картина наблюдается и с формулами, построенными на основе теории подобия. Например, расчетная зависимость, рекомендуемая в работе [10], обобщает опытные данные автора, полученные при кипении фреонов-12 и 22 на трубах из нержавеющей стали с пористым покрытием из того же металла, нанесенным методом спекания. Эта формула качественно согласуется и с данными, полученными при кипении фреона-113 и пропана, однако расхождения в расчетных и опытных значениях α для последних двух жидкостей превышают 100%.

При построении обобщенной зависимости автором [10] использована корреляция *Джилмора*. Корреляционное уравнение *Джилмора* использовалось и другими авторами. Необходимо отметить, что во всех случаях изменение характеристик пористой структуры потребовало изменения не только коэффициента пропорциональности в расчетном уравнении, но и показателя степени при критерии Re жидкости. Нет сомнения, что количественные зависимости, обобщающие опытные данные при кипении разных жидкостей, могут быть получены только после накопления экспериментального материала для покрытий, нанесенных по единой технологии, обеспечивающей тождественность их структурных показателей.

ГЛАВА 8

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ НАПРАВЛЕННОГО ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

§ 8.1. Влияние скорости жидкости и паросодержания потока на интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении

В условиях направленного движения среды паровые пузыри, образующиеся на теплоотдающей поверхности, испытывают дополнительное (по сравнению с кипением в большом объеме) динамическое воздействие со стороны потока жидкости. Под влиянием этого фактора меняются значения локальных характеристик процесса парообразования: уменьшается отрывной диаметр паровых пузырей, увеличивается частота их отрыва, деформируется поверхность пузыря и пр. Перестройка процесса парообразования оказывает влияние и на интегральные количественные характеристики процесса — коэффициенты теплоотдачи и гидродинамического сопротивления.

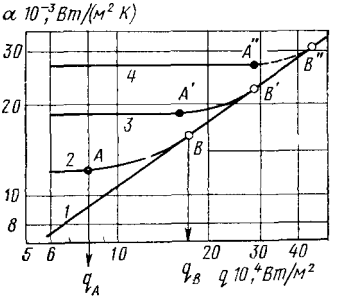


Рис. 8.1. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q при кипении воды (p = =0,392 МПа):

1 — w=0 (кипение в большем объеме) *2* — w=1 05 м/с, *3* — w=2,0 м/с, *4* — w=3 1 м/с

Значение коэффициента теплоотдачи в условиях направленного движения жидкости, так же как и при кипении в большом объеме, определяется соотношением между интенсивностью механизма переноса теплоты, обусловленного процессом парообразования, и интенсивностью механизма конвективного теплообмена в однофазной среде. Однако если при кипении в большом объеме влияние первого воздействия даже при очень низкой плотности теплового потока значительно выше второго, то в условиях вынужденного движения жидкости интенсивность обоих эффектов может оказаться соизмеримой при любых значениях q.

На рис. 8.1 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении воды в условиях естественной конвекции (кривая *1*) и вынужденного движения при омывании плоской пластины (кривые *2, 3* и *4*) [178]. Позднее аналогичные зависимости были получены и в опытах других исследователей. На рис. 8.2 показано влияние плотности теплового потока на коэффициент теплоотдачи к кипящим растворам NH_4NO_3 в условиях вынужденного движения в трубах (опыты Р. Я. Ладиева) *.

Из рис. 8.1 видно, что при w=const в области малых значений q коэффициент теплоотдачи не зависит от плотности теплового потока. Следовательно, при данном значении w в рассматриваемом

* График заимствован из книги [87].

интервале изменения q интенсивность механизма переноса, обусловленного процессом парообразования, ничтожно мала по сравнению с интенсивностью турбулентного обмена в однофазной среде. Число действующих центров парообразования в этих условиях недостаточно, чтобы дополнительная турбулизация пристенной области паровыми пузырями и дополнительный отвод теплоты от стен-

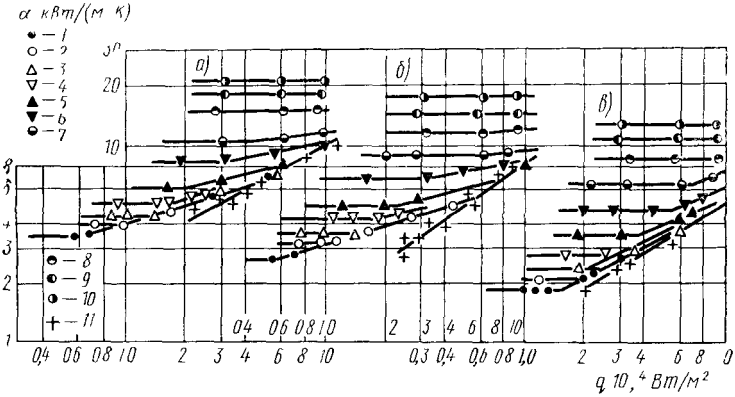


Рис. 8.2. Зависимость α от q при кипении растворов NH_4NO_3 в условиях принудительной и естественной циркуляции (по данным Р. Я. Ладиева) при концентрациях 20% (*а*), 40% (*б*) и 60% (*в*). Принудительная циркуляция:

1 — w_0=0,5 м/с, *2* — w_0=0,6 м/с; *3* — w_0=0,7 м/с; *4* — w_0=0,8 м/с; *5* — w_0=1,0 м/с; *6* — w_0=1,5 м/с; *7* — w_0=2,0 м/с, *8* — w_0=3,0 м/с, *9* — w_0=4,0 м/с, *10* — w_0=5,0 м/с, *11* — естественная циркуляция

ки непосредственно в виде теплоты испарения и избыточной энтальпии перегретой жидкости оказали заметное влияние на процесс теплообмена.

С увеличением плотности теплового потока при w=const число активных зародышей паровой фазы увеличивается и при некотором значении q эффекты, обусловленные процессом парообразования, начинают оказывать заметное влияние на процесс теплообмена. Например, на кривой *2* (см. рис. 8.1) это значение q отмечено точкой A ($q=q_A$). При дальнейшем увеличении плотности теплового потока относительное влияние механизма турбулентного обмена в однофазной среде ослабевает и повышается значение процесса парообразования. При $q=q_B$ (точка B на кривой *2*) влияние механизма турбулентного обмена в однофазной среде практически прекращается. Если при данной скорости жидкости $q>q_B$, то интенсивность теплообмена при кипении в условиях вынужденного движения целиком определяется процессом парообразования. Влияние механизма турбулентного обмена в однофазной среде становится пренебрежимо малым. При $q_A<q<q_B$ наблюдается совместное действие обоих механизмов переноса.

С увеличением скорости жидкости точка A смещается в сторо-

ну более высоких значений плотности теплового потока, так как при большей турбулентности влияние механизма переноса, обусловленного процессом парообразования, проявляется только при большем числе активных зародышей паровой фазы, т. е. при большем значении q. Есть и другая причина смещения точки A вправо с ростом скорости циркуляции. Она заключается в том, что интенсификация турбулентного обмена в однофазной среде неизбежно влечет за собой снижение интенсивности переноса теплоты непосредственно в форме теплоты испарения. Действительно, при любом заданном значении q до точек слияния кривых *2—4* с кривой *1* на рис. 8.1 (точки B) температура стенки, а следовательно, и число активных зародышей паровой фазы при скорости w_0= =1,05 м/с больше, чем при w= =2,0 м/с, и тем более при скорости, отвечающей кривой *4*. Таким образом, чтобы сохранить одно и то же значение относительной интенсивности механизма переноса теплоты, обусловленного процессом парообразования, при увеличении скорости циркуляции нужно повышать плотность теплового потока не только для компенсации возрастающей турбулентности, но и для компенсации эффектов, связанных с уменьшением числа дейсвующих центров парообразования.

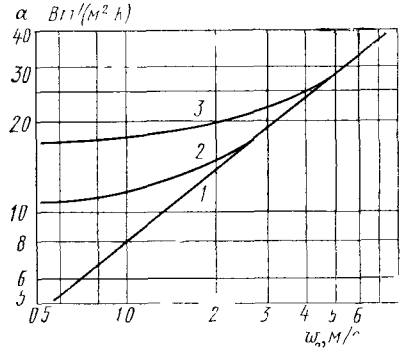


Рис. 8.3. Зависимость α от скорости циркуляции w_0 (вода, p= =0,196 МПа):

1 — $\alpha=f(w_0)$ при турбулентном течении без кипения, *2* — то же, при кипении, q=232 кВт/м², *3* — то же, q= =464 кВт/м²

То же самое можно сказать и о точках B. Для того чтобы сохранить доминирующее влияние механизма переноса, обусловленного процессом парообразования, при большей скорости требуется большее число активных зародышей паровой фазы. Поэтому с ростом скорости точки B также смещаются в сторону более высоких значений q [182].

На рис. 8.3 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости циркуляции w_0 при турбулентном течении воды без кипения (прямая *1*) и в условиях кипения при различных значениях плотности теплового потока (кривые *2* и *3*) [166]. При кипении в трубах также можно выделить три области режимных параметров, различающихся между собой по механизму переноса теплоты. При малых скоростях значение коэффициента теплоотдачи определяется процессом парообразования. При больших скоростях и том же значении q коэффициент теплоотдачи не зависит от плотности теплового потока. Между этими крайними областями режимных параметров располагается зона, в которой проявляются оба механизма переноса теплоты.

Интенсивность механизма переноса теплоты, обусловленного образованием на теплоотдающей поверхности паровых пузырей, при всех прочих равных условиях определяется скоростью парообразования $q/(r\rho'')$. Интенсивность механизма турбулентного обмена в однофазной среде при всех прочих равных условиях определяется скоростью жидкости. Следовательно, безразмерное значение коэффициента теплоотдачи при кипении в условиях вынужденного движения является функцией критерия $K_u = q/(r\rho''w)$, представляющего собой меру отношения интенсивности обоих рассматриваемых механизмов переноса теплоты [186].

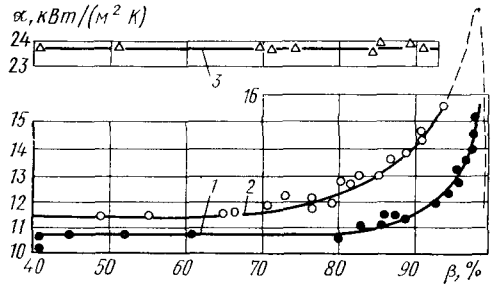


Рис. 8.4. Зависимость α от объемного расходного паросодержания β:

1 — w_0=0,5 м/с, q=232 кВт/м², *2* — w_0=1 0 м/с, q=232 кВт/м², *3* — w_0=0,5 м/с, q=815 кВт/м²

В заданных конкретных условиях для каждой жидкости существует предельное значение критерия K_u, выше которого влияние механизма турбулентного обмена в однофазной среде становится пренебрежимо малым. Однако в общем случае эта граница не может быть точно определена только с помощью критерия K_w [182]. Дело в том, что при кипении жидкости с заданными физическими свойствами количество теплоты, вынесенное из пристенной области за счет процесса парообразования, пропорционально $q/(r\rho'')$, а интенсивность турбулентного обмена в однофазной среде определяется значением числа Рейнольдса $\mathrm{Re}=wd/\nu$, а не одной только скоростью w [182]. Например, при фиксированных значениях плотности теплового потока и скорости циркуляции интенсивность переноса теплоты при турбулентном течении однофазной среды с увеличением диаметра трубы уменьшается. Следовательно, этот механизм переноса перестает влиять на теплоотдачу к кипящей жидкости в трубе большего диаметра при меньшем значении q и, следовательно, K_w. При d=const и w_0=const граница влияния этих двух механизмов переноса теплоты с увеличением вязкости жидкости также смещается в сторону меньших значений критерия K_u.

При кипении в трубах коэффициент теплоотдачи зависит также от паросодержания потока. Эта зависимость обусловлена возрастанием истинной скорости жидкой фазы w' и изменением структуры потока по мере накопления в нем пара при неизменном массовом расходе парожидкостной смеси.

На рис. 8.4 представлена зависимость α от расходного объемного паросодержания β при кипении воды под давлением $p = 1{,}96 \cdot 10^5$ Па [156, 166]. Из рисунка видно, что при w_0=0,5 м/с и q=232 кВт/м² в интервале изменения β от нуля до ~80%, а при q=815 кВт/м² — от нуля до 92% α сохраняет постоянное значение,

хотя истинная скорость жидкой фазы w' увеличивается при этом в несколько раз. Это говорит о том, что при данных значениях режимных параметров в рассматриваемом интервале изменения β интенсивность теплообмена при кипении полностью определяется процессом парообразования. При некотором значении β (например, 80% для кривой *1*) α начинает увеличиваться, так как истинная скорость жидкости достигает такого значения, при котором интенсивность механизма турбулентного обмена в однофазной среде становится соизмеримой с интенсивностью переноса, обусловленного процессом парообразования. При дальнейшем увеличении β относительное влияние механизма турбулентного обмена в однофазной среде возрастает и при достаточно высоких значениях паросодержания этот механизм может целиком определять интенсивность теплоотдачи к парожидкостному потоку. Как видно из рис. 8.4 (кривые *1* и *2*), в этом интервале изменения паросодержания наблюдается значительная зависимость α от β.

В условиях дисперсно-кольцевой структуры потока часть жидкости течет у стенки трубы, а часть движется в диспергированном виде в паровом ядре. При некотором значении β жидкая пленка начинает высыхать, что приводит к резкому ухудшению теплоотдачи *.

Диапазоны изменения скоростей и паросодержаний, в которых проявляется или не проявляется влияние этих величин на теплоотдачу к двухфазному потоку, зависят от свойств жидкости и значений режимных параметров. Это связано с тем, что в заданных конкретных условиях устанавливается вполне определенная структура течения парожидкостной смеси со специфическими для нее законами распределения по сечению канала осредненных во времени плотности среды и скорости в обеих фазах, а также интенсивностью взаимодействия между фазами на межфазной поверхности.

Многообразие форм течения парожидкостных смесей, необходимость учитывать динамическое воздействие потока на процесс формирования паровых пузырей и процессы взаимодействия между фазами на границе раздела создают значительные трудности при решении задачи о теплообмене в условиях направленного движения среды. Однако с точки зрения расчетной практики, из всего многообразия условий протекания процесса теплообмена при кипении в трубах и каналах произвольной формы вполне допустимо выделить пять основных режимов. В пределах каждого из выделенных режимов устанавливаются характерные для него соотношения между параметрами, определяющими доминирующее влияние того или иного механизма переноса (или совместное их влияние) на интенсивность теплообмена.

1. Одним из таких режимов выделяется область изменения параметров, в которой интенсивность теплообмена целиком определяется механизмом переноса, обусловленным процессом парообразования (развитое пузырьковое кипение). В этой области коэффициент теплоотдачи не зависит от скорости парожидкостной смеси

* На рис 8 4 максимум зависимости $\alpha = f(\beta)$ кривой *2* показан условно

и, следовательно не зависит от паросодержания потока (конечно, в характерном для этого режима интервале изменения β). На рис. 8.4 этому случаю отвечают горизонтальные участки кривых $\alpha=f(\beta)$ при $q=\text{const}$ и $w_0=\text{const}$.

2. Другая область изменения режимных параметров характеризуется высокими значениями не только плотности теплового потока, но и паросодержания. В этой области паросодержание, а следовательно, и истинная скорость жидкой фазы настолько высоки, что на механизм переноса, обусловленный процессом парообразования, накладывается влияние механизма турбулентного обмена в однофазной среде (восходящие участки кривых $\alpha=f(\beta)$ на рис. 8.4). Высокая интенсивность теплообмена сохраняется до тех пор, пока теплоотдающая поверхность омывается сплошной жидкой пленкой, если при этом не произойдет смена пузырькового кипения на пленочное, т. е. не возникнет *кризис теплообмена первого рода.*

3. Нарушение сплошности пленки в процессе испарения последней приводит к значительному снижению коэффициента теплоотдачи и к скачкообразному повышению температуры стенки канала (ниспадающая ветвь кривой *2* на рис. 8.4). Явление ухудшения теплоотдачи, обусловленное высыханием жидкой пленки, получило название *кризиса теплообмена второго рода* [45]. В закризисной области поток пара, омывающий теплоотдающую поверхность, несет в себе мелкие капли жидкости. Выпадение капель на стенку и их испарение обеспечивают более высокую интенсивность теплообмена по сравнению с процессом теплоотдачи к перегретому пару при прочих равных условиях. Эту область называют *областью ухудшенных режимов теплоотдачи.* Режимы ухудшенной теплоотдачи, если они устанавливаются даже на части поверхности теплообмена аппарата, снижают значение коэффициента теплоотдачи для всей поверхности в целом. Однако такие режимы во многих случаях полностью исключить нельзя. В прямоточных парогенераторах, в некоторых типах испарителей холодильных машин они всегда имеют место.

4. При низких значениях q и β ($\beta\to 0$) процесс парообразования и паросодержание потока не влияют на коэффициент теплоотдачи при кипении*. В этой области изменения режимных параметров теплота переносится в потоке жидкости с помощью механизма турбулентного обмена, действующего в однофазных средах.

5. Наконец, следует выделить область режимных параметров, в которой процесс парообразования не влияет на интенсивность теплообмена, но паросодержание меняется в широких пределах. В этой области при заданной плотности теплового потока и неизменном расходе парожидкостной смеси коэффициент теплоотдачи

---

* Понятие «низкая плотность теплового потока», конечно, является относительным. Здесь имеются в виду значения q, при которых в данных конкретных условиях интенсивность механизма переноса теплоты, обусловленного процессом парообразования, много меньше интенсивности турбулентного обмена, действующего в однофазных средах.

существенно зависит от паросодержания, увеличиваясь с ростом последнего.

Наиболее сложные законы тепло- и массообмена наблюдаются при дисперсно-кольцевой структуре двухфазного потока. В этом случае коэффициент теплоотдачи определяется действительной скоростью жидкости, текущей в пленке, и характером волнообразования на ее поверхности. Следовательно, знание параметров пленки является необходимым условием для создания обоснованных методов расчета интенсивности теплообмена в условиях дисперсно-кольцевого режима течения парожидкостной смеси. Эти знания являются также ключом к пониманию физического механизма возникновения кризисов теплообмена при кипении в трубах и позволяют получить рациональные формулы для расчета плотностей критических тепловых потоков или граничных паросодержаний, превышение которых ведет к резкому ухудшению теплоотдачи.

§ 8.2. Процессы обмена в дисперсно-кольцевом потоке

В условиях кольцевой структуры двухфазного потока на поверхности жидкой пленки образуются мелко- и крупномасштабные волны. Фазовая скорость крупномасштабных волн больше средней скорости течения жидкости в пленке. Под влиянием потока пара капли жидкости срываются с гребней крупномасштабных волн и уносятся в ядро потока. Это так называемый *механический* (или *динамический*) *унос*. Как показано в гл. 1, при заданных свойствах жидкой и паровой (газовой) фаз, геометрии канала и плотности орошения началу срыва капель с поверхности пленки отвечает вполне определенное значение скорости пара (газа). По достижении этой скорости чисто кольцевая структура потока переходит в дисперсно-кольцевую.

Когда вся жидкая фаза сосредоточена в пленке (кольцевой режим течения), то средняя скорость жидкости в пленке $w_{пл}$ равна осредненной по сечению истинной скорости жидкости w'. В условиях дисперсно-кольцевой структуры часть жидкости движется в виде капель в паровом (газовом) ядре потока, т. е. в области повышенных скоростей. Средняя скорость капель в общем случае меньше средней истинной скорости пара w'', но может значительно превышать среднюю скорость пленки. Следовательно, $w_{пл} < w'$ и чем больше капель движется в ядре потока, тем меньше относительная скорость пленки $w_{пл}/w'$ [180].

В процессе кипения, т. е. в обогреваемых трубах, капли жидкости выбрасываются в ядро потока не только вследствие их срыва с гребней крупномасштабных волн, но и в момент разрушения паровых пузырей на поверхности пленки. Этот вид уноса называют *пузырьковым уносом*.

Опытные данные, полученные при изучении движения жидких пленок, показывают, что при данном расходе жидкости высота гребней волн с повышением скорости пара (газа) сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться. При некотором значении

паросодержания, обозначаемом символом $x_{\Delta p}$, волнообразование на поверхности пленки постепенно затухает, а крупномасштабные волны полностью вырождаются. При $x \geqslant x_{\Delta p}$ пленка становится настолько тонкой, что на ее поверхности остаются только мелкомасштабные волны, поэтому значительно снижается интенсивность

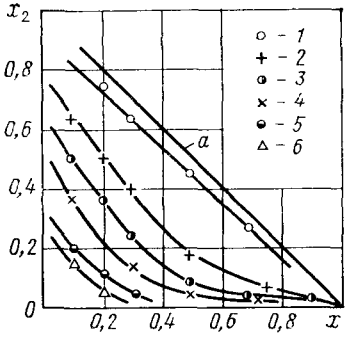


Рис. 8.5. Зависимость относительного расхода жидкости в пленке x_2 от паросодержания x (p = =5,0 МПа):

1 — ρw=500 кг/(м²·с); *2* — ρw= =1000 кг/(м²·с); *3* — ρw=1500 кг/(м²× ×с); *4* — 2000 кг/(м²·с), *5* — 3000 кг/(м²·с); *6* — 4000 кг/(м²·с); *a* — зависимость общего относительного расхода жидкости (1—x) от x

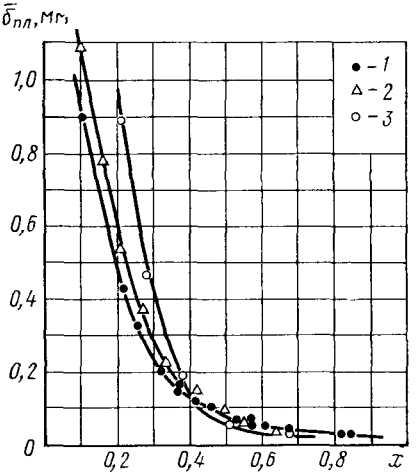


Рис. 8.6. Зависимость $\bar{\delta}_{пл}$ от x и q в восходящем пароводяном потоке [p=6,86 МПа, ρw=750 кг/(м²·с)]:

1 — q=0; *2* — q=0,23 МВт/м², *3* — q= =0,46 МВт/м²

процесса уноса капель в ядро потока. На рис. 8.5 представлены зависимости относительного расхода жидкости (воды) в пленке $x_2 = G'_{пл}/G$ от паросодержания x в необогреваемой трубе диаметром d=13,3 мм при фиксированных давлении p и массовых скоростях ρw [124]. Здесь G — полный массовый расход парожидкостной смеси. Как видим, отчетливо проявляются два различных закона изменения величины x_2 от x: резкое падение x_2 при низких паросодержаниях, когда на поверхности пленки движутся крупномасштабные волны, и очень слабая зависимость x_2 от x в области больших паросодержаний. В последнем случае расходы жидкости в пленке весьма малы.

Аналогичный вид имеет зависимость средней толщины пленки $\bar{\delta}_{пл}$ от паросодержания потока x. На рис. 8.6 приведены опытные значения толщины пленки, полученные авторами работы [61] при подъемном движении пароводяного потока в трубе диаметром 17 мм. Как видим, и в данном случае значительное уменьшение толщины пленки наблюдается только в области интенсивного уно-

са влаги в ядро потока. В этой области с ростом плотности теплового потока увеличивается крутизна кривых $\bar{\delta}_{пл}=f(x)$, так как при этом возрастает пузырьковый унос влаги и, кроме того, уменьшается расход жидкости в пленке за счет ее испарения. В области интенсивного уноса влаги в ядро потока с ростом q увеличивается и значение $\bar{\delta}_{пл}$. Вероятно, это связано с набуханием пленки при кипении в ней жидкости. Очевидно, что отношение расхода жидкости в пленке к поперечному сечению последней, определенному в условиях набухания, не может дать точного значения средней скорости жидкости в пленке.

При движении пароводяного потока, так же как и во фреоновых смесях, расход жидкости в пленке понижается с ростом массовой скорости ρw. Как видно из рис. 8.5, только при $\rho w=500$ кг/(м$^2\cdot$с) вся жидкость практически движется в пленке.

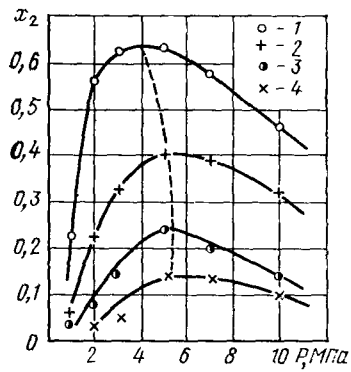


Рис. 8.7. Зависимость x_2 от давления при $x=0{,}3$. Обозначения те же, что и на рис. 8.5

Очень сложна зависимость x_2 от давления. Кривые $x_2=f(p)$ проходят через максимум (рис. 8.7) [125].

В дисперсно-кольцевом потоке наряду с процессом уноса капель жидкости с поверхности пленки протекает и обратный процесс — процесс осаждения капель из ядра на поверхность пленки. Это обусловлено наличием градиента скорости dw/dy в потоке пара в непосредственной близости от поверхности пленки. Капли жидкости оказавшиеся в результате турбулентных пульсаций в градиентном слое потока пара, испытывают действие силы, аналогичной подъемной силе Жуковского [47]:

$$F_1=(\pi^2/8)\,d_{кр}^3\rho''\,(\mathrm{d}w/\mathrm{d}y)\,(w_к-w_п''), \qquad (8.1)$$

где $w_к$ и $w_п''$ — соответственно скорость капли и пара на расстоянии y от поверхности пленки; $d_к$ — диаметр капли.

Если скорость движущейся к пленке капли на расстоянии y от поверхности пленки оказывается больше локальной скорости пара при том же значении y, то капля продолжает движение к пленке. В противном случае она вновь отбрасывается к оси трубы *.

В обогреваемых трубах движение капель к стенке трубы тормозится встречным потоком пара, возникающим при испарении жидкости. Скорость нормального к стенке трубы потока, а следователь-

* Осредненная по сечению и во времени скорость капель жидкости в ядре потока $w_я'$ всегда меньше средней истинной скорости пара w''; однако скорость отдельных капель, отброшенных в результате турбулентных пульсаций в какую-либо точку области потока, граничащую с поверхностью пленки, может оказаться существенно больше скорости пара в этой точке.

но, и сила сопротивления движению капли к стенке F_2 возрастают с увеличением плотности теплового потока. При прочих равных условиях с увеличением q вероятность выпадения капли на поверхность пленки уменьшается. В соответствии с законом Стокса сила сопротивления может быть определена по зависимости [47]

$$F_2 = 3\pi\mu'' d_к [q/(r\rho'')], \qquad (8.2)$$

где μ'' — динамический коэффициент вязкости пара.

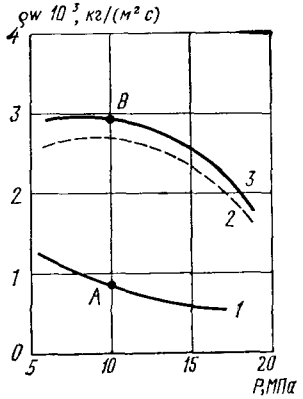


Рис. 8.8. Нижняя (*1*) и верхняя (*2* и *3*) граничные кривые области не выпадения капель на поверхность пленки:

1, *3* — q=500 кВт/м², *2* — q=300 кВт/м²

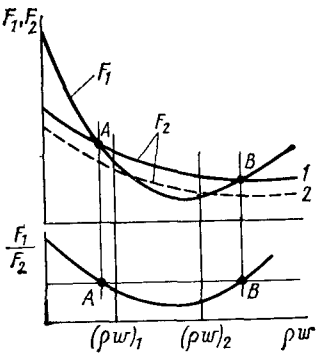


Рис. 8.9. Зависимость F_1, F_2 и F_1/F_2 от ρw:

1 — q_1=const, *2* — q_2=const ($q_1 > q_2$)

Для данной жидкости при определенном давлении, меняя соотношение между массовой скоростью ρw и плотностью теплового потока q, можно получить различные режимы испарения пленки. Испарение пленки может протекать в условиях, когда она орошается каплями жидкости и когда капли не выпадают на ее поверхность. В работе [47] для воды в интервале изменения давления от 5,0 до 20,0 МПа границы указанных режимов испарения пленки были определены экспериментально с помощью специально разработанной солевой методики. Результаты своих опытов авторы представили в координатах $\rho w = f(p)$ (рис. 8.8). В соответствии с полученными данными при значениях ρw между нижней *1* и верхней *2* или *3* граничными кривыми капли жидкости на пленку не выпадают. С уменьшением плотности теплового потока значения ρw, определяющие верхнюю границу этого режима, понижаются (кривая *2*).

Существование двух граничных кривых обусловлено тем, что соотношение между силами F_1 и F_2 с увеличением массовой скорости при неизменных значениях p и q меняется не монотонно (рис. 8 9). С ростом величины ρw капли дробятся на более мелкие, по-

этому абсолютные значения сил F_1 и F_2 уменьшаются. Так как зависимость силы F_1 от диаметра капли более значительна по сравнению с зависимостью $F_2=f(d_к)$, то отношение сил F_1/F_2 с ростом ρw также становится меньше. Однако при уменьшении диаметра капли интенсивность процесса дробления снижается. В этих условиях сила F_1 с ростом ρw начинает увеличиваться вследствие не-

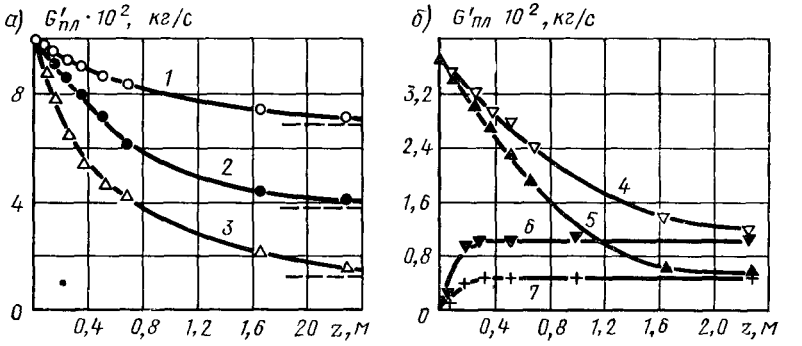


Рис. 8.10. Изменение расхода жидкости в пленке по длине трубы при $m_2^{вх}=0{,}1$ кг/с (*а*) и $m_2^{вх}=0{,}036$ кг/с (*б*):

1 — $p=6{,}9$ МПа, $w_0''=5$ м/с, *2* — $p=6{,}9$ МПа $w_0''=13$ м/с, *3* — $p=1{,}96$ МПа, $w_0''=50$ м/с; *4*, *6* — $p=6{,}9$ МПа, $w_0''=17{,}4$ м/с; *5*, *7* — $p=6{,}9$ МПа, $w_0''=31$ м/с

прерывно возрастающего градиента скорости dw/dy, в то время как сила F_2 практически остается постоянной.

Если в точке A (рис. 8.9) значения q и ρw подобраны так, что капли из ядра потока не выпадают на пленку, то в интервале изменения ρw от точки A до точки B при $q_1=\text{const}$ орошения пленки не будет, так как во всем рассмотренном интервале изменения ρw сила F_1 оказывается меньше силы F_2. Дальнейшее увеличение массовой скорости $[\rho w > (\rho w)_B]$ при $q=\text{const}$ вновь приводит к орошению поверхности пленки каплями жидкости.

Если при $\rho w=\text{const}$ снизить плотность теплового потока от q_1 до q_2 (рис. 8.9), то при $\rho w=(\rho w)_1$ это приведет к процессу орошения пленки. В то же время при уменьшении q при большей массовой скорости, например при $(\rho w)_2=\text{const}$, капли по-прежнему не будут выпадать на поверхность пленки.

Параметры пленки и связанные с ними такие интегральные характеристики, как коэффициенты теплоотдачи и гидродинамического сопротивления, плотность критического теплового потока или граничное паросодержание, характеризующее кризис второго рода, скорость солеотложения на поверхности трубы при генерации пара, существенно зависят от интенсивности процессов уноса капель с поверхности пленки и их выпадения на пленку. В связи с этим процессы обмена массой между ядром потока и пленкой интенсивно (особенно в последние годы) изучаются.

На рис. 8.10 представлены распределения расхода жидкости в пленке по длине трубы z в адиабатном потоке при фиксированных

расходах жидкости на входе $G'_{вх}=\text{const}$ и при двух предельных способах подачи жидкости в канал: 1 — вся жидкость, во входном сечении равномерно распределена по периметру трубы у стенки (кривые *1—5*), 2 — вся жидкая фаза во входном сечении сосредоточена в потоке пара (кривые *6* и *7*) [123]. Из рисунка видно, что при подаче жидкой фазы на стенку массовый расход жидкости в пленке $G'_{пл}$ непрерывно уменьшается, достигая предельного своего значения (пунктирные линии на рис. 8.10, *а*). Авторы работы [123] отмечают, что всю длину канала можно разбить на три участка. Первый из них (начальный участок) характеризуется практически линейной зависимостью $G'_{пл}$ от z. Здесь происходит в основном унос капель с поверхности пленки в ядро потока, где капель еще очень мало. На втором участке зависимость $G'_{пл}$ от z отклоняется от линейной. Это объясняется процессом осаждения капель из ядра на пленку и снижением интенсивности уноса из-за уменьшения толщины пленки. На этом участке интенсивность уноса превалирует над интенсивностью осаждения капель, что подтверждается, продолжающимся снижением толщины пленки. Третий участок — это участок гидродинамического равновесия, когда интенсивности процессов уноса капель и их осаждения равны. Относительная длина участка гидродинамической стабилизации $(L/d_l)_{стаб}$ при подаче жидкости на стенку колеблется в пределах от 150 до 230.

Когда вся жидкость на входе в трубу равномерно распределена в потоке пара (кривые *6* и *7* на рис. 8.10, *б*), относительная длина участка стабилизации в 4—6 раз короче. Равновесный расход жидкости в пленке не зависит от распределения жидкой фазы во входном сечении канала, а зависит от давления и расходов обеих фаз.

На основании своих опытов авторы работы [123] сделали вывод, что удельная интенсивность уноса, равная количеству жидкости, унесенной в ядро потока за единицу времени с единицы площади поверхности пленки, линейно зависит от плотности орошения и приведенной скорости пара. Однако этот вывод верен только для первого участка, в пределах которого зависимости $G'_{пл}=f(z)$ также являются прямыми линиями. Когда расход жидкости в пленке определяется совместным влиянием процессов уноса и осаждения капель (второй участок канала), то удельная интенсивность уноса является более сложной функцией плотности орошения и скорости пара.

На рис. 8.11 показано изменение расхода жидкости в пленке на конце обогреваемого участка ($L_{об}=0{,}66$ м, $d_{вн}=13{,}3$ мм) в зависимости от плотности теплового потока при фиксированных значениях массовой скорости ρw, паросодержания на входе в трубу $\bar{x}_{вх}$ и давления [122] Пунктирные линии характеризуют зависимости $G'_{пл}=f(q)$ в предположении, что уменьшение $G'_{пл}$ обусловлено только испарением жидкости (влагообмена между ядром и пленкой нет либо он взаимно скомпенсирован). Как видно, в исследованном диапазоне изменения режимных параметров интенсивность уноса капель в ядро потока превалирует над интенсивностью процесса осаждения. Чем больше плотность теплового потока, тем боль-

ше разница между предполагаемым и реальным расходами жидкости в пленке, что, по-видимому, можно объяснить повышением интенсивности пузырькового уноса с ростом q.

Вертикальными линиями $к$ на рис. 8.11 отмечены значения q, при которых возникал кризис теплообмена. Характерно, что при давлении $p=0{,}98$ МПа и относительно низких паросодержаниях

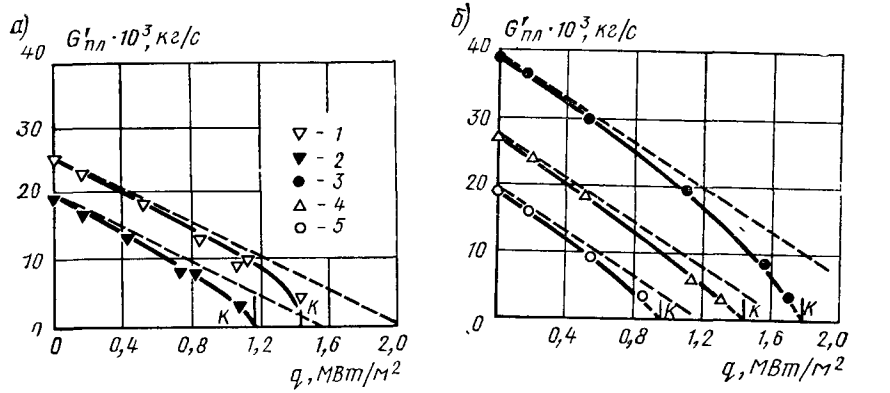


Рис. 8.11. Зависимость расхода жидкости в пленке от плотности теплового потока:

а — $p=0{,}98$ МПа, $x_{вх}=0{,}2$ *1* — $\rho w=1000$ кг/(м² с), *2* — 2000 кг/(м² с), *б* — $p=6\,9$ МПа, $\rho w=1000$ кг/(м² с), *3* — $x_{вх}=0\,4$, *4* — $x_{вх}=0\,49$, *5* — $x_{вх}=0\,62$

на входе ($x_{вх}=0{,}2$) кризис теплоотдачи возникал при некотором малом, но заметном остаточном относительном расходе жидкости в пленке $x_2=G'_{пл}/G=0{,}01\div0{,}03$. При давлении $p=6{,}9$ МПа и $x_{вх}=0{,}4$ расход жидкости в пленке в момент возникновения кризиса теплоотдачи был близок к нулю.

На рис. 8.12, *а*, *б* представлены зависимости относительных расходов жидкости в пленке $x_2=G'_{пл}/G$ и в ядре потока $x_3=G_я'/G$ от массового паросодержания смеси x при отсутствии обогрева и в условиях обогрева при различных значениях q Измеренные расходы жидкости в пленке в необогреваемом канале получены при гидродинамическом равновесии.

Из рис. 8.12, *б* видно, что при $\rho w=1000$ кг/(м²·с) в области достаточно больших паросодержаний и плотностей тепловых потоков ($q=1{,}1$ и $1{,}65$ МВт/м²) относительный расход капель в ядре x_3 с ростом паросодержания потока x не изменяется вплоть до наступления кризиса теплообмена. Отсюда следует, что для этих режимов процессы уноса и осаждения капель взаимно скомпенсированы. При $q=0{,}8$ Мвт/м² до значений $x\approx0{,}65$ величина x_3 возрастает, следовательно, в этих условиях интенсивность уноса больше интенсивности осаждения капель При $x\geqslant0{,}65$ и $q=0{,}8$ МВт/м², наоборот, интенсивность процесса осаждения выше интенсивности процесса срыва капель с пленки.

При $\rho w = 2000$ кг/(м^2·с) для всех режимов, за исключением $x_{вх} = 0{,}3$ и $q = 1{,}1$ МВт/м^2, процесс уноса капель с поверхности пленки превалирует над процессом осаждения.

Экспериментальные данные автора работы [122] показали, что при $p = 6{,}9$ МПа и $\rho w = 2000$ кг/(м^2·с) зависимость относительного расхода жидкости в пленке от длины обогреваемого участка при $q = 1{,}1$ МВт/м^2 совпадает с кривой изменения величины x_2 за счет

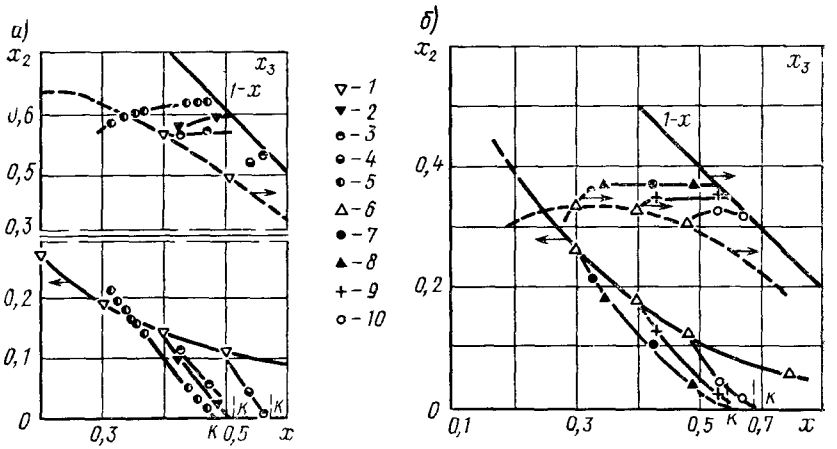


Рис. 8.12. Относительные расходы жидкости (воды) в пленке и в ядре потока в обогреваемых трубах [122]

а — $p = 6{,}9$ МПа, $\rho w = 2000$ кг/(м^2 с), *б* — $p = 4{,}9$ МПа $\rho w = 1000$ кг/(м^2 с), *1* — $q = 0$ *2* — $q = 1{,}4$ МВт/м^2, *3* — $q = 1{,}1$ МВт/м^2 *4* — $q = 0{,}5$ МВт/м^2, *5* — $q = 0{,}9$—$1{,}3$ МВт/м^2 (данные А. В. Беннетта), *6* — $q = 0$, *7* — $q = 1{,}1$ МВт/м^2, *8* — $q = 1{,}65$ МВт/м^2, *9* — $q = 1{,}1$ МВт/м^2, *10* — $q = 0{,}8$ МВт/м^2

одного только испарения (процессы осаждения и срыва скомпенсированы). При $q = 1{,}4$ МВт/м^2 на ход кривой $x_2 = f(z)$ заметное влияние оказывают процессы влагообмена. При более высоком значении q и той же массовой скорости встречный поток пара препятствует осаждению капель на пленку, поэтому в данном случае унос превалирует над осаждением. Истощение пленки наступает раньше по сравнению с чистым испарением. По оценкам автора [122], в последнем случае вклад процессов влагообмена в уменьшение величины x_2 составляет 25%.

Процессы влагообмена между ядром и пленкой или механического взаимодействия ядра потока с поверхностью пленки и другие обменные процессы в дисперсно-кольцевом потоке настолько сложны, что строгое аналитическое решение задач, связанных с нахождением расчетных зависимостей для той или иной интегральной характеристики процесса, наталкивается на непреодолимые трудности. Эти трудности обусловлены в основном большим числом переменных, подлежащих определению, а также неопределенностью при задании граничных условий. Даже если задача решается как

одномерная, число переменных, не заданных по условию, оказывается очень большим, поэтому для замыкания системы уравнений приходится принимать различного рода упрощающие предпосылки и использовать эмпирические зависимости.

В работе авторов [208] приведены примеры теоретических решений, которые в ряде случаев дают приемлемые для технических расчетов параметры пленки. Однако для расчета средних коэффициентов теплоотдачи при кипении в условиях дисперсно-кольцевой структуры в работе [208] рекомендуются эмпирические зависимости, полученные с помощью теории подобия.

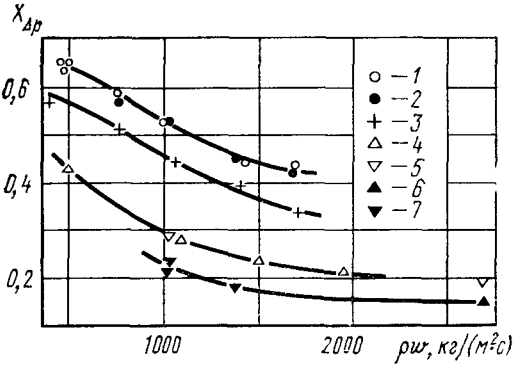


Рис. 8.13. Зависимость $x_{\Delta p}$ от ρw:

$d_{вн}$=18,7 мм *1* — p=4,93 МПа, *2* — p=7,36 МПа; *3* — p=9,82 МПа, *4* — p=14,77 МПа, $d_{вн}$=14 9 мм, *5* — p=14,66 МПа, *6* — p=16,95 МПа, $d_{вн}$=20,7 мм, *7* — p=16,94 МПа

Границы дисперсно-кольцевой структуры определяются началом срыва капель жидкости с поверхности пленки (нижняя граница) и явлениями кризиса теплообмена (верхняя граница). При возникновении кризиса теплообмена второго рода дисперсно-кольцевая структура потока переходит в дисперсную. В условиях дисперсной структуры вся влага движется в мелкодиспергированном виде в потоке насыщенного или даже перегретого пара.

Нижняя граница дисперсно-кольцевого режима течения парожидкостной смеси, очевидно, может быть определена по формулам (1.72) и (1.73) для расчета начала уноса капель в ядро потока

Как уже отмечалось, внутри дисперсно-кольцевой структуры наблюдаются две области, различающиеся между собой по характеру течения пленки и по механизму процессов обмена. Переход от области интенсивного срыва капель жидкости в ядро потока к области течения пленки с относительно гладкой поверхностью происходит при некотором значении паросодержания, обозначаемом символом $x_{\Delta p}$ [45]. По данным авторов работы [49], значение $x_{\Delta p}$ не зависит от q и для жидкости с заданными физическими свойствами определяется лишь гидродинамическими условиями, складывающимися в потоке. Например, с ростом массовой скорости при $x<x_{\Delta p}$ возрастает унос капель с поверхности пленки и резко снижается толщина последней (рис. 8.6), поэтому значение $x_{\Delta p}$ уменьшается. Зависимости $x_{\Delta p}$ от ρw приведены на рис. 8.13 [118].

С ростом давления $x_{\Delta p}$ сначала увеличивается, а затем уменьшается [49, 118]. По данным авторов [49], полученным при движе-

нии пароводяного потока в трубе $d=8$ мм, максимум на кривой $x_{\Delta p}=f(p)$ устанавливается при $p\approx 5$ МПа, а по данным автора [118], при $p\approx 6$ МПа. Такой ход зависимости $x_{\Delta p}$ от p объясняется в основном двумя причинами. С одной стороны, уменьшение коэффициента поверхностного натяжения жидкости с ростом давления насыщения приводит к снижению устойчивости пленки, что способствует уменьшению величины $x_{\Delta p}$. С другой стороны, с ростом давления повышается плотность пара и соответственно снижается скорость его движения. Это приводит к росту $x_{\Delta p}$. По-видимому, при высоких давлениях доминирующее влияние оказывает первый фактор, а при низких — второй [49]. Для расчета величины $x_{\Delta p}$ авторы работы [49] рекомендуют формулу

$$x_{\Delta p}=\frac{0{,}3+3{,}7\,(p/p_{\text{кр}})-10{,}9\,(p/p_{\text{кр}})^2+8{,}3\,(p/p_{\text{кр}})^3}{(\rho w/1000)^{0{,}5}}, \qquad (8.3)$$

которая для пароводяной смеси в исследованном диапазоне изменения режимных параметров [$750\leqslant\rho w\leqslant 3000$ кг/(м$^2\cdot$с) и $1{,}0\leqslant p\leqslant 16{,}7$ МПа] обеспечивает точность расчета $x_{\Delta p}$ до 0,05.

Формула (8.3) обобщает опытные данные, полученные при течении пароводяной смеси в трубах $d=8$ мм. Исследования авторов [118, 80] показали, что величина $x_{\Delta p}$ с ростом диаметра трубы уменьшается. Для пересчета значений $x_{\Delta p}$ на трубы других диаметров автор работы [80] на основании собственных опытных данных рекомендует использовать соотношение

$$(x_{\Delta p})_8/(x_{\Delta p})_d=(d/8)^{0{,}15}. \qquad (8.4)$$

§ 8.3. Интенсивность теплообмена при кипении в условиях направленного движения жидкости

При развитом пузырьковом кипении в условиях направленного движения жидкости коэффициент теплоотдачи можно рассчитывать по формуле [158]

$$\frac{\text{Nu}_{\text{кип}}}{\text{Nu}_{\text{б.к}}}=6150\left[\frac{q}{r\rho''w}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{1{,}45}\left(\frac{r}{c_pT_{\text{н}}}\right)^{1/3}\right]^{0{,}7}, \qquad (8.5)$$

где $\text{Nu}_{\text{кип}}=\alpha_{\text{кип}}d/\lambda$ и $\text{Nu}_{\text{б к}}=\alpha_{\text{б к}}d/\lambda$ — соответственно числа Нуссельта при кипении и без кипения; d — диаметр трубы.

В условиях турбулентного течения автор работы [158] число $\text{Nu}_{\text{б к}}$ рекомендует рассчитывать по формуле

$$\text{Nu}_{\text{б.к}}=0{,}023\,\text{Re}^{0{,}8}\cdot\text{Pr}^{0{,}4}. \qquad (8.6)$$

Область режимных параметров, в которой механизм переноса, обусловленный процессом парообразования, не влияет на интенсивность теплообмена при кипении, в работе [158] определена условием

$$\text{K}_w\,(\rho''/\rho')^{1{,}45}\,\text{K}_s^{1/3}\leqslant 0{,}4\cdot 10^{-5}, \qquad (8.7)$$

где $\text{K}_w=q/(r\rho''w)$; $\text{K}_s=r/(c_pT_{\text{н}})$.

При соблюдении условия (8.7) $Nu_{кип}=Nu_{б\,к}$, поэтому коэффициент теплоотдачи рассчитывается по формуле (8.6) либо по любой другой формуле конвективного теплообмена при турбулентном течении в однофазной среде.

При обратном знаке неравенства (8.7) интенсивность теплообмена практически целиком определяется процессом парообразова-

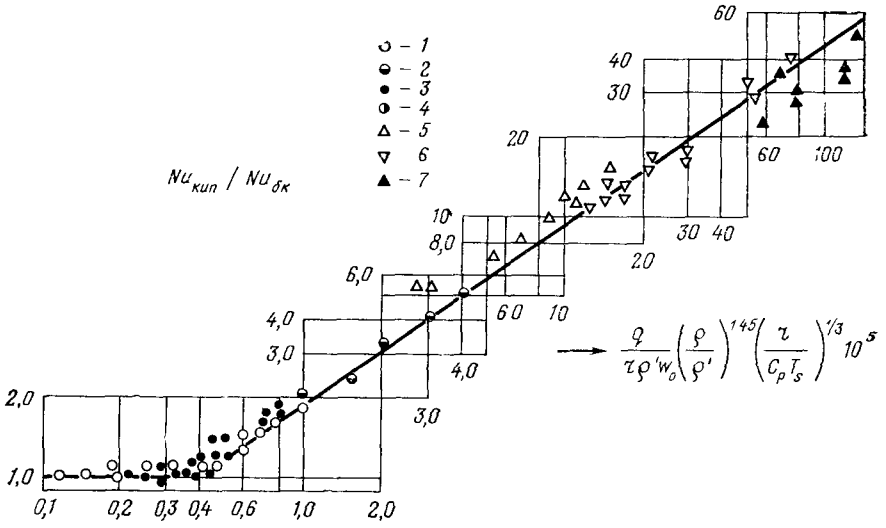


Рис. 8.14. Сопоставление опытных значений коэффициентов теплоотдачи при кипении в условиях вынужденного движения с обобщенной зависимостью (8.5)
вода *1* — p=0,196 МПа *2* — p=0,686 МПа, *3* — p=0,392 МПа, *4* — p=16,65 МПа, этиловый спирт *5* — p=1,12 МПа, *6* — p=3,06 МПа, *7* — p=5,1 МПа

ния. В этом случае коэффициент теплоотдачи рассчитывается по формуле (8.5). В области режимных параметров, в которой коэффициент теплоотдачи не зависит от паросодержания (горизонтальные участки кривых $\alpha=f(\beta)$ на рис. 8.4), при расчете α в формулы (8.5)—(8.7) можно подставить скорость жидкости на входе в трубу, т. е. скорость циркуляции w_0. Относящиеся к этой области режимных параметров опытные данные, полученные при кипении воды и этилового спирта, на рис. 8.14 сопоставлены с расчетной зависимостью (8.5). Значения $Nu_{б\,к}$ и K_w рассчитывались при этом по скорости циркуляции. Из рисунка видно, что согласование расчетных и опытных величин α вполне удовлетворительное. Формула (8.5) удовлетворительно обобщает опытные данные и для других жидкостей, например для н-бутана, н-пропана, кислорода, бензола, дифенила.

Необходимо отметить, что предельное значение паросодержания $\beta_{пр}$, до которого расчет коэффициента теплоотдачи можно вести по скорости циркуляции, зависит от свойств жидкости, плотности теплового потока и других режимных параметров. Для воды

до давлений 1,0—1,5 МПа оно колеблется в пределах 0,6—0,9. При высоких давлениях значения $\beta_{пр}$ ниже. Формул для определения $\beta_{пр}$ нет, однако при $\beta>0$ расчет α по формуле (8.5) можно производить по средней истинной скорости жидкой фазы $w'=w_0/(1-x)$. В условиях пузырьковой, снарядной и кольцевой структур потока при достаточно больших расходах жидкой фазы (ориентировочно

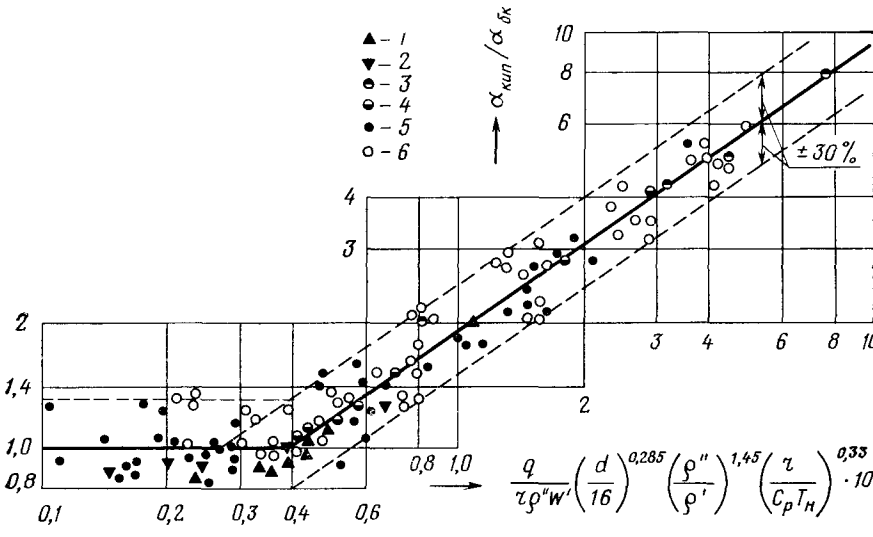


Рис. 8.15. Сопоставление опытных значений α с формулой (8.5) при $\beta>0$: вода *1* — p=0,196 МПа, *2* — p=0,686 МПа (0,2<β<0,98) [166], *3* — p=16,65 МПа (0,26<x<0,33 [189], этиловый спирт *4* — p=0,196 МПа (0,2 <β<0,77) [158], н-бутан *5* — p=0,145 МПа, *6* — p=0,333 МПа (0,1<β<0,85) [213]

при $Re_0'=w_0d/\nu\geqslant 30\,000$ и при $Fr_{см}>6$) подстановка в формулу (8.5) скорости w' дает удовлетворительное совпадение расчетных значений α с опытными.

На рис. 8.15 в координатах, отвечающих формуле (8.5), представлены опытные данные, полученные при кипении воды, этилового спирта и н-бутана в условиях, когда влиянием паросодержания пренебречь нельзя*. Эти данные относятся к перечисленным выше структурам течения парожидкостной смеси, поэтому в расчет здесь вводилась истинная скорость жидкости w'. При ее определении истинное объемное паросодержание φ рассчитывалось по формуле (1.32) или по данным норм расчета циркуляции в паровых котлах (см. номограммы рис. 1.12).

Коэффициент пропорциональности в формуле (8.5) установлен на основании опытных данных, полученных на трубке диаметром

* На рис 8.15 по оси ординат отложено отношение коэффициентов теплоотдачи при кипении и без кипения, которое тождественно равно отношению соответствующих чисел Нуссельта на рис. 8.14

$d=16$ мм. При развитом пузырьковом кипении коэффициент теплоотдачи не зависит от диаметра трубы, в то время как из формулы (8.5) следует, что $\alpha_{кип} \infty d^{-0,2}$. Чтобы исключить влияние диаметра в условиях развитого кипения, в комплекс, отложенный по оси абсцисс на рис. 8.15, вводят поправочный множитель $(d/16)^{0,285}$. Поправку на диаметр необходимо вводить и при малых паросодержаниях, когда расчет ведется по скорости циркуляции. Следовательно, для труб, диаметр которых существенно больше или меньше 16 мм, полученное из формулы (8.5) отношение $\alpha_{кип}/\alpha_{б.к}$ необходимо умножить на $(d/16)^{0,2}$. Разумеется, это относится только к области развитого кипения. При $0,5 \leqslant (d/16) \leqslant 2$ поправка не превышает 15%, т. е. находится в пределах точности опыта.

В условиях дисперсно-кольцевой структуры потока, т. е. с момента начала срыва капель с поверхности пленки, определяемого формулами (1.72) и (1.73), расчет коэффициента теплоотдачи следует вести, подставляя в формулу (8.5) действительную среднюю скорость жидкости в пленке, которая может быть во много раз меньше скорости w'. Однако, как уже отмечалось, в обогреваемых трубах из-за набухания пристенного двухфазного слоя весьма трудно точно измерить толщину пленки, а следовательно, и среднюю скорость течения в ней жидкости. В связи с этим был предложен метод, дающий возможность, минуя непосредственные измерения, найти эффективное значение скорости жидкости в пленке $w_{эф}$, которым определяются интенсивность теплообмена и гидродинамическое сопротивление при дисперсно-кольцевой структуре [180]. Метод основан на гидродинамической теории теплообмена. Предполагается, что в двухфазном потоке при определенных сочетаниях режимных параметров (так же как и в однофазном) устанавливается соответствие между интенсивностью теплообмена и гидродинамическим сопротивлением.

Когда расход жидкой фазы достаточно велик, т. е. $Re_0' \geqslant 30\,000$, $Fr_{см}=w^2_{см}/(gd)>6$ *, то при всех структурах потока, предшествующих дисперсно-кольцевой, величиной w' определяются не только интенсивность теплообмена, но и потери давления, обусловленные сопротивлением трения $\Delta p_{тр}$. В этих условиях при адиабатном течении двухфазного потока перепад давления $\Delta p_{тр}$ можно считать, так же как и в однофазном потоке, по формуле

$$\Delta p_{тр}=\xi (l/d)[\rho' (w')^2/2], \qquad (8\,8)$$

где w' — истинная средняя скорость жидкой фазы; ξ — коэффициент гидродинамического сопротивления, который рассчитывается по соответствующим формулам однофазного потока в зависимости от числа Рейнольдса жидкости $Re'=w'd/\nu$.

Когда унос капельной влаги с поверхности пленки оказывается значительным, сопротивление трения можно считать по формуле

---

* При малых расходах обеих фаз закономерности оказываются значительно сложнее и так просто рассчитать $\Delta p_{тр}$ уже нельзя В этих условиях проявляется влияние числа Fr.

(8.8), если в нее подставить некоторую эффективную скорость жидкости в пленке $w_{эф}$. Эффективная скорость — это в определенном смысле условная скорость жидкости в пленке, при подстановке которой в формулу (8.8) расчетное значение $\Delta p_{тр}$ совпадает с опытным. Значение $w_{эф}$ можно определить по рис. 8.16, который построен на основании опытных данных, полученных при исследо-

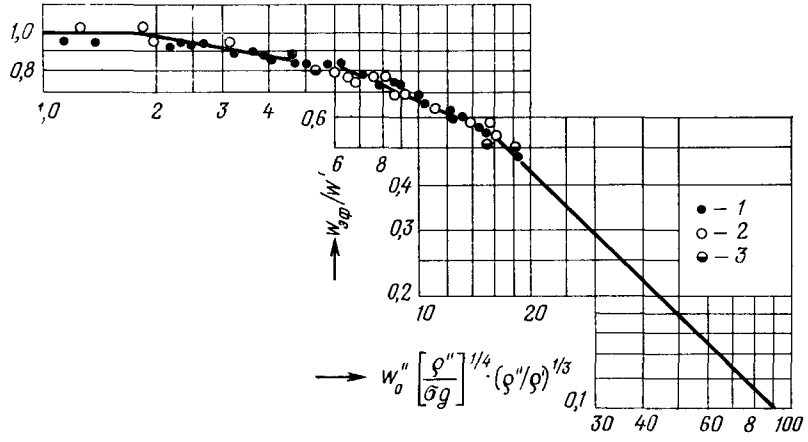


Рис. 8.16. Зависимость величины $w_{эф}/w'$ от безразмерной скорости пара (по экспериментальным данным) для пароводяного потока:
1 — p=4,9 МПа, *2* — p=9,8 МПа, *3* — p=14,7 МПа [188]

вании сопротивления трения в адиабатном пароводяном потоке.

Из рис. 8.16 видно, что при выполнении неравенства

$$w_0^* [\rho''/(\sigma g)]^{1/4} (\rho''/\rho')^{1/3} \leqslant 1{,}9$$

отношение $w_{эф}/w'=1$. Если значение комплекса, отложенного по оси абсцисс на рис. 8.16, больше, чем 1,9, то в расчетные формулы для определения сопротивления трения и интенсивности теплообмена следует вводить $w_{эф}$.

В условиях дисперсно-кольцевой структуры, как показывают расчеты, значением $w_{эф}$ определяется не только сопротивление трения, но и интенсивность теплообмена.

На рис. 8.17 опытные значения α, полученные в работе [197], при кипении воды в трубах диаметром 8, 12 и 18 мм при давлениях от 1,1 до 3,1 МПа обобщены в координатах, отвечающих формуле (8.5). При этом значения коэффициентов теплоотдачи без кипения $\alpha_{б\,к}$ и критерия K_w определялись по эффективной скорости жидкости в пленке (рис. 8.16). Истинное объемное паросодержание φ устанавливалось по номограммам рис. 1.12.

Из рис. 8.17 видно, что при дисперсно-кольцевой структуре течения тангенс угла наклона прямой, характеризующей область развитого кипения, равен 0,55, а не 0,7, как это было при меньших

паросодержаниях. Это объясняется тем, что в рассматриваемых условиях даже при весьма высоких плотностях теплового потока проявляется влияние скорости смеси. В соответствии с рис 8.17 для дисперсно-кольцевого потока формула (8.5) принимает вид

$$\frac{\alpha_{кип}}{\alpha_{б.к}} = 900\left[\left(\frac{d}{16}\right)^{0,285}\frac{q}{r\rho''w_{эф}}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{1,45}\left(\frac{r}{c_p T_н}\right)^{1/3}\right]^{0,55}. \qquad (8.9)$$

Когда значение комплекса, стоящего в квадратных скобках правой части формулы (8.9), меньше $0{,}4\cdot10^{-5}$, то $\alpha_{кип}=\alpha_{б.к}$. При этом $\alpha_{б\,к}$ рассчитывается по эффективной скорости $w_{эф}$.

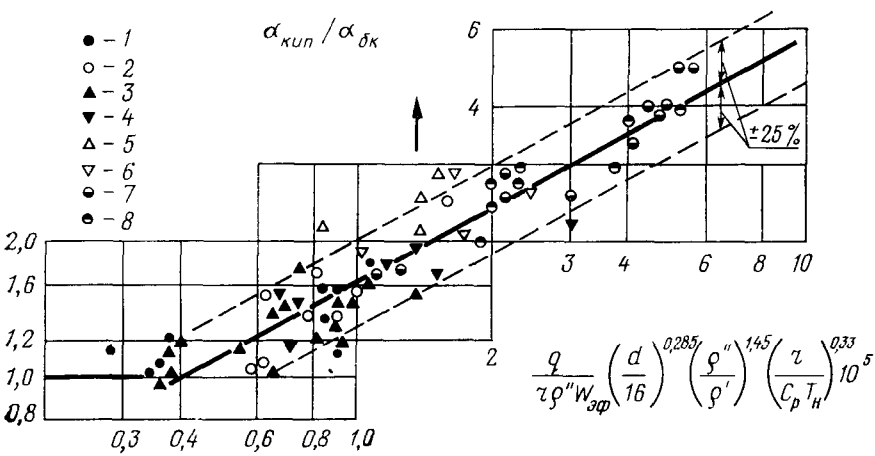


Рис. 8.17. Обобщение опытных данных [197] в координатах, отвечающих формуле (8.5) (расчет по $w_{эф}$, вода):

1–3 — d=8,12 и 18 мм, p=1,08 МПа; *4* — d=12 мм, p=1,86 МПа, *5, 6* — d=8 мм, p=2,55 МПа, *7, 8* — d=12 и 18 мм, p=3,04 МПа

Как видим, расчет коэффициента теплоотдачи при кипении в трубах по формуле (8.5) в условиях дисперсно-кольцевой структуры требует знания средней скорости жидкости в пленке. В условиях больших расходов для пароводяной смеси эта скорость может быть определена по графику рис. 8.16, а в общем случае определение $w_{эф}$ представляет довольно сложную задачу.

Значительно проще и с достаточной для технических расчетов точностью коэффициент теплоотдачи при кипении в трубах и в кольцевых каналах можно определить по формуле, в которой в качестве определяющей скорости принята скорость парожидкостной смеси $w_{см}=w_0'+w_0''$, всегда заданная по условию, если задача решается в граничных условиях второго рода. Формула имеет вид [182]

$$\mathrm{St}\,(\mathrm{K}_p')^{-1/3} = 1{,}25\,\mathrm{K}_w'\,(\mathrm{Pe}_{исп}')^{-1/3}\,\mathrm{K}_S^{0,5}. \qquad (8.10)$$

Здесь $St=\alpha/(c_p\rho' w_{см})$ — число Стантона;

$$K'_w=K_w(\rho''/\rho')=q/(r\rho' w_{см});\ K'_p=K_p[(\rho'-\rho'')/\rho'']^{0,5}=(p/\sigma)[\sigma/(g\rho'')]^{0,5};$$

$$Pe'_{исп}=Pe_{исп}(\rho''/\rho')[(\rho'-\rho'')/\rho'']^{0,5}=[q/(r\rho' a)]\sqrt{\sigma/(g\rho'')}.$$

В этой зависимости число St и критерий K_w' рассчитываются по скорости смеси $w_{см}$. В K_w' и $Pe'_{исп}$ входит скорость парообразования, которая определяется по плотности жидкой фазы $q/(r\rho')$. Эта скорость представляет собой объемное количество жидкости, перешедшее в паровую фазу с единицы площади теплоотдающей поверхности за единицу времени.

Формула (8.10) справедлива при условии, если комплекс

$$M=K'_w(Pe'_{исп})^{-1/3}K_S^{0,5}\geqslant 0{,}3\cdot 10^{-5}. \qquad (8.11)$$

Область режимных параметров, где проявляется совместное влияние скорости среды и процесса парообразования при больших паросодержаниях потока, в обобщенной форме определяется условием

$$0{,}01\cdot 10^{-5}<M<0{,}3\cdot 10^{-5}. \qquad (8.12)$$

В этой области коэффициент теплоотдачи определяется по формуле

$$St\,(K'_p)^{-1/3}=0{,}002\,[K'_w(Pe'_{исп})^{-1/3}K_s^{0,5}]^{0,5}. \qquad (8.13)$$

Сопоставление формул (8.10) и (8.13) с опытными данными показано на рис. 8.18. Из рисунка видно, что отклонение большинства опытных значений α от расчетных не превышает $\pm 25\%$ даже при весьма высоких паросодержаниях.

Как уже отмечалось, переход от кольцевой структуры потока к дисперсно-кольцевой сопровождается снижением гидродинамического сопротивления и интенсивности теплообмена. Однако пока на стенке сохраняется сплошная пленка жидкости, значительного падения интенсивности теплообмена не происходит, поэтому и в этой переходной области коэффициент теплоотдачи можно рассчитывать по формуле (8.10). Резкое падение интенсивности теплообмена наблюдается только после высыхания жидкой пленки (режимы ухудшенного теплообмена). Эти режимы формулами (8.10) и (8.13) не охватываются.

Следует иметь в виду, что даже при соблюдении условия (8.11) процесс парообразования может не оказывать влияния на интенсивность теплоотдачи (область режимных параметров, характеризующаяся низкими значениями плотностей тепловых потоков). В этой области при неизменном массовом расходе парожидкостной смеси коэффициент теплоотдачи практически не зависит от q, однако увеличивается с ростом паросодержания за счет повышения истинной скорости обеих фаз. Относящиеся к этой области опытные значения α, полученные при постоянных массовом расходе смеси и паросодержании, на рис. 8.18 группируются около гори-

зонтальных прямых, соответствующих различным значениям скорости циркуляции w_0. На рис. 8.18 нанесена одна из горизонтальных прямых (прямая *I*), обобщающая опытные данные авторов

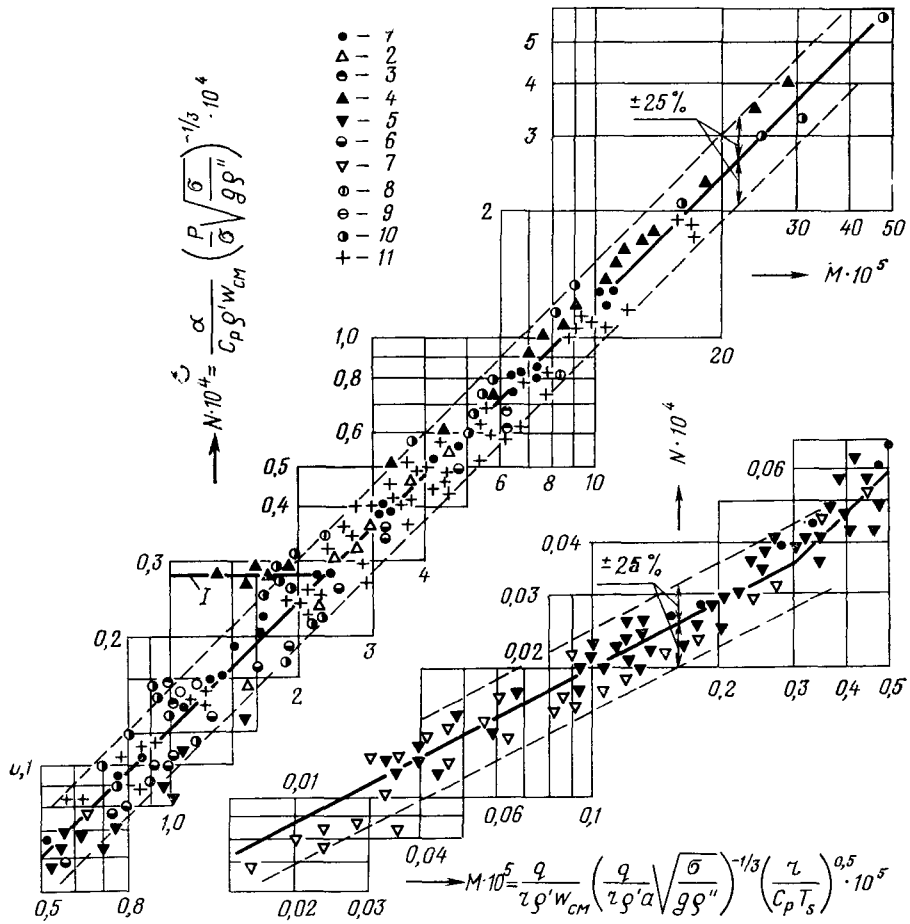


Рис. 8.18. Сопоставление формул (8.10) и (8.13) с опытными данными:

1—5 — вода, p=0,1÷19,6 МПа; *6* — этиловый спирт, p=0,196 МПа; *7* — фреон-12, p=0,392 МПа; *8* — фреон-22, $t_н$=10°С, *9* — кислород, p=0,098 МПа; *10* — н-пропан, p=0,294, 0,647 и 1,175 МПа; *11* — н-бутан, p=0,14 и 0,3 МПа

[2] (вода, p=0,098 МПа, w_0=5,5 м/с, β=0). Точки пересечения таких горизонтальных прямых с наклонной прямой, характеризующей теплоотдачу в условиях развитого кипения, определяют минимальное предельное значение плотности теплового потока $q_{пр}$ (при данных w_0, p, q), ниже которого процесс парообразования не

влияет на интенсивность теплообмена *. С ростом паросодержания β при неизменном расходе парожидкостной смеси предельное значение плотности теплового потока $q_{пр}$ увеличивается за счет повышения истинной скорости жидкости.

Ранее было отмечено, что при $q < q_{пр}$ коэффициент теплоотдачи в условиях турбулентного режима движения можно рассчитать по формуле (8.6) или по любой другой формуле, удовлетворительно согласующейся с опытными данными, например по формуле *М. А. Михеева* **.

$$St_{б.к} = 0{,}021\, Re_{ж}^{-0,2} \cdot Pr_{ж}^{-0,57} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}, \qquad (8.14)$$

где $St_{б.к}$, $Re_{ж}$, $Pr_{ж}$ — соответственно числа Стантона, Рейнольдса и Прандтля, в которых физические свойства жидкости определены при средней ее температуре (в условиях кипения при температуре насыщения); $Pr_{ст}$ — число Прандтля жидкости, значение которого определяется при температуре стенки.

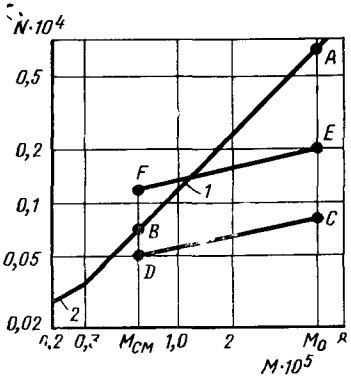


Рис. 8.19. К методике расчета α по формуле (8.10):

1, 2 — расчетные прямые, отвечающие формуле (8.10)

Таким образом, при расчете коэффициента теплоотдачи по формулам (8.10) и (8.13) прежде всего нужно установить к какой области режимных параметров относятся заданные для расчета α условия. Для этого необходимо сопоставить значения коэффициентов теплоотдачи $\alpha_{кип}$ и $\alpha_{б\,к}$, рассчитанные соответственно по формулам (8.10) или (8.13) и (8.14). Если в результате расчета окажется, что $\alpha_{кип} < \alpha_{б\,к}$, то это означает, что мы находимся в области турбулентного обмена в однофазной среде и, следовательно, интенсивность теплообмена определяется значением $\alpha_{б.к}$. Противоположный результат расчета ($\alpha_{кип} > \alpha_{б\,к}$) свидетельствует о том, что мы находимся в области развитого кипения, где интенсивность теплообмена определяется значением $\alpha_{кип}$.

Схема расчета показана на рис. 8.19. На этом рисунке по оси абсцисс отложен комплекс M, а по оси ординат — комплекс N (см. рис. 8.18). При заданных q и w_0 комплекс M, предположим, равен M_0 ($\beta = 0$). Тогда значение комплекса $N_{кип}$ определяется точкой *A*. Подставив значение w_0 в формулу (8.14), определим $St_{б.к}$, а затем

---

* В действительности между горизонтальной и наклонной прямыми имеется переходная область (см. рис. 8.1). В данном случае рассматривается предельная схема перехода от конвективного теплообмена в однофазной среде к развитому кипению, предложенная в работе [86].

** В целях удобства сопоставления результатов расчета по соотношениям (8.10), (8.13) и (8.14) формула *М. А. Михеева* представлена здесь в виде зависимости $St_{б\,к} = f(Re, Pr)$. Переход от зависимости $Nu_{б\,к} = f(Re, Pr)$ к зависимости (8.14) выполнен на основе известного соотношения $Nu = St \cdot Re \cdot Pr$.

и комплекс $N^0_{б.к}=\alpha_{б.к}/(c_p\rho' w_0)(K'_p)^{-1/3}$. Предположим, что $N^0_{б.к}$ на рис. 8.19 определяется точкой C. Следовательно, при данной скорости циркуляции $\alpha_{кип}>\alpha_{б.к}$. Однако следует проверить, сохранится ли то же соотношение между $\alpha_{кип}$ и $\alpha_{б.к}$ при заданном значении паросодержания потока, когда истинная скорость жидкой фазы может быть существенно больше w_0. При $\beta>0$ комплекс M, рассчитанный по скорости смеси при том же значении q, будет равен $M_{см}=M_0(w_0/w_{см})$, а значение комплекса $N_{кип}$ определится точкой B. Так как при развитом кипении интенсивность теплообмена не зависит от скорости, то значения α в точках A и B равны. При турбулентном течении жидкости с ростом скорости от w_0 до $w_{см}$ коэффициент теплоотдачи увеличится, ибо в данном случае $\alpha \infty w^{0,8}$. Следовательно, зависимость $N_{б\,к}=f(M)$ на рис. 8.19 будет выглядеть в виде прямой, тангенс угла наклона которой равен 0,2 (прямая CD). Как видим, при значении комплекса $M_{см}$ точка D лежит ниже точки B. Это значит, что и при заданном паросодержании расчетным значением α является $\alpha_{кип}$.

Если в результате расчета окажется, что значение комплекса $N^0_{б.к}$ на рис. 8.19 определится, например, точкой E, то при увеличении скорости от w_0 до $w_{см}$ процесс парообразования перестанет влиять на интенсивность теплообмена (точка F лежит выше точки B). В этом случае коэффициент теплоотдачи при заданных условиях следует определить по формуле (8.14), подставив в нее (в зависимости от заданных условий) либо среднюю истинную скорость жидкой фазы w', либо истинную скорость течения жидкости в пленке $w_{эф}$.

При расчете интенсивности теплообмена при кипении в условиях вынужденного движения по формулам (8.10) и (8.13) только в одном из четырех выделенных нами режимов потребуется знание истинной средней скорости жидкости w' или $w_{эф}$, а именно тогда, когда процесс парообразования не влияет на коэффициент теплоотдачи при $\beta>0$.

В формулу (8.10) не входят диаметр трубы и вязкость жидкости, но она правильно отражает влияние этих параметров на процесс перехода от конвективного теплообмена в однофазной среде к развитому пузырьковому кипению. Граница между указанными областями режимов теплообмена определяется точкой пересечения горизонтальной и наклонной прямых на рис. 8.18. В этой точке $St_{б.к}=St_{кип}$. Приравнивая формулы (8.10) и (8.14), получим условие перехода к области развитого кипения

$$0{,}021\left(\frac{wd}{\nu}\right)^{-0,2}\left(\frac{\nu}{a}\right)^{-0,57}(Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25}=1{,}25\frac{q_{пр}}{r\rho' w}\left(\frac{q_{пр}l_*}{r\rho' a}\right)^{-1/3}K_S^{0,5}(K'_p)^{1/3}. \tag{8.15}$$

Предположим, что для жидкости с заданными физическими свойствами при ее движении со скоростью w в трубе диаметром d_1 переход от конвективного теплообмена в однофазной среде к развитому пузырьковому кипению происходит при значении плотности

теплового потока $(q_{пр})_1$. В соответствии с соотношением (8.15) увеличение скорости циркуляции от w_1 до w_2 (при прочих равных условиях) потребует повышения плотности предельного теплового потока до его значения

$$(q_{пр})_2=(q_{пр})_1\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^{0,8\,(3/2)}=(q_{пр})_1\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^{1,2}.$$

В условиях $w=\text{const}$ при увеличении диаметра трубы от d_1 до d_2 переход к развитому кипению будет происходит не при большей, а при меньшей предельной плотности теплового потока:

$$(q_{пр})_2=(q_{пр})_1\,(d_1/d_2)^{0,2\,(3/2)}=(q_{пр})_1\,(d_1/d_2)^{0,3}.$$

При увеличении вязкости жидкости в условиях $w=\text{const}$ и $d=\text{const}$ предельная плотность теплового потока также должна понизиться. При этом отношение

$$(q_{пр})_2/(q_{пр})_1=(\mu_1/\mu_2)^{0,37\,(3/2)}=(\mu_1/\mu_2)^{0,555}.$$

Столь резкая зависимость предельной плотности теплового потока от скорости циркуляции при $d=\text{const}$ объясняется не только различной турбулентностью среды при разных скоростях, но и тем, что приближение к развитому кипению в условиях повышенной скорости происходит при меньшей температуре стенки и, следовательно, при меньшем числе активных центров парообразования. Для компенсации этого эффекта требуется дополнительное повышение плотности теплового потока. При $w=\text{const}$ с ростом диаметра трубы интенсивность теплообмена в турбулентном потоке однофазной среды понижается, поэтому в этом случае переход к развитому кипению происходит в более благоприятных для процесса парообразования условиях.

В работе [87] предложена весьма простая интерполяционная формула для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении в условиях вынужденного движения

$$\alpha/\alpha_0=\sqrt{1+(\alpha_{00}/\alpha_0)^2}, \tag{8.16}$$

где α — коэффициент теплоотдачи к вынужденному потоку кипящей жидкости; α_0 — коэффициент теплоотдачи при вынужденном движении однофазного потока (рассчитывается по скорости циркуляции w_0); α_{00} — коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении, когда уже не проявляется влияние скорости жидкости.

Коэффициент теплоотдачи α_{00} определяется по формуле

$$\alpha_{00}=Cq^{0,7}, \tag{8.17}$$

где C — коэффициент, определяемый по рис. 8.20.

Авторы работы [4] рекомендуют значение коэффициента теплоотдачи α_{00} рассчитывать по формуле В. М. Боришанского, которая, так же как и формула (8.16), справедлива только для воды:

$$\alpha_{00}=(0{,}7-0{,}8)\cdot 3{,}25q^{0{,}7}[(p\cdot 10^{-5})^{0{,}14}+1{,}86\cdot 10^{-4}(p\cdot 10^{-5})^2]. \quad (8.18)^*$$

В основе формулы (8.16) заложена идея о том, что при кипении жидкостей соотношение между интенсивностью механизма переноса, обусловленного процессом парообразования, и интенсивностью турбулентного обмена в однофазной среде может быть оценено соотношением между соответствующими коэффициентами теплоотдачи.

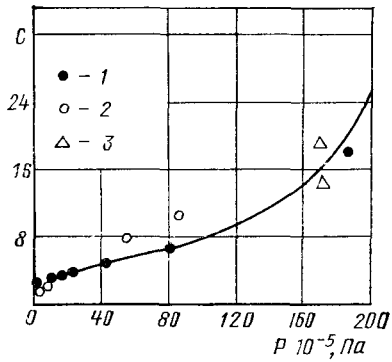


Рис. 8.20. Зависимость коэффициента C в формуле (8.17) от давления по опытам с кипением воды в трубах

1 — Аладьев, Додонов, Удалов, *2* — Стерман, Стюшин, *3* — Арманд, Тарасова, Коньков

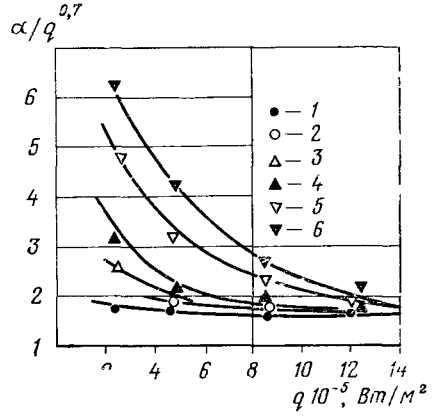


Рис. 8.21. Зависимость $\alpha/q^{0,7}$ от w_0 и q по опытным данным [158, 166] (вода, $p=0{,}196$ МПа, $d=16$ мм)·

1 — $w_0=0{,}5$ м/с, *2* — $w_0=1{,}0$ м/с, *3* — $w_0=2$ м/с, *4* — $w_0=3$ м/с, *5* — $w_0=5$ м/с, *6* — $w_0=6{,}7$ м/с

На рис. 8.21 приведены опытные данные [166], которые хорошо описываются формулой (8.16).

При кипении воды и пароводяной смеси в трубах и в кольцевых каналах коэффициент теплоотдачи в широком диапазоне изменения паросодержания, включая дисперсно-кольцевой режим течения, можно рассчитать по формуле авторов [4]

$$\alpha/\alpha_{р.к}=\sqrt{1+7\cdot 10^{-9}(w_{см}r\rho'/q)^{3/2}(\alpha_{00}/\alpha_{р.к})^2}, \quad (8.19)$$

где α — коэффициент теплоотдачи к пароводяной смеси; $\alpha_{рк}$ и α_{00} — коэффициенты теплоотдачи, определяемые по формулам (8.16) и (8.18) соответственно.

Воздействие скорости двухфазного пароводяного потока на интенсивность теплообмена начинает проявляться при значении комплекса [4]

$$(w_{см}r\rho'/q)(\alpha_{00}/\alpha_{р.к})^{4/3}>5\cdot 10^4.$$

---

* Формула (8.18) записана в СИ.

При меньших значениях этого комплекса $\alpha=\alpha_{р.к}$ и расчет можно вести по более простой формуле (8.16).

Сопоставление зависимости (8.19) с опытными данными по теплоотдаче при вынужденном движении пароводяного потока в трубах и каналах показывает, что разброс основной массы точек опытных данных относительно расчетной кривой составляет $\pm 25\%$. Зависимость (8.19) справедлива для докризисных режимов теплообмена и подтверждена опытными данными в следующих диапазонах изменения режимных параметров: $p=0{,}2\div 17$ МПа, $q=0{,}8\cdot 10^5\div 6\cdot 10^6$ Вт/м^2, $w_{см}=1\div 300$ м/с.

По всем приведенным выше формулам можно рассчитывать интенсивность теплообмена при кипении не только в вертикальных, но и в горизонтальных трубах, если в последнем случае не наблюдается расслоенного течения парожидкостной смеси. Формулы применимы также и для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении в кольцевых каналах. В этом случае расчет ведется по эквивалентному диаметру $d_{эк}$, а поправка на диаметр в формулы (8.5) и (8.9) вводится в виде $(d_{эк}/16)^{0{,}2}$.

При кипении парожидкостной смеси в кольцевом канале интенсивность теплообмена не зависит от условий обогрева и от ширины щели [191]. При одной и той же плотности теплового потока значения коэффициента теплоотдачи при кипении на внутренней и на внешней трубах в условиях двустороннего обогрева и при одностороннем обогреве одинаковы. Влияние ширины кольцевого зазора проявляется только тогда, когда диаметр парового пузыря при отрыве от теплоотдающей поверхности оказывается соизмеримым с шириной щели.

Приведенные выше формулы дают возможность рассчитать интенсивность теплообмена при кипении жидкостей на поверхности чистых труб, т. е. не покрытых слоем накипи. Пленка оксидов, образовавшаяся на поверхности трубы, может существенно повлиять на значение коэффициента теплоотдачи при кипении.

В трубах паровых котлов коэффициент теплоотдачи к кипящей воде можно определять по графикам, приведенным на рис. 8.22 [195]. Для окисленных труб $\alpha_{ок}$ выбирается в зависимости от давления и плотности теплового потока по кривым рис. 8.22, *а*. При кипении воды в трубах из нержавеющей стали (чистая поверхность) коэффициент теплоотдачи α определяется из соотношения $\alpha_ч=\kappa\alpha_{ок}$, в котором поправочный множитель для нержавеющих труб κ находится по графику, приведенному на рис. 8.22, *б*.

Из рис. 8.22, *б* видно, что при малых значениях $\alpha_{ок}$, которые наблюдаются при низких плотностях тепловых потоков, поправочный множитель κ меньше единицы. Это можно объяснить, если рассмотреть причины, обусловливающие влияние накипи на значение α при кипении. При наличии на поверхности трубы слоя оксидов часть температурного напора затрачивается на преодоление его термического сопротивления. Поэтому при одной и той же плотности теплового потока перегрев жидкости, кипящей на поверхности окисленной трубы, будет меньше, чем при кипении на поверх-

ности чистой трубы. Снижение перегрева жидкости в пристенной области неизбежно влечет за собой уменьшение α. С другой стороны, пленка оксидов повышает шероховатость трубы и это способствует интенсификации теплообмена. При низких значениях плот-

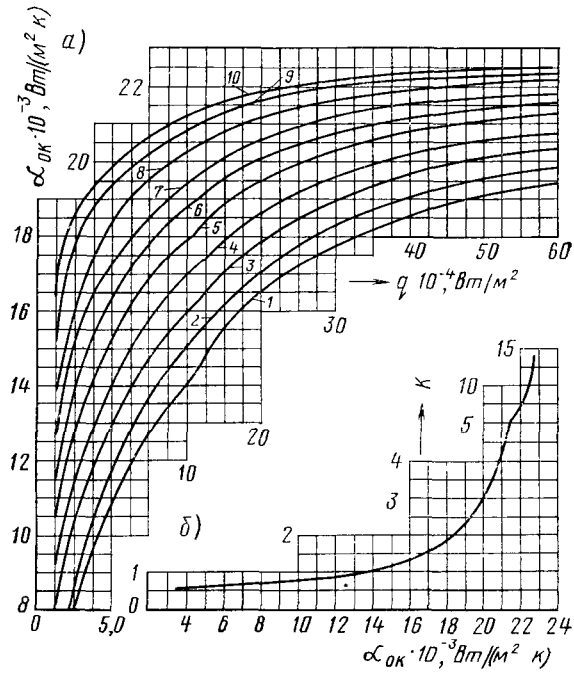


Рис. 8.22. Зависимость коэффициента теплоотдачи $\alpha_{ок}$ от плотности теплового потока и давления при кипении воды на поверхности окисленных труб:

1 — p=0,98 МПа; *2* — p=1,96 МПа, *3* — p=3,92 МПа; *4* — p=5,88 МПа; *5* — p=7,84 МПа; *6* — p=9,8 МПа, *7* — p=11,76 МПа; *8* — p=14,65 МПа; *9* — p=17,6 МПа; *10* — p=19,6 МПа

ностей тепловых потоков доминирующее влияние оказывает второй фактор, обусловливая более высокие значения $\alpha_{ок}$ по сравнению с $\alpha_{ч}$. С увеличением плотности теплового потока влияние шероховатости трубы ослабевает, в то время как отрицательное влияние термического сопротивления слоя накипи усиливается. Поэтому при больших значениях плотностей теплового потока $\alpha_{ч}$ оказываются существенно выше $\alpha_{ок}$.

Следует иметь в виду, что по графику, приведенному на рис. 8.22, *а*, значение коэффициента теплоотдачи при кипении воды можно определить только в той области режимных параметров, в которой скорость смеси не влияет на интенсивность теплообмена.

ГЛАВА 9

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ, НЕДОГРЕТОЙ ДО ТЕМПЕРАТУРЫ НАСЫЩЕНИЯ

§ 9.1. Особенности процесса парообразования и формирования пристенного двухфазного слоя при поверхностном кипении

Если температура теплоотдающей поверхности выше температуры насыщения, то центры парообразования могут генерировать паровую фазу и в том случае, когда основная масса жидкости недогрета до температуры насыщения. Кипение переохлажденной жидкости называют *поверхностным кипением*, так как при этом процесс испарения локализуется непосредственно в пристенном перегретом слое. В пределах пристенного перегретого слоя температура жидкости меняется от температуры стенки до температуры насыщения. За его пределами температура жидкости ниже температуры насыщения.

При малой толщине перегретого слоя образующиеся на теплоотдающей поверхности паровые пузыри частично соприкасаются с переохлажденной жидкостью. Поэтому при поверхностном кипении одновременно могут протекать два процесса: испарение жидкости у основания пузыря и конденсация пара на той части его поверхности, которая находится за пределами перегретого слоя. Объем пузыря увеличивается до тех пор, пока приращение массы пара вследствие испарения $\mathrm{d}m_{\text{исп}}$ не окажется больше убыли массы пара при его конденсации $\mathrm{d}m_{\text{конд}}$. Когда скорость конденсации $(\mathrm{d}m/\mathrm{d}\tau)_{\text{конд}}$ становится равной скорости испарения $(\mathrm{d}m/\mathrm{d}\tau)_{\text{исп}}$, рост парового пузыря прекращается.

Скорость конденсации зависит не только от площади поверхности пузыря, выступающей за пределы перегретого пристенного слоя, но и от абсолютного значения недогрева жидкости до температуры насыщения $\Delta t_{\text{нед}}=t_{\text{н}}-t_{\text{ж}}$, где $t_{\text{ж}}$ — среднемассовая температура жидкости, определяемая обычно из уравнения теплового баланса без учета теплоты, затраченной на испарение части жидкости. Например, при кипении в трубах значение $t_{\text{ж}}$ в сечении, находящемся на расстоянии x от входа в трубу, определяется из уравнения

$$q\pi\,\mathrm{d}\,x=(\pi/4)\,d^2w_0\rho' c_p(t_{\text{ж}}-t_{\text{вх}}), \qquad (9\,1)$$

где $t_{\text{вх}}$ — температура жидкости на входе в трубу.

При прочих равных условиях с возрастанием $\Delta t_{\text{нед}}$ в процессе массообмена между переохлажденным ядром потока и перегретым слоем к стенке проникает все более «холодная» жидкость, в связи с чем уменьшается толщина пристенного перегретого слоя $\delta_{\text{пер}}$ и соответственно скорость испарения. Скорость конденсации при этом увеличивается как вследствие роста градиента температуры у поверхности пузыря за пределами перегретого слоя, так и вследствие уменьшения величины $\delta_{\text{пер}}$.

При больших значениях $\Delta t_{\text{нед}}$ образующиеся на стенке паровые пузыри разрушаются еще до отрыва от теплоотдающей поверхности. В этих условиях толщины перегретого $\delta_{\text{пер}}$ и двухфазного $\delta_{\text{дв}}$ слоев очень малы. При прочих равных условиях толщина перегретого (и соответственно двухфазного) слоя уменьшается с ростом скорости, так как увеличение турбулентности потока приводит к интенсификации массообмена между переохлажденным ядром потока и перегретым слоем, а также к более глубокому проникновению переохлажденной жидкости к стенке. При больших недогревах ядра потока паровые пузыри, не отрываясь от стенки, скользят вдоль ее поверхности до момента разрушения, т. е. до полной конденсации. Скорость их скольжения составляет примерно 0,8—0,85 от средней скорости жидкости.

По мере прогрева основной массы жидкости скорость конденсации уменьшается и паровые пузыри вырастают до размеров, при которых становится возможным их отрыв от стенки. В этом случае конденсация пузырей происходит в переохлажденном ядре потока и чем меньше недогрев, тем больше становится толщина двухфазного пристенного слоя. При некотором значении $\Delta t_{\text{нед}}$ паровые пузыри движутся в переохлажденном ядре потока по всему сечению канала. Об этом свидетельствуют непосредственные измерения среднего истинного объемного паросодержания φ в потоке недогретой жидкости, а также измерения интенсивности теплообмена и гидродинамического сопротивления. Высокие значения φ при $x<0$ (см. рис. 1.9) не могли бы устанавливаться в потоке, если бы область двухфазного течения ограничивалась тонким пристенным слоем.

На рис. 9.1 показано распределение коэффициентов теплоотдачи по длине парогенерирующей трубы, в которую входит недогретая вода [229]. Эти опыты проведены в условиях, когда процесс парообразования не влияет на интенсивность теплообмена при кипении, поэтому повышение коэффициента теплоотдачи по ходу потока в данном случае происходит только вследствие роста истинной скорости жидкой фазы w', непосредственно связанной с φ.

Представленные на рис. 9.2 результаты измерения полного перепада давления Δp на необогреваемом участке трубы, непосредственно следующем за обогреваемым, также свидетельствуют о том, что даже при значительном переохлаждении основной массы жидкости содержание пара в потоке может быть большим.

Как видно из рис. 9 2, при температуре потока на входе в обогреваемый участок $t_{\text{вх}} \cong 72°\text{C}$ осевой градиент давления $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x$ меняет знак и в интервале температур $\sim 72°\text{C} < t_{\text{вх}} < \sim 77°\text{C}$ его значение становится положительным. Восстановление давления по ходу потока обусловлено высоким паросодержанием на выходе из обогреваемого участка $\varphi_{\text{вых}}$. На необогреваемом участке пар конденсируется в переохлажденной жидкости, и при полной его конденсации скорость фазы уменьшается от w' (на входе) до w_0 (на выходе). При этом абсолютная величина $\Delta p_{\text{уск}}$ — обратимая составляющая полного перепада давления — оказывается больше

необратимой составляющей $\Delta p_{тр}$. Это возможно только в том случае, если w' существенно больше w_0, т. е. при достаточно высоком паросодержании на входе в необогреваемый участок. При дальнейшем повышении $t_{вх}$ сопротивление трения вновь становится больше $\Delta p_{уск}$, так как при малых недогревах жидкости на необогреваемом участке не происходит полной конденсации пара.

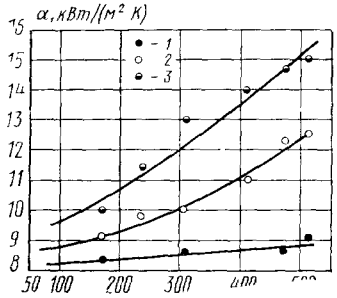


Рис. 9.1. Распределение коэффициента теплоотдачи по длине парогенерирующей трубы при поверхностном кипении воды ($p=1{,}49\cdot10^5$ Па, $q=152$ кВт/м², $w_0=1{,}2$ м/с):

$1-t_{вх}=97{,}3$°С; $2-t_{вх}=102{,}8$°С; $3-t_{вх}=105{,}4$°С

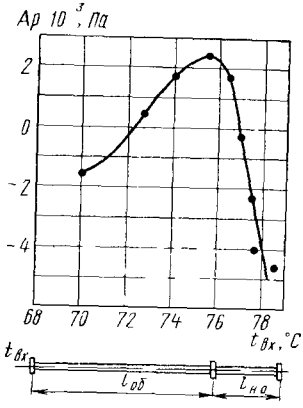


Рис. 9.2. Изменение полного перепада давления Δp на необогреваемом участке трубы в зависимости от температуры воды на входе в обогреваемый участок:

$p=0{,}147$ МПа, $q=663$ кВт/м²; $w_0=2$ м/с, $d=8{,}96$ мм, длина обогреваемого участка $l_{об}=0{,}896$ м, длина необогреваемого участка $l_{но}=0{,}32$ м

Приведенные примеры говорят о том, что при поверхностном кипении паровая фаза может сравнительно долго находиться в переохлажденном ядре потока, полностью не конденсируясь. Следовательно, когда двухфазный пристенный слой достаточно развит, не вся теплота, подводимая к потоку, идет на подогрев жидкости; часть ее расходуется на образование пара. В этих условиях возникают значительные трудности при определении истинной среднемассовой температуры жидкости в данном сечении трубы $t_ж$, а также истинного значения паросодержания φ. При определенных соотношениях между режимными параметрами расчет среднемассовой температуры жидкости по уравнению (9.1) приводит к завышенным значениям $t_ж$.

Толщина двухфазного слоя $\delta_{дв}$ всегда больше толщины пристенного перегретого слоя $\delta_{пер}$. Соотношение между $\delta_{пер}$ и $\delta_{дв}$, а также абсолютные значения $\delta_{дв}$ и истинного объемного паросодержания в пределах двухфазного слоя $\varphi_{дв}$ для данной жидкости за-

висят от давления p, скорости циркуляции w_0, плотности теплового потока q и недогрева жидкости $\Delta t_{нед}$.

На рис. 9.3 приведены опытные данные значений толщины двухфазного пристенного слоя, полученные при различных w_0, q, и недогрева жидкости до температуры насыщения $t_н$ на входе в трубу: $\Delta t_{нед}^{вх} = (t_н - t_ж)_{вх}$ [44]. На этих графиках толщина двухфазного слоя выражена в виде зависимости $\delta_{дв} = f(x)$, где x — расстояние от входа в трубу до сечения, в котором определяется значение $\delta_{дв}$. Из рис. 9.3, *а* видно, что с увеличением скорости циркуляции (при прочих равных условиях) уменьшается не только абсолютное значение толщины двухфазного слоя, но и темп роста величины $\delta_{дв}$ по ходу потока. Последнее связано с тем, что при $q = const$ большей скорости отвечает меньшее количество теплоты, подводимой к единице массы циркулирующей жидкости.

С возрастанием x толщина двухфазного слоя увеличивается, так как при движении жидкости вдоль поверхности обогреваемой трубы уменьшается недогрев основного ядра потока. Очевидно, что чем больше недогрев жидкости на входе в трубу, тем меньше значение $\delta_{дв}$ в заданном сечении трубы (рис. 9.3, *б*).

При одном и том же недогреве жидкости на входе $\Delta t_{нед}^{вх}$ с ростом q увеличивается темп прогрева жидкости по ходу потока. Это приводит к более интенсивному увеличению толщины двухфазного пристенного слоя по длине трубы (рис. 9.3, *в*).

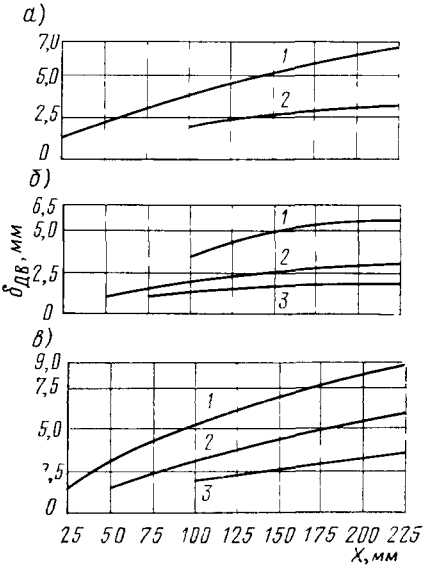


Рис. 9.3. Влияние скорости (*а*), недогрева (*б*) и плотности теплового потока (*в*) на толщину двухфазного пристенного слоя $\delta_{дв}$ при кипении воды:

а — *1* — $w_0 = 1{,}07$ м/с, *2* — $w_0 = 1{,}83$ м/с ($p = 1{,}37$ МПа, $q = 1275$ кВт/м², $\Delta t_{нед}^{вх} = 28$°С); *б* — *1* — $\Delta t_{нед}^{вх} = 56$°С; *2* — $\Delta t_{нед}^{вх} = 111$°С, *3* — $\Delta t_{нед}^{вх} = 167$°С ($p = 3{,}43$ МПа, $w_0 = 0{,}3$ м/с, $q = 1650$ кВт/м²), *в* — *1* — $q = 2830$ кВт/м², *2* — $q = 1995$ кВт/м², *3* — $q = 1555$ кВт/м² ($p = 3{,}43$ МПа, $w_0 = 1{,}07$ м/с, $\Delta t_{нед}^{вх} = 56$°С)

При поверхностном кипении, как и при кипении насыщенной жидкости, число действующих на теплоотдающей поверхности центров парообразования тем больше, чем выше плотность теплового потока. Поэтому с ростом q увеличивается не только $\delta_{дв}$, но и $\varphi_{дв}$. На рис. 9.4, *а, б, в* представлены эпюры распределения величины $\varphi_{дв}$ по толщине двухфазного слоя, полученные методом просвечивания пристенной области β-лучами (движение воды в прямоугольном канале, $p = 1{,}165 \cdot 10^5$ Па) [119]. По оси ординат

здесь отложено расстояние от теплоотдающей поверхности по нормали к последней y. Как видно из рисунка, при кипении недогретой жидкости паросодержание в пристенной области может достигать весьма высоких значений. С ростом q при $\Delta t_{нед}=\text{const}$ повышается паросодержание в пристенном двухфазном слое и по достижении $q_{кр}$ пузырьковое кипение переходит в пленочное. При поверхностном кипении значение критической плотности теплового потока тем выше, чем больше недогрев жидкости в основном ядре потока.

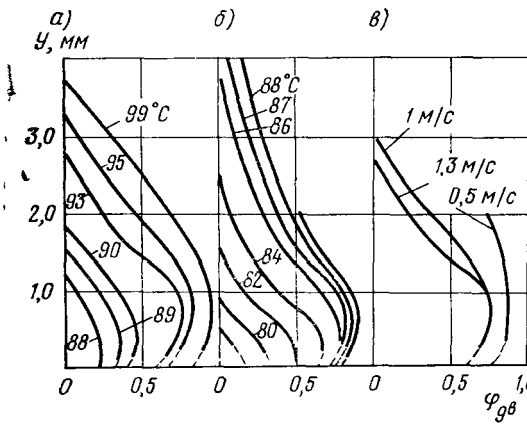


Рис. 9.4. Истинное объемное паросодержание $\varphi_{дв}$ на различных расстояниях y от теплоотдающей поверхности:

а — $q=2090$ кВт/м², $w_0=1{,}3$ м/с; *б* — $q=3250$ кВт/м², $w_0=1{,}3$ м/с, *в* — $q=2090$ кВт/м², $t_ж=93$°С

На рис. 9.5, *а* представлена зависимость температуры наружной поверхности опытной трубки $t_{см}^{нар}$ ($d=5\times\times0{,}125$ мм, нержавеющая сталь), а на рис. 9.5, *б* — зависимость коэффициента теплоотдачи α от $\Delta t_{нед}$ при поверхностном кипении дифенила в условиях естественной конвекции ($p=1{,}01\cdot10^5$ Па). Здесь коэффициент теплоотдачи определен как отношение плотности теплового потока к разности температур стенки и основной массы жидкости. Для $q=118{,}5$ кВт/м² зависимости $t_{ст}=f(\Delta t_{нед})$ и $\alpha=f(\Delta t_{нед})$ экстраполированы в область больших недогревов. Незалитым кружком отмечено значение α, рассчитанное по формуле конвективного теплообмена в однофазной среде при температуре стенки, равной температуре насыщения. Условием $t_{ст}=t_н$ определяется предельное значение недогрева основной массы жидкости

$$\Delta t_{нед}^{пр}=(t_н-t_ж)_{пр}=(t_{ст}-t_ж)_{пр}, \qquad (9.2)$$

выше которого образование паровых пузырей на теплоотдающей поверхности невозможно. При $\Delta t_{нед}>\Delta t_{нед}^{пр}$ значение α определяется по формулам конвективного теплообмена в однофазной среде.

При поверхностном кипении в большом объеме предельное значение недогрева $\Delta t_{нед}^{пр}$ для данной жидкости зависит от q и p. В условиях вынужденного движения $\Delta t_{нед}^{пр}$ зависит также и от скорости циркуляции w_0.

С возрастанием теплового потока величина $\Delta t_{нед}^{пр}$ увеличивается, так как при этом повышается разность температур между стенкой и жидкостью [см. уравнение (9.2)]. При повышении давления в ус-

ловиях $q=\text{const}$ значение $\Delta t_{\text{нед}}^{\text{пр}}$ уменьшается. Это связано с тем, что при большем давлении приближение к предельному значению недогрева происходит при более высокой интенсивности конвективного теплообмена в однофазной среде, а следовательно, при меньших температурных напорах.

При $t_{\text{ст}}>t_{\text{н}}$ центры парообразования начинают генерировать паровую фазу и коэффициент теплоотдачи увеличивается от его значения при конвективном теплообмене в однофазной среде до коэффициента теплоотдачи при развитом кипении. Однако когда жидкость сильно переохлаждена, то вследствие неблагоприятных условий для развития процесса парообразования интенсивность теплообмена при уменьшении недогрева повышается крайне медленно.

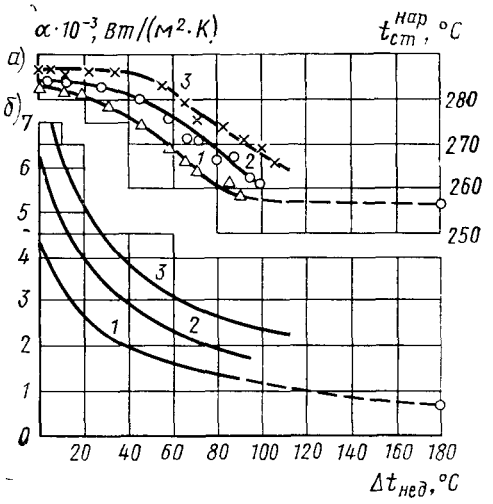


Рис. 9.5. Зависимость температуры наружной поверхности стенки трубы $t_{\text{ст}}^{\text{нар}}$ (*а*) и коэффициента теплоотдачи $\alpha=q/(t_{\text{ст}}^{\text{вн}}-t_{\text{ж}})$ (*б*) от недогрева $\Delta t_{\text{нед}}$ при кипении дифенила в условиях естественной конвекции (рисунок построен по опытным данным *Л. С. Стермана* и *К. Ничке*):

1 — $q=118{,}5$ кВт/м², *2* — $q=185{,}5$ кВт/м², *3* — $q=266$ кВт/м²

В области небольших недогревов, например для дифенила от 0 до 40°С при значениях p и q, соответствующих кривой *3* (рис. 9.5, *а*), температура стенки практически остается постоянной и равной температуре стенки, которая устанавливается при кипении насыщенной жидкости в тех же условиях. Эту область режимных параметров называют *областью развитого поверхностного кипения*, а температуру основной массы жидкости, при которой практически прекращается рост температуры стенки, — *температурой начала развитого поверхностного кипения* и обозначают символом $t_{\text{н к}}$.

В рассматриваемой области режимных параметров при уменьшении $\Delta t_{\text{нед}}$ коэффициент теплоотдачи резко увеличивается (если, конечно, его значение здесь определять по разности температур между стенкой и основной массы жидкости, как это сделано на рис. 9.5, *б*).

Как видно из рис. 9.5, *б*, в области развитого поверхностного кипения разность $t_{\text{ст}}-t_{\text{н}}$ практически не зависит от недогрева основной массы жидкости. Поэтому коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по этой разности, на всем протяжении рассматриваемой

области имеет такое же значение, какое устанавливается при кипении жидкости, прогретой по всей площади поперечного сечения трубы до температуры насыщения. Из этого следует, что при $t_ж = t_{н.к}$ в пристенной области формируется достаточно развитый двухфазный слой, в пределах которого обеспечиваются практически такие же условия для зарождения, роста и отрыва пузырей, какие наблюдаются при кипении насыщенной жидкости *.

При вынужденном течении однофазного потока в условиях турбулентного режима интенсивность теплообмена существенно выше, чем при естественной конвекции, поэтому в этом случае влияние процесса парообразования на коэффициент теплоотдачи наблюдается при более высоких температурах ядра потока. Следовательно, при одной и той же плотности теплового потока в условиях вынужденного движения значение предельного недогрева жидкости меньше, чем в условиях естественной конвекции. Скорость жидкости оказывает существенное влияние на температуру $t_{н к}$.

Как было показано в гл. 7, при кипении насыщенной жидкости образующиеся на стенке паровые пузыри не находятся в термическом равновесии с окружающей их жидкостью (температура жидкости выше температуры пара в пузыре). Характерной особенностью пристенного двухфазного слоя при поверхностном кипении является то, что в его пределах при перемещении по нормали от греющей стенки неравновесность меняет свой знак: в непосредственной близости от стенки температура жидкости выше температуры пара в пузыре, а за пределами перегретого слоя она оказывается ниже температуры пара.

Недогрев основной массы жидкости до температуры насыщения оказывает существенное влияние на интенсивность теплообмена при кипении. Вторжение «холодной» жидкости в пределы двухфазного слоя может привести к частичному или даже полному вырождению механизма переноса, обусловленного процессом парообразования.

§ 9.2. Интенсивность теплообмена при поверхностном кипении в условиях вынужденного движения жидкости

При конструировании парогенерирующей аппаратуры очень часто возникает необходимость в расчете коэффициента теплоотдачи при поверхностном кипении. Например, тепловыделяющие элементы в некоторых видах атомных реакторов, сопла реактивных двигателей и поверхности нагрева ряда других теплообменных устройств охлаждаются кипящей водой, температура которой в ядре потока ниже температуры насыщения. Часть поверхности парогенерирующих труб прямоточных паровых котлов также охлаждается водой, недогретой до температуры насыщения. На эко-

* В литературе температуру $t_{н к}$ иногда называют *температурой начала поверхностного кипения*. Это не точно, так как кипение в пристенной области всегда начинается при температуре основной массы жидкости, значительно меньшей температуры $t_{н к}$

номайзерном участке греющей секции выпарных аппаратов с естественной циркуляцией жидкость нагревается до температуры кипения. Протяженность экономайзерного участка зависит от типа аппарата и от условий его работы. В длиннотрубных аппаратах пленочного типа поверхность экономайзерного участка обычно составляет небольшую долю от общей поверхности греющей секции. В выпарных аппаратах с вынесенной зоной кипения часто почти вся греющая секция работает в экономайзерном режиме. Поэтому в этих аппаратах поверхностное кипение может иметь место на значительной части греющей секции.

Если вся масса жидкости, поступающей в трубу парогенератора, прогревается до температуры насыщения, то по ходу потока значение коэффициента теплоотдачи (как и при кипении в большом объеме) меняется от значения, устанавливающегося при заданной скорости в однофазной среде, до значения при развитом пузырьковом кипении насыщенной жидкости. Закономерность изменения коэффициента теплоотдачи по длине парогенератора $\alpha=f(x)$ для данной жидкости при фиксированном давлении зависит от соотношения между скоростью парообразования $q/(r\rho'')$, скоростью циркуляции w_0 и недогревом жидкости на входе в трубу $\Delta t_{\text{нед}}^{\text{вх}}$. Наиболее простой вид функции α от x наблюдается при высоких давлениях, когда изменение температуры насыщения по ходу потока пренебрежимо мало. При низких давлениях суммарное сопротивление, обусловленное трением и ускорением смеси, при определенных соотношениях режимных параметров оказывается соизмеримым с абсолютным давлением в системе. При этом температура насыщения по ходу потока заметно понижается, в связи с чем закон изменения $t_{\text{ст}}$, а следовательно, и коэффициента теплоотдачи α по длине трубы может существенно отличаться от зависимостей $t_{\text{ст}}=f(x)$ и $\alpha=f(x)$, устанавливающихся при высоких давлениях. Обеднение теплоотдающей поверхности активными зародышами паровой фазы при понижении давления также влияет на вид функции $t_{\text{ст}}$ от x. В этих условиях влияние скорости оказывается более значительным и переход от области конвективного теплообмена в однофазном потоке к области развитого поверхностного кипения происходит на участке трубы большей длины.

На рис. 9 6, *а* показано распределение по длине трубы температуры стенки $t_{\text{ст}}$, среднемассовой температуры жидкости $t_{\text{ж}}$, рассчитанной по уравнению (9 1), и действительной ее температуры $t_{\text{ж д}}$ (ориентировочно проведенная пунктирная линия) при существенном недогреве воды до температуры насыщения на входе в трубу [190]. Аналогичные зависимости, полученные при поверхностном кипении воды в кольцевом канале, представлены на рис. 9.6, *б* [191]. На этих рисунках точками A определяется сечение канала, в котором температура стенки равна температуре насыщения, точками $Б$ — сечение, в котором температура стенки достигает максимального значения, а температура потока — температуры начала развитого поверхностного кипения $t_{\text{н к}}$.

Из этих графиков видно, что до сечения *Б* температурный напор сохраняет постоянное значение и равен температурному напору, устанавливающемуся при той же плотности теплового потока в однофазной среде.

В отличие от поверхностного кипения в большом объеме при вынужденном движении на участке между сечениями *А* и *Б* (область неразвитого поверхностного кипения) процесс парообразования не оказывает влияния на коэффициент теплоотдачи. Это является следствием высокой интенсивности теплообмена в однофазной среде. На участке *АБ* число действующих центров парообразования мало́, поэтому дополнительная турбулизация пристенной области паровыми пузырями не сказывается на интенсивности теплообмена. В условиях естественной конвекции конвективная теплоотдача существенно ниже, поэтому здесь даже в области неразвитого кипения процесс парообразования влияет на интенсивность теплообмена (значение α непрерывно растет при уменьшении величины $\Delta t_{\text{нед}}$, рис. 9.5, *б*).

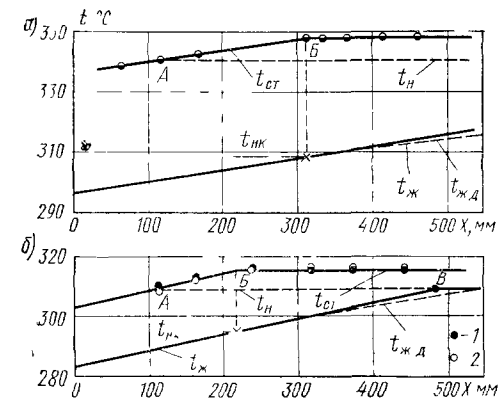


Рис. 9.6. Зависимость температуры стенки $t_{ст}$ и жидкости $t_ж$ и $t_{жд}$ от x при поверхностном кипении воды.

а — труба p=14 7 МПа, ρw=2435 кг/(м² с), q==1060 кВт м² *б* — кольцевой канал p=9,8 МПа ρw=1855 кг/(м² с) (двусторонний обогрев, *1* — q=563 кВт/м², внутренняя труба, *2* — q==553 кВт/м², наружная труба)

При поверхностном кипении в кольцевых каналах температура $t_{нк}$ в условиях двустороннего обогрева имеет одинаковое значение как для внутренней, так и для внешней труб. При одной и той же плотности теплового потока на обеих трубах развитое поверхностное кипение устанавливается в одном и том же сечении (рис. 9.6, *б*).

Между сечениями трубы *Б* и *В* (рис. 9.6, *б*) вся масса жидкости прогревается до температуры насыщения (область развитого поверхностного кипения). На этом участке коэффициент теплоотдачи, определенный по разности температур стенки и жидкости $\alpha_ж = q/(t_{ст} - t_ж)$, резко увеличивается до значения α при кипении насыщенной жидкости (рис. 9.7 и 9.8). Из этих графиков видно, что при развитом поверхностном кипении как при внутреннем, так и при внешнем обогреве коэффициент теплоотдачи не зависит от ширины кольцевого канала.

Если для расчета α использовать разность между температурой стенки и температурой насыщения $\alpha_н = q/(t_{ст} - t_н)$, то значение этого коэффициента теплоотдачи на всем протяжении области развитого поверхностного кипения остается постоянным.

На рис. 9.9 и 9.10 показаны распределения температуры внутренней поверхности стенки по длине трубы, полученные при поверхностном кипении н-пропилового спирта и воды. Из рис. 9.10 видно, что в условиях низких давлений возможны режимы, при которых температура стенки трубы после достижения максимума начинает понижаться (кривые *3* и *4*). При этом чем выше темпе-

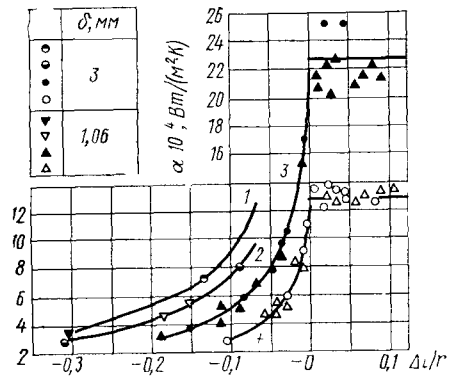


Рис. 9.7. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от относительной энтальпии $\Delta i/r$ при поверхностном кипении воды в кольцевых каналах различной ширины ($p=12{,}8$ МПа, внутренний обогрев):

1 — $q=2285$ кВт/м², *2* — $q=1745$ кВт/м²; *3* — $q=1115$ кВт/м², *4* — $q=558$ кВт/м² [191]

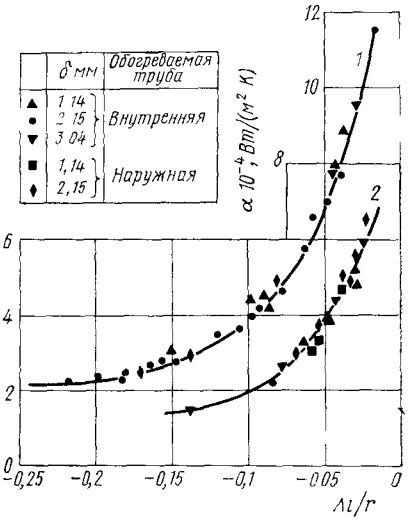


Рис. 9.8. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от относительной энтальпии $\Delta i/r$ при поверхностном кипении воды в кольцевых каналах различной ширины при одностороннем обогреве ($p=9{,}8$ МПа)

1 — $q=1163$ кВт/м², *2* — $q=580$ кВт/м² [191]

ратура жидкости на входе в трубу, тем значительнее падает температура на участке с поверхностным кипением. Когда температура основной массы жидкости приближается к температуре насыщения, то все кривые практически сливаются в одну. При высоких тепловых потоках понижение температуры стенки можно наблюдать по всей длине трубы даже при больших недогревах на входе (кривая *5*).

Понижение температуры стенки в области развитого поверхностного кипения свидетельствует о более интенсивном возрастании по длине трубы коэффициента теплоотдачи $\alpha_ж$ по сравнению с режимом $t_{ст}=\text{const}$ (кривая *2*, рис. 9.10). При этом с уменьшением недогрева жидкости на входе в трубу темп роста коэффициента теплоотдачи увеличивается.

Измерения теплоотдачи и сопротивления при поверхностном кипении в условиях низких давлений показывают, что в рассматри-

ваемых режимах понижение температуры стенки оказывается более значительным по сравнению с понижением температуры насыщения по длине трубы. Так, например, в опыте, иллюстрируемом кривой *5*, температура стенки на участке трубы длиной 520 мм понижается на 10°С. Для такого понижения температуры насыщения давление должно было бы понизиться на 0,04 МПа. Зарегистрированное в этом опыте падение давления было существенно меньше Следовательно, коэффициенты теплоотдачи $\alpha_н$, рассчитанные по температуре насыщения, при таких режимах также увеличиваются по ходу потока, чего не наблюдается при высоких давлениях (или при больших недогревах в условиях низких давлений). Протяженность переходной зоны от области конвективного теплообмена в однофазной среде к области развитого поверхностного кипения для данной жидкости зависит от соотношения между режимными параметрами (p, w_0, $\Delta t_{нед}$, q, d). При высоких давлениях длина переходной зоны очень мала, в то время как при низких переходная зона может занимать значительную часть поверхности парогенерирующей трубы.

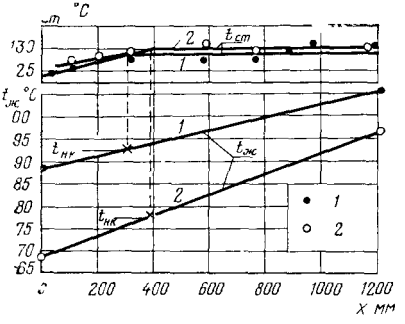


Рис. 9.9. Распределение температуры внутренней поверхности стенки $t_{ст}$ по длине трубы при поверхностном кипении и пропилового спирта

1 — p=0 2365 МПа, q=150 кВт м² w_0=2 м/с, $t_ж^{вх}$ =87,8°С, *2* — p= =0 246 МПа q=229 кВт/м², w_0= =2 м/с $t_ж^{вх}$ =68 3°С [229]

Отмеченные особенности в характере распределения $t_{ст}$ и α по длине трубы парогенератора отражают всю сложность взаимного влияния отдельных факторов на процесс теплообмена при поверхностном кипении. Действительно, при понижении давления усиливается относительное влияние конвекции в однофазной среде и ослабляется влияние механизма переноса теплоты непосредственно в форме теплоты испарения. Поэтому при низких давлениях влияние скорости на интенсивность теплообмена оказывается более значительным. В этих условиях вследствие роста истинной скорости жидкой фазы, обусловленного повышением паросодержания потока, интенсивность теплоотдачи по длине трубы возрастает, что сопровождается понижением температуры стенки. При понижении температуры стенки уменьшается число активных зародышей паровой фазы и это приводит к ослаблению влияния механизма переноса, обусловленного процессом парообразования. В то же время вследствие прогрева основной массы жидкости по ходу потока увеличивается толщина пристенного двухфазного слоя и, следовательно, улучшаются условия для роста паровых пузырей. По-видимому, при переходе от области конвективного теплообмена в

однофазной среде к развитому поверхностному кипению влияние последнего фактора оказывается более существенным.

Характер кривой распределения температуры стенки трубы при различных значениях недогрева жидкости на входе $\Delta t_{\text{нед}}^{\text{вх}}$ связан также с процессом формирования профилей скорости и температуры на входном участке трубы, т. е. на участке гидродинамической и тепловой стабилизации потока. При уменьшении $\Delta t_{\text{нед}}^{\text{вх}}$ сечение, в котором устанавливается развитое поверхностное кипение при неизменных значениях q и w_0, смещается в направлении входа в трубу. Если при этом развитое поверхностное кипение устанавливается в области стабилизированного течения [величина $(l/d)_{\text{н к}}$ больше относительной длины участка стабилизации], то значение $t_{\text{н к}}$ не зависит от недогрева жидкости $\Delta t_{\text{нед}}^{\text{вх}}$. На участке стабилизации потока развитое поверхностное кипение устанавливается при более высокой (по сравнению со стабилизированным течением) среднемассовой температуре жидкости. В этом случае чем меньше недогрев на входе в трубу, тем при большей температуре $t_{\text{н к}}$ устанавливается развитое поверхностное кипение. Данное явление объясняется тем, что на входном участке трубы локальное значение коэффициента теплоотдачи в однофазном потоке увеличивается по мере приближения к входному сечению. Так как интенсификация конвективного теплообмена в однофазном потоке всегда приводит к снижению относительного влияния механизма переноса теплоты, обусловленного процессом парообразования, то при данных значениях q и w_0 влияние последнего механизма переноса проявляется только при более высокой температуре жидкости. В условиях повышенной интенсивности теплообмена в однофазной среде возрастает и длина зоны перехода к развитому поверхностному кипению.

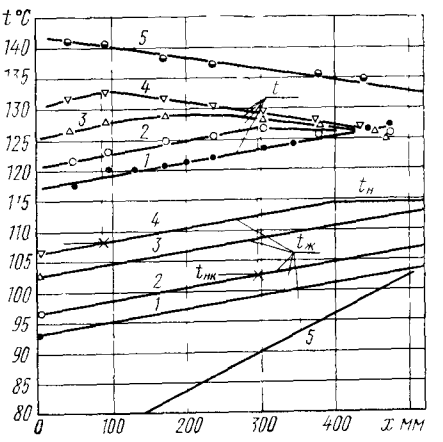


Рис. 9.10. Изменение температуры внутренней поверхности стенки $t_{ст}$ и жидкости $t_ж$ по длине трубы при поверхностном кипении воды

1 — $p_{вх}$=0,1464 МПа w_0=1,2 м/с, q=237 кВт/м² $t_ж^{вх}$=93°С *2* — $p_{вх}$=0,1486 МПа, w_0=1,2 м/с, q=236 кВт/м², $t_ж^{вх}$=96 4°С, *3* — $p_{вх}$=0,1573 МПа, w_0=1 2 м/с, q=233 кВт/м², $t_ж^{вх}$=102°С, *4* — $p_{вх}$=0 1673 МПа, w_0=1,2 м/с q=233 8 кВт/м², $t_ж^{вх}$=106,4°С, *5* — $p_{вх}$=0,143 МПа, w_0=1,5 м/с, q=879 кВт/м², $t_ж^{вх}$=71 1°С [229]

Для расчета интенсивности теплообмена при кипении недогретой жидкости можно воспользоваться понятием температуры нача-

ла развитого поверхностного кипения $t_{н.к}$. На участке от входа до сечения, в котором температура потока становится равной температуре $t_{н.к}$, коэффициент теплоотдачи рассчитывается по формулам конвективного теплообмена в однофазной среде. За этим сечением (если пренебречь возникновением переходной зоны при некоторых режимах в условиях низких давлений) коэффициент теплоотдачи можно рассчитывать по формулам, установленным для кипящих жидкостей, например по формуле (8.10) при соблюдении услвия (8.11). В данном случае в эти формулы можно подставлять непосредственно скорость циркуляции w_0.

Температуру начала развитого поверхностного кипения для воды в интервале давлений от 5 до 20 МПа можно определить по эмпирической формуле [190]*

$$\Delta i_{н.к} = i' - i_{н.к} = 0{,}31 \frac{q^{1{,}1} d^{0{,}2}}{(\rho w)^{0{,}9}} \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0{,}3}, \qquad (9.3)$$

где i' и $i_{н.к}$ — соответственно энтальпия жидкости на линии насыщения и при температуре $t_{н.к}$, кДж/кг; q — плотность теплового потока, Вт/м^2; d — диаметр трубы, м. Для кольцевого канала подставляется его эквивалентный диаметр $d_{эк}$; ρw — массовая скорость, кг/(м^2·с).

Очевидно, что $\Delta i_{н.к} = c_p(t_н - t_{н.к})$. Здесь c_p — теплоемкость жидкости при постоянном давлении, средняя в интервале температур $t_{н.к}$ и $t_н$.

Температуру начала развитого поверхностного кипения можно определить по обобщенной формуле [179]**

$$\frac{c_p(t_н - t_{н.к})}{r} = 275 \frac{q}{r\rho' w_0} \left(\frac{q\,d}{r\rho'\nu'}\right)^{0{,}2} \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''}\right)^{0{,}1} \mathrm{Pr}^{0{,}5}, \qquad (9.4)$$

которая позволяет рассчитывать значение температуры $t_{н.к}$ не только для воды в широком диапазоне изменения давления, но и для других жидкостей.

В формуле (9.4) критерий $qd/(r\rho'\nu')$ представляет собой произведение критериев K_w и Re:

$$qd/(r\rho'\nu') = [q/(r\rho' w_0)](w_0 d/\nu').$$

Для кольцевых каналов $d = d_{эк}$. Значения всех физических констант жидкости и величина ρ'' в зависимости (9.4) определены при температуре насыщения, соответствующей давлению в искомом сечении. Однако если перепад давления на участке трубы, относительная длина которого равна $(l/d)_{н.к}$***, пренебрежимо мал по

---

* В работе [190] формула (9.3) записана в технической системе единиц

** В формуле, опубликованной в работе [179], показатель степени при числе Pr автором уменьшен до 0,5. Комбинация критериев $[q/(r\rho' w_0)]^{1\,2}[w_0 d/\nu']^{0\,2}$ заменена тождественной комбинацией $[q/(r\rho' w_0)][qd/(r\rho'\nu')]^{0\,2}$, что упрощает расчет.

*** $(l/d)_{н.к}$ — относительная длина участка трубы между входным сечением и сечением, в котором устанавливается развитое поверхностное кипение.

сравнению с абсолютным давлением в системе, то значения указанных величин определяются по давлению на входе в трубу. Например, если в горизонтальной трубе при $p=10^5$ Па и $w_0=1{,}5$ м/с развитое поверхностное кипение воды устанавливается в сечении, находящемся на расстоянии от входа $(l/d)_{н.к}=50$, то при значении

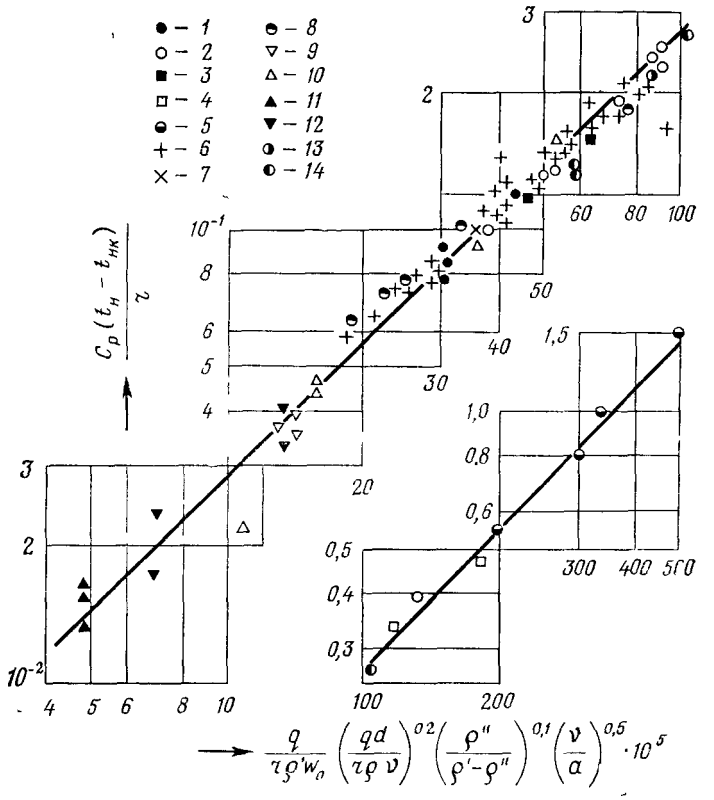


Рис. 9.11. Сопоставление расчетных по зависимости (9.4) и опытных значений $t_{нг}$:

1 — $p=4{,}9$ МПа, *2* — $p=9{,}8$ МПа, *3* — $p=12{,}75$ МПа, *4* — $p=14{,}7$ МПа, *5* — $p=19{,}6$ МПа (вода кольцевые каналы $d_{эк}=2{,}13-6{,}08$ мм) [191]; *6* — $T_н=97{,}5$ К, *7* — $T_н=102$ К; *8* — $T_н=93{,}4$ К (азот, кольцевые каналы $\delta=1{,}7-5{,}8$ мм) [138], *9* — $p=0{,}98$ МПа, *10* — $p=1{,}47$ МПа (вода, труба $d=6{,}45$ мм) [192], *11* — $p_{вх}=0{,}15$ МПа, *12* — $p_{вх}=0{,}25$ МПа (вода, труба $d=8{,}96$ мм) [230], *13* — $p_{вх}=0\,15$ МПа, *14* — $p_{вх}=0{,}25$ МПа (н пропнлю вый спирт, труба, $d=8{,}96$ мм) [230]

коэффициента гидродинамического сопротивления $\xi=0{,}02$ перепад давления на этом участке равен 0,0011 МПа, а поправка на температуру насыщения составляет всего лишь $\sim 0{,}2$°С. При кипении в вертикальной трубе необходимо учесть поправку на гидростатическое давление $\Delta p_г$, которая в нашем случае (если диаметр трубы

равен, например, 20 мм) равна 0,01 МПа; с учетом этого поправка на температуру насыщения оказывается уже более 2°С.

Действительное значение $(l/d)_{нк}$ обычно не задано по условию, поэтому поправку на температуру насыщения, когда она оказывается существенной (в основном при низких давлениях), следует рассчитывать методом последовательного приближения. Для этого при заданных $p_{вх}$, w_0, q и $\Delta t_{нед}^{вх}$ задаются предварительным значением $t_{нк}$ и по уравнению (9.1) определяют $(l/d)_{нк}$, отвечающую принятому значению $t_{нк}$. После этого по формуле (8.8) рассчитывают перепад давления на этом участке длины трубы и значение температуры насыщения в искомом сечении При расчете $\Delta p_{тр}$ в формулу (8.8) подставляется скорость циркуляции w_0; значения ν и ρ жидкости определяются при ее средней температуре $t=0{,}5(t_{вх}+t_{нк})$. Правильность первоначально выбранного значения $t_{нк}$ проверяется сопоставлением этой температуры с рассчитанной по формуле (9.4). Расчетное и выбранное значения $t_{нк}$ должны совпадать.

По формуле (9.3) и обобщенной зависимости (9.4) значение $t_{нк}$ определяется в условиях гидродинамической и тепловой стабилизации потока при равномерном по длине трубы распределении плотности теплового потока. На рис. 9.11 опытные значения $t_{нк}$ сопоставлены с рассчитанными по формуле (9.4). Как видно из рисунка, обобщенная зависимость (9.4) достаточно хорошо согласуется с опытными данными, полученными при поверхностном кипении различных жидкостей в широком диапазоне изменения режимных параметров (вода в интервале давлений от 0,15 до 20,0 МПа, жидкий азот, н-пропиловый спирт).

При неравномерном распределении плотности теплового потока по длине парогенерирующей трубы законы изменения температуры стенки и жидкости существенно зависят от знака и абсолютного значения осевого градиента плотности теплового потока dq/dx (рис. 9.12 и 9.13) [192]. При отрицательном значении dq/dx возможно не только возникновение развитого поверхностного кипения, но и, как видно из рис. 9.13, его прекращение (в правой части графика $t_{ст}<t_{н}$).

При неравномерном обогреве развитое поверхностное кипение устанавливается в условиях не стабилизированного в тепловом отношении потока жидкости. Когда величина $dq/dx>0$, то при заданном недогреве жидкости на входе в канал развитое поверхностное кипение устанавливается при более низких значениях средней плотности теплового потока $q_{ср}$ по сравнению с q при равномерном обогреве. В условиях возрастающего по длине трубы теплового потока истинное объемное паросодержание φ увеличивается не только вследствие прогрева основной массы жидкости, но и вследствие роста q. Таким образом, условия возникновения развитого кипения при неравномерном обогреве трубы существенно отлича-

ются от условий равномерного обогрева, поэтому значения температуры $t_{нк}$, полученные при равномерном и неравномерном обогреве, могут значительно отличаться друг от друга. Однако объем экспериментального материала, полученного при исследовании явления возникновения развитого поверхностного кипения в условиях неравномерного обогрева, еще недостаточен для более широких обобщений.

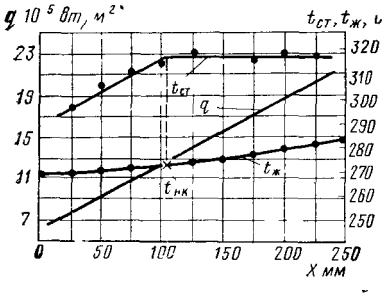


Рис. 9.12. Распределение температуры стенки $t_{ст}$ и жидкости $t_{ж}$ по длине трубы при возрастающей плотности теплового потока ($\rho w = 3000$ кг/(м² с), $p = 9{,}8$ МПа, среднее значение $q_{ср} = 2200$ кВт/м²)

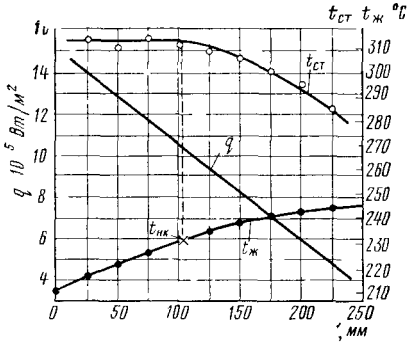


Рис. 9.13. Распределение температуры стенки $t_{ст}$ и жидкости $t_{ж}$ по длине трубы при убывающей плотности теплового потока ($p = 9{,}8$ МПа, $\rho w = 1000$ кг/(м² с), среднее значение $q_{ср} = 1400$ кВт/м²)

ГЛАВА 10
ПЛОТНОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ НА ПОГРУЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА

§ 10.1. Механизм процесса

В предыдущих главах второй части книги были подробно рассмотрены особенности механизма переноса при пузырьковом и пленочном режимах кипения. В первом случае наблюдается очень высокая интенсивность теплообмена и чем больше плотность теплового потока, тем выше коэффициент теплоотдачи. Однако при достижении некоторого предельного в данных условиях значения q пузырьковый режим кипения переходит в пленочный. При этом жидкость оттесняется от теплоотдающей поверхности пленкой пара, поэтому переход от пузырькового кипения к пленочному сопровождается резким снижением интенсивности теплообмена и соответственно скачкообразным повышением температуры греющей стенки.

Существуют две точки зрения на механизм процесса перехода от пузырькового кипения к пленочному. Некоторые авторы, напри-

мер автор работы [199], объясняют это тем, что при q, близком к $q_{кр1}$, число действующих центров парообразования достигает предельного значения, при котором паровые пузыри перекрывают всю площадь теплоотдающей поверхности и затрудняют тем самым доступ жидкости к стенке из основного объема. Вероятнее всего, соприкосновение пузырей происходит в момент их отрыва от теплоотдающей поверхности на расстоянии $y=h$ от стенки в плоскости, где пузыри имеют максимальные площади поперечного сечения. Прекращение подпитки пристенного двухфазного слоя приводит к очень быстрому испарению слоя жидкости вблизи стенки ($y<h$) и образованию сплошной паровой пленки *. Разумеется, такое представление о механизме возникновения кризиса теплообмена было бы весьма упрощенным, так как процессы зарождения и роста паровых пузырей у отдельных центров парообразования не совпадают по фазе. Однако визуальные наблюдения авторов и многих других исследователей показывают, что для образования сплошной паровой пленки достаточно слияния нескольких соседних паровых пузырей на какой-то небольшой части теплоотдающей поверхности, где для этого сложились наиболее благоприятные условия. В результате резкого повышения температуры стенки под паровой пленкой и возникновения больших градиентов температуры по всем направлениям от горячего пятна кризис теплообмена с очень большой скоростью распространяется по всей теплоотдающей поверхности. Если в этот момент не уменьшить плотность теплового потока, то стенка трубы (пластины) может расплавиться.

Многие исследователи (их в настоящее время, по-видимому, большинство) рассматривают кризис теплообмена при кипении как явление, имеющее в своей основе гидродинамическую природу. В пользу этой концепции говорят теоретические исследования и опытные данные ряда авторов, в соответствии с которыми резкое ухудшение теплоотдачи наступает еще до слияния паровых пузырей. При достижении критической плотности теплового потока под воздействием динамического напора образующегося пара пленки жидкости между пузырями теряют устойчивость и жидкая фаза вытесняется из пристенного слоя. Между греющей стенкой и жидкостью образуется паровая подушка.

По существу, оба рассмотренных подхода к объяснению механизма перехода от пузырькового кипения к пленочному не противоречат друг другу; в обоих случаях кризис теплообмена наступает вследствие прекращения доступа жидкости из основного объема к теплоотдающей поверхности. Следует, однако, отметить, что пока только гидродинамическая теория кризиса теплообмена при кипении дала возможность получить теоретическим путем выражение для расчета плотности критического теплового потока $q_{кр1}$.

* По данным авторов [119], максимальное паросодержание при режимах, близких к критическим, действительно наблюдается на некотором расстоянии от теплоотдающей поверхности (см рис 9 4) Это в определенной мере подтверждает обоснованность рассмотренной модели кризиса теплообмена при кипении

§ 10.2. Влияние режимных параметров на $q_{кр1}$ при кипении насыщенной жидкости

Влияние давления. На рис. 10.1 приведены значения $q_{кр1}$ в зависимости от давления при кипении дистиллированной воды [72]. В качестве нагревателя автор [72] использовал нихромовую пластину сечением 5×0,6 мм, поставленную на узкую грань. На такой пластине значения $q_{кр1}$ не отличаются от значений, которые наблюдаются при кипении на горизонтальной пластине, обращенной теплоотдающей поверхностью вверх.

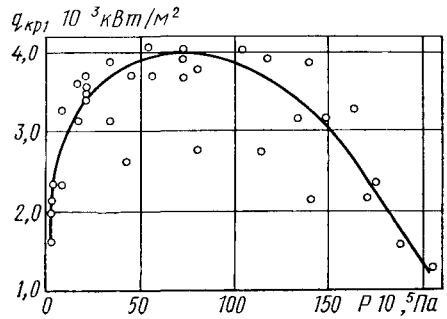


Рис. 10.1. Зависимость $q_{кр1}$ от давления при кипении воды в большом объеме [72]

Как видно из рис. 10.1, зависимость $q_{кр1}=f(p)$ проходит через максимум Как показывают эти (и многие другие) опытные данные, максимальное значение плотности критического теплового потока при кипении различных жидкостей устанавливается при давлении, примерно равном $^{1}/_{3}\ p_{кр}$. При устремлении давления к давлению в тройной точке p_0 или к критическому $p_{кр}$ плотность критического теплового потока стремится к нулю. Это можно объяснить тем, что при $p \to p_0$ удельный объем пара становится чрезвычайно большим, а при $p \geqslant p_{кр}$ вообще невозможен перенос теплоты в форме теплоты испарения.

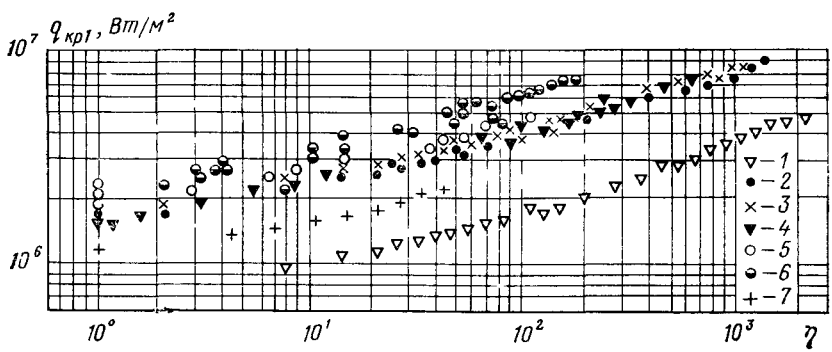


Рис. 10.2. Зависимость $q_{кр1}$ от η [87].

1 — этанол кипение на пластинах высотой h=1,9 и 2,4 мм, *2, 3, 4* — вода, кипение на пластинах h=1 4, 1,9 и 2,4 мм (данные Кутателадзе), *5* — вода, стальная пластина h=3 0 мм *6* — вода нихромовая трубка d=5×1,0 мм (данные Лабунцова и Абдусатторова) *7* — вода, графитовая трубка d=3,4 мм (данные Костелло и Адамса)

Влияние уровня гравитации. Зависимость плотности теплового потока от перегрузки $\eta = g/g_0$ представлена на рис. 10.2. Напомним, что здесь g — ускорение свободного падения в условиях проведения опыта, а g_0 — ускорение свободного падения на земле. Из рисунка видно, что в интервале изменения η от 1,0 до 10^3 показатель степени n в уравнении $q_{кр1}/q^0_{кр1} = A(g/g_0)^n$ изменяется в пределах 0,2—0,25.

Влияние некоторых других факторов. Исследования кризиса теплообмена в условиях естественной конвекции проводились при кипении жидкостей на тонких пластинах различных размеров, поставленных на ребро и широкую грань, на трубках, а также на поверхностях, обращенных теплоотдающей стороной вниз. Эти опыты показали, что при кипении на пластинах, поставленных на ребро, когда высота пластины составляет 3—10 мм, значения $q_{кр1}$ не отличаются от значений $q_{кр1}$, полученных на горизонтальных поверхностях, обращенных греющей стороной вверх. На проволоках и трубках диаметром менее 1,5—2,0 мм $q_{кр1}$ выше, а на потолочных поверхностях горизонтальных пластин ниже, чем на горизонтальных пластинах, обращенных теплоотдающей стороной вверх [87].

Шероховатость поверхности несколько повышает значение плотности критического теплового потока.

При кипении органических жидкостей образование небольшого слоя нагара также приводит к увеличению $q_{кр}$ (на 12—25%).

При кипении на горизонтальной трубе, обогреваемой конденсирующимся паром, значения $q_{кр}$ ниже, чем при обогреве трубы электрическим током. Это объясняется тем, что при одной и той же средней плотности критического теплового потока при обогреве паром на верхней образующей трубы значение $q_{кр1}$ выше, чем на нижней, из-за термического сопротивления слоя конденсата, скапливающегося в нижней части трубы.

Для материалов труб, которые обычно применяют в аппаратостроении, при одних и тех же условиях плотности критических тепловых потоков имеют практически одни и те же значения.

§ 10.3. Количественные зависимости для расчета $q_{кр1}$

Гидродинамическая теория кризиса теплообмена при кипении была разработана С. С. Кутателадзе [86]. Несколько позднее практически аналогичная зависимость для расчета $q_{кр1}$ была получена Н. Зубером [232]. Применение этой теории привело в дальнейшем к новым решениям, позволившим уточнить границы применимости установленных ранее расчетных уравнений [8, 230].

Если пренебречь силами вязкости, то при режимах, предшествующих кризису теплообмена, на выделенный в пределах двухфазного пристенного слоя элемент смеси действуют три силы: давления, гравитации и поверхностного натяжения. Сила давления пропорциональна динамическому напору пара, т. е. величине $\rho''w''^2$,

а работа, затраченная на вытеснение жидкости из пристенного слоя, пропорциональна комплексу $g\delta$ $(\rho'-\rho'')$, где δ — средняя толщина образующейся паровой пленки [86].

Устойчивость двухфазного пристенного слоя нарушается при определенном соотношении между рассматриваемыми факторами

$$\rho'' w''^{2}_{\text{кр}}/[g\delta(\rho'-\rho'')]=\text{const}.$$

Полагая $$\delta \sim \sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]},\ \text{а}\ w''_{\text{кр}}=q_{\text{кр}}/(\rho'' r),$$

получим [86]

$$\frac{\rho'' w''^{2}_{\text{кр}}}{\sqrt{\sigma g(\rho'-\rho'')}}=\frac{q^2_{\text{кр1}}}{\rho'' r^2\sqrt{\sigma g(\rho'-\rho'')}}=\text{const},$$

или

$$\frac{q_{\text{кр1}}}{r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho'-\rho'')}}=K, \qquad (10.1)$$

где K — константа.

Таким образом, С. С. Кутателадзе получил решение с точностью до постоянного множителя, значение которого находится из опыта. Сопоставление зависимости (10.1) с экспериментальными данными (рис. 10.3) показывает, что для данной жидкости K действительно является постоянной величиной, однако при переходе от одной жидкости к другой значение K меняется от $\sim$0,13 до $\sim$0,2 [86]. Автор работы [12] изменение константы K связал с влиянием вязкости жидкости. На рис. 10.4 приведена зависимость K от комплекса $(g/\nu'^2\{\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}\}^3$, отражающего влияние вязкости жидкости ν'. Как видно из рисунка, влияние числа Галилея испарения $\text{Ga}_{\text{исп}}=gl_*^3/\nu^2$ если и имеет место, то проявляется настолько незначительно, что им можно пренебречь.

На основании теории гидродинамической неустойчивости Гельмгольца Н. Зубер [232] получил уравнение для расчета $q_{\text{кр1}}$, которое при давлениях до $\sim(0{,}4\div0{,}5)$ $p_{\text{кр}}$ практически совпадает с уравнением (10.1) при $K=0{,}13$:

$$q_{\text{кр1}}=(\pi/24)\,r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho'-\rho'')}\sqrt{\rho'/(\rho'+\rho'')}. \qquad (10.2)$$

Несколько позже Н Зубер и М Трибус предложили новую модификацию формулы (10.2):

$$q_{\text{кр1}}=\frac{\pi}{4}\,\frac{(16-\pi)\,r}{16-(1-\rho''/\rho')}\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho'-\rho'')}\sqrt{(\rho'+\rho'')/\rho'}. \qquad (10.3)$$

Для расчета $q_{\text{кр1}}$ может быть рекомендована также формула, выведенная авторами работы [116] на основе теории, развитой Н. Зубером:

$$q_{\text{кр1}}=0{,}18\,\frac{r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho'-\rho')}}{1+2\sqrt{\rho''/\rho'}+\rho''/\rho'}\cdot\sqrt{\frac{\rho'-\rho''}{\rho'}}. \qquad (10.4)$$

Автор работы [8] показал, что все формулы для расчета $q_{кр1}$, полученные на основе теории неустойчивости Гельмгольца, строго применимы только при кипении жидкостей на плоских нагревате-

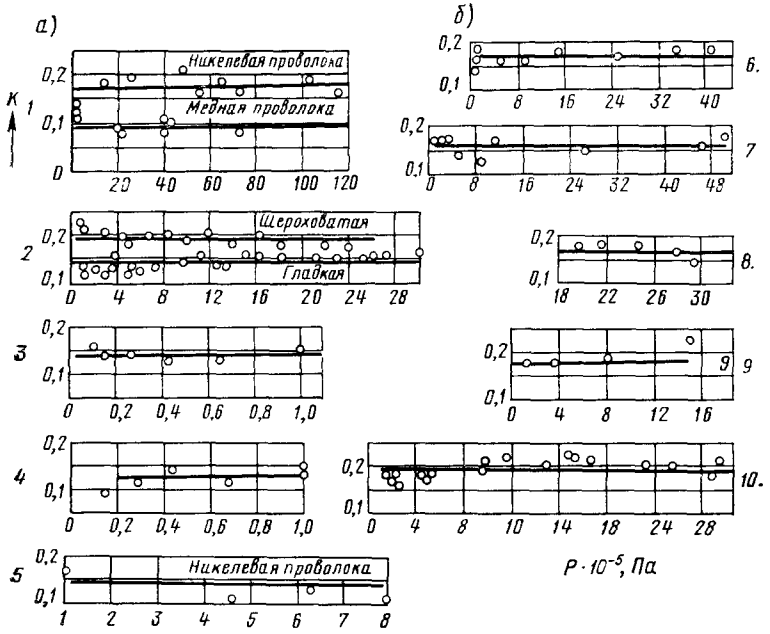


Рис. 10.3. Значения комплекса $K = q_{кр1}/[r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho' - \rho'')}]$ в зависимости от давления для различных жидкостей [86]:

а — вода: *1* — данные Казаковой; *2* — данные Кутателадзе; *3* — данные Брауилича; *4* — данные Мак-Адамса; *5* — данные Фарбера; *6* — органические жидкости (данные Чикелли и Бонилла): *6* — бензол; *7* — этанол, *8* — пропан; *9* — н-гептан; *10* — н-пентан

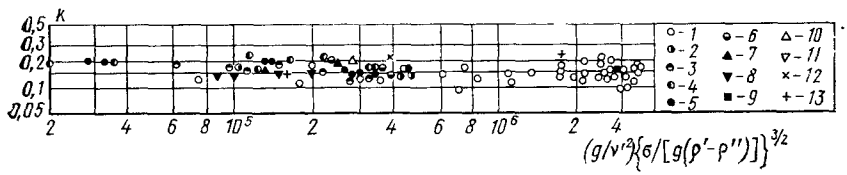


Рис. 10.4. Значения K в зависимости от комплекса $(g/\nu'^2)\{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]\}^{3/2}$:

1, 9, 13 — вода; *2, 10* — бензол; *3, 11* — этанол; *4, 5* — и-пентан; *6, 12* — н-гептан; *7, 8* — пропан; *2, 5, 6, 8* — опыты на загрязненной поверхиости

лях или иа нагревателях цилиндрической и сферической форм достаточно больших размеров. Это следует из того, что предпосылки, лежащие в основе теории неустойчивости Гельмгольца, не могут

быть реализованы в случае цилиндрических и сферических нагревателей малого диаметра.

В работе [230] сделана попытка отразить в расчетном уравнении влияние диаметра нагревателя. Полученная авторами работы [230] эмпирическая формула имеет вид

$$q_{кр1}/(q_{кр1})_F \approx 0{,}89 + 2{,}27\exp \times$$
$$\times\left(-2{,}43\sqrt{D'}\right), \qquad (10.5)$$

где $(q_{кр})_F = 0{,}131 r \sqrt{\rho''} \times$
$\times \sqrt[4]{\sigma g(\rho' - \rho'')}$, а
$D' = d/\sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}$.

На рис. 10.5 и 10.6 приведены результаты экспериментального исследования плотностей критических тепловых потоков $q_{кр1}$ при кипении двуокиси углерода, фреонов 13 и 23 на проволочках диаметром 0,05, 0,1, 0,2 и 0,3 мм в диапазоне изменения давления от 0,4 до 0,975 $p_{кр}$ [206]. Здесь же нанесены значения $q_{кр1}$, полученные в опытах Абадзиком, а также Скриповым и Дубравиным. Как видим, результаты всех экспериментов удовлетворительно согласуются между собой. Авторы работы [206] указывают, что разброс опытных данных не позволил установить четкую картину влияния диаметра на $q_{кр1}$ и все же это влияние прослеживается (более четко на рис. 10.6): с уменьшением диаметра плотность критического теплового потока увеличивается. Однако даже при таких малых размерах нагре-

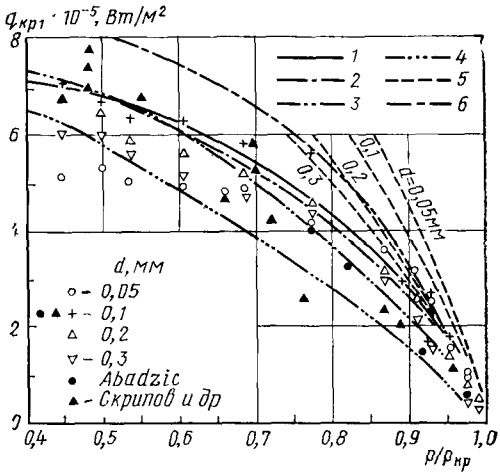


Рис. 10.5. Зависимость $q_{кр1}$ от относительного давления $p/p_{кр}$ при кипении CO_2 на проволочках разных диаметров [206]:
1 — по формуле (10.1) с коэффициентом 0,13; *2* — по формуле (10.2); *3* — по формуле (10.3); *4* — по формуле (10.4); *5* — по формуле (10.5); *6* — по формуле (10.6)

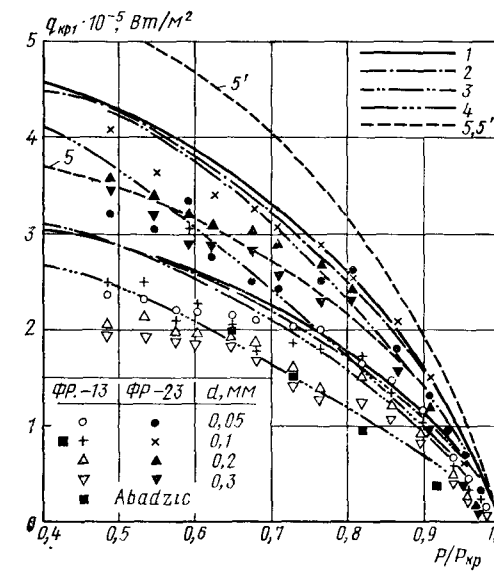


Рис. 10.6. Зависимость $q_{кр1}$ от относительного давления $p/p_{кр}$ при кипении фреонов-13 и 23 на тонких проволочках [206]:
1, 2, 3, 4 — обозначения те же, что и на рис. 10.5; *5, 5'* — по формуле (10.6) соответственно для фреонов-13 и 23

вателей влияние диаметра оказалось незначительным.

На рис. 10.5 и 10.6 проведен ряд кривых $q_{кр}=f(p/p_{кр})$, рассчитанных по приведенным выше формулам. Из рисунка видно, что формулы (10.1), (10.2), (10.3) и (10.4) не только качественно, но и количественно удовлетворительно согласуются с приведенными здесь опытными данными.

Зависимости $q_{кр1}=f(p/p_{кр})$ для проволочек разного диаметра, рассчитанные по формуле (10.5), нанесены на рис. 10.5 пунктирными линиями. Как видим, эта формула дает существенно завышенные значения $q_{кр1}$. Результаты расчетов $q_{кр1}$ по формуле (10.5) для фреонов-13 и 23 на рис. 10.6 не нанесены, так как и для этих жидкостей формула (10.5) дает завышенные значения $q_{кр1}$.

Рядом авторов предложены обобщенные зависимости для расчета $q_{кр1}$, построенные с помощью теории подобия. Так, автором работы [156] показано, что с достаточной для практики точностью зависимость, определяющая значения плотности критического теплового потока при кипении в большом объеме, должна иметь вид

$$(\mathrm{Pe}_{исп})_{кр1}=f(\mathrm{Pr},\ Ar_{исп},\ \mathrm{K}_s).$$

Здесь

$$(\mathrm{Pe}_{исп})_{кр1}=\frac{q_{кр1}l_*}{r\rho''a}=\frac{q_{кр1}}{r\rho''a}\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]};$$

$$\mathrm{Ar}_{исп}=(gl_*^3/\nu'^2)[(\rho'-\rho'')/\rho''];\ \mathrm{Pr}=\nu/a;\ \mathrm{K}_s=r/(c_pT_и).$$

Обобщение экспериментальных данных, полученных при кипении бензола, этанола, н-пентана, н-гептана и пропана в большом объеме, привело автора работы [156] к следующей зависимости:

$$(\mathrm{Pe}_{исп})_{кр1}=0{,}0365\,\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Ar}_{исп}^{0{,}57}\cdot\mathrm{K}_s^{-1/3}$$

или

$$(\mathrm{Re}_{исп})_{кр1}=0{,}0365\,\mathrm{Ar}_{исп}^{0{,}57}\cdot\mathrm{K}_s^{-1/3},\qquad(10.6)$$

где

$$(\mathrm{Re}_{исп})_{кр1}=q_{кр1}l_*/(r\rho''\nu').$$

Как видно из рис. 10.7, опытные данные по $q_{кр1}$, полученные при кипении многих жидкостей, удовлетворительно обобщаются формулой (10.6). Если пренебречь влиянием критерия K_s и обработать экспериментальные данные, использованные для построения зависимости (10.6), в координатах $(\mathrm{Re}_{исп})_{кр1}=f(\mathrm{Ar}_{исп})$, то при этом также устанавливается (с определенной степенью точности) однозначная связь между указанными обобщенными переменными. Эта зависимость может быть выражена уравнением

$$(\mathrm{Re}_{исп})_{кр1}=0{,}168\,\mathrm{Ar}_{исп}^{0{,}5}.\qquad(10.7)$$

Уравнение (10.7) легко приводится к зависимости (10.1) при $\mathrm{K}=0{,}168$. Очевидно, что оно выражает связь между обобщенными

переменными, когда критерием K_s можно пренебречь [156]. То, что число $(Re_{исп})_{кр1}$, при котором происходит переход от пузырькового кипения к пленочному, определяется числом Архимеда, где за характерный линейный размер принята постоянная Лапласа $l_* = \sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}$, свидетельствует о том, что рассматриваемый

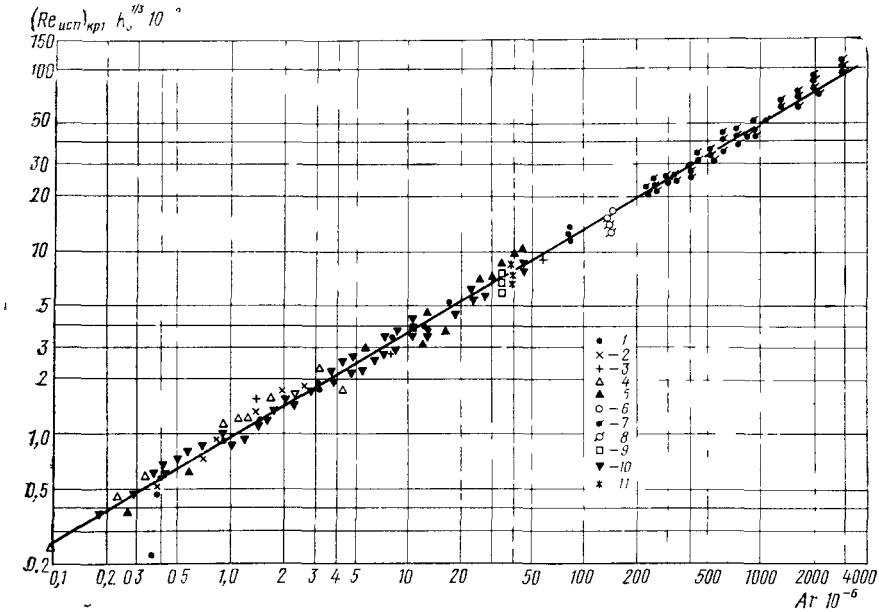


Рис. 10.7. Обобщенная обработка экспериментальных данных по значениям $q_{кр1}$ при кипении в большом объеме [156]

1 — бензол, *2* — пропан, *3* — н гептан, *4* — н пентан, *5* — этанол (данные M T. Cichelli и C F Bonilla), *6* — метанол (данные G B Watson, R A Lee и M Wiener), *7* — вода, *8* — метанол, *9* — н пропанол, *10* — 95% ный этанол, *11* — четыреххлористый углерод (данные В В Морозова)

процесс сопровождается изменением гидродинамического режима пристенного двухфазного слоя. Таким образом, гидродинамическая теория кризиса теплообмена при кипении и здесь находит свое подтверждение.

На рис. 10.5 и 10.6 формула (10.6) сопоставлена с опытными данными авторов [206] (кривая *6* для CO_2; кривые *5* и *5'* для фреонов-13 и 23 соответственно). Из рисунков видно, что формула (10.6) удовлетворительно согласуется с приведенными здесь экспериментальными данными. Отметим, что кривые, отвечающие формуле (10.6), практически совпадают с кривыми, характеризующими зависимость (10.1), если последнюю нанести с коэффициентом $K = 0{,}168$.

По экспериментальным данным, первая плотность критического теплового потока $q_{кр1}$ пропорциональна ускорению свободного падения g в степени 0,2—0,25. Таким образом, формулы (10.1), (10.2),

(10.6) правильно отражают влияние g на $q_{кр1}$. Из формул (10.1) и (10.2) следует, что $q_{кр1} \infty g^{0,25}$. Из формулы (10.6) вытекает $q_{кр1} \infty g^{0,215}$.

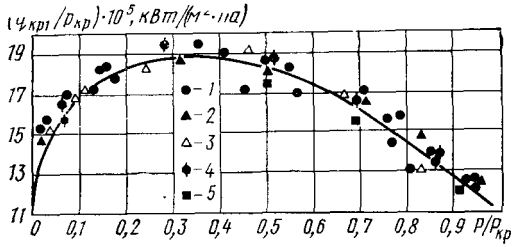


Рис. 10.8. Обобщение опытных данных по $q_{кр1}$ с помощью метода термодинамического подобия:

1 — этанол; *2* — бензол, *3* — гептан; *4* — пропан; *5* — пентан

Иногда некоторые физические константы, необходимые для расчета $q_{кр1}$, могут оказаться неизвестными. В этом случае плотность критического теплового потока для данной жидкости приближенно можно определить, если известны значения $q_{кр1}$ для веществ, термодинамически подобных ей. Основываясь на идентичности соотношений, определяющих физические свойства сред в зависимости от относительной температуры $T/T_{кр}$ и относительного давления $p/p_{кр}$ для термодинамически подобных веществ, автор работы [86] показал, что для указанных жидкостей зависимость $q_{кр1}/p_{кр} = f(p/p_{кр})$ в первом приближении можно считать однозначной (рис. 10.8).

§ 10.4. Влияние недогрева жидкости до температуры насыщения на $q_{кр1}$

При поверхностном кипении, когда основная масса жидкости недогрета до температуры насыщения, в пристенный двухфазный слой непрерывно подсасывается переохлажденная жидкость ($t_ж < t_н$). В этих условиях отводимый от греющей стенки тепловой поток расходуется не только на парообразование, но и на подогрев жидкости до температуры насыщения. Поэтому при поверхностном кипении при том же значении скорости парообразования, что и при кипении насыщенной жидкости, плотность критического теплового потока должна быть выше. Эти соображения в работах [86, 93] положены в основу излагаемого ниже анализа, проведенного с целью установления зависимости для расчета $q_{кр1}$.

При отсутствии недогрева количество жидкости, попадающее в пристенный слой,

$$G_ж = \rho' \left[q^0_{кр1}/(r\rho'')\right](1-n),$$

где n — коэффициент рециркуляции жидкости в пристенной области.

Полагая, что в условиях недогрева значение $G_ж$ остается неизменным, на основе высказанных соображений получим

$$q^ϑ_{кр1} = q^0_{кр1} + q^0_{кр1}(1-n)\left[\rho' c_p \Delta t_{не}/(r\rho'')\right]$$

или

$$q^{\vartheta}_{\text{кр1}} = q^{0}_{\text{кр1}} \{1 + (1 - n)[\rho' c_p \Delta t_{\text{нед}}/(r\rho'')]\}, \qquad (10.8)$$

где $q^{0}_{\text{кр1}}$ — плотность критического теплового потока при кипении насыщенной жидкости ($\Delta t_{\text{нед}} = 0$); $q^{\vartheta}_{\text{кр1}}$ — то же, при поверхностном кипении; $\Delta t_{\text{нед}}$ — недогрев жидкости до температуры насыщения.

Если коэффициент рециркуляции не зависит от температуры жидкости, то он является лишь функцией отношения плотностей фаз ρ'/ρ''. В этом случае уравнение (10.8) можно записать в виде

$$q^{\vartheta}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}} = 1 + f[(\rho'/\rho'')(c_p \Delta t_{\text{нед}}/r)]$$

и, следовательно, отношение $q^{\vartheta}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}}$ является линейной функцией недогрева жидкости $\Delta t_{\text{нед}}$.

На рис. 10.9 приведены значения отношения $q^{\vartheta}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}}$, полученные при поверхностном кипении воды, этанола и изооктана в большом объеме. Из рисунка видно, что зависимость $q^{\vartheta}_{\text{кр1}}$ от $\Delta t_{\text{нед}}$ действительно можно принимать линейной. С увеличением величины ρ'/ρ'' плотность критического теплового потока возрастает [86].

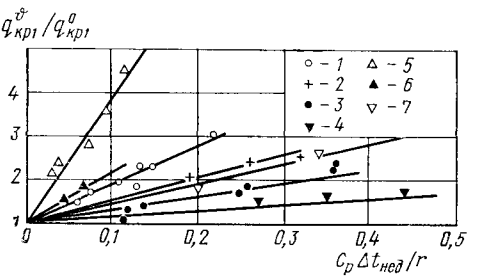


Рис. 10.9. Изменение относительной величины плотности критического теплового потока в зависимости от критерия $c_p \Delta t_{\text{нед}}/r$ при различных значениях отношения ρ'/ρ'' [86]:

1 — этанол, $p = 98$ кПа, $\rho'/\rho'' = 445$; *2* — этанол, $p = 196$ кПа, $\rho'/\rho'' = 240$; *3* — этанол, $p = 490$ кПа, $\rho'/\rho'' = 91$; *4* — этанол $p = 980$ кПа, $\rho'/\rho'' = 45$; *5* — вода, $p = 98$ кПа, $\rho'/\rho'' = 1650$; *6* — вода, $p = 294$ кПа, $\rho'/\rho'' = 575$; *7* — изооктан; $p = 98$ кПа, $\rho'/\rho'' = 185$

Приведенные на рис. 10.9 экспериментальные данные обобщены зависимостью [86]

$$q^{\vartheta}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}} = 1 + 0{,}065(\rho'/\rho'')^{0{,}8}(c_p \Delta t_{\text{нед}}/r). \qquad (10.9)$$

По мере накопления новых экспериментальных данных стало очевидно, что обобщение в форме зависимости (10.9) можно сохранить и для других жидкостей, однако значение коэффициента при комплексе $(\rho'/\rho'')^{0,8}$ $(c_p \Delta t_{\text{нед}}/r)$, а иногда и показателя степени при отношении ρ'/ρ'' далеко не всегда остается неизменным. Вероятно, это объясняется прежде всего тем, что скорость парообразования в момент кризиса с изменением $\Delta t_{\text{нед}}$ не остается постоянной. В общем случае нельзя пренебречь и зависимостью коэффициента рециркуляции от температуры.

Решение, выполненное с помощью метода теории подобия, позволило автору работы [156] получить формулу, обобщающую как данные, приведенные на рис. 10.9, так и многие другие. В неявной форме обобщенное уравнение имеет вид

$$(\text{Pe}_{\text{исп}})^{\vartheta}_{\text{кр1}} = f(\text{Ar}, \text{Pr}, \text{K}_S, \Delta t_{\text{нед}}/T_{\text{н}}, \rho'/\rho'')$$

или с учетом результатов, полученных при обобщении опытных данных при $\Delta t_{\text{нед}}=0$,

$$(\mathrm{Pe}_{\text{исп}})^{\vartheta}_{\text{кр1}}=f(\mathrm{Ar},\ \mathrm{K}_s,\ \Delta t_{\text{нед}}/T_{\text{н}},\ \rho'/\rho'').$$

Предполагая, что влияние критерия Ar сохраняется таким же, как и при кипении в условиях $\Delta t_{\text{нед}}=0$, т. е. выражается числом $(\mathrm{Re}_{\text{исп}})^{0}_{\text{кр1}}$, получим [156]

$$(\mathrm{Re}_{\text{исп}})^{\vartheta}_{\text{кр1}}/(\mathrm{Re}_{\text{исп}})^{0}_{\text{кр1}}=$$
$$=f(\mathrm{K}_s,\ \Delta t_{\text{нед}}/T_{\text{н}},\ \rho'/\rho'')$$

или

$$q^{\vartheta}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}}=$$
$$=f(\mathrm{K}_s,\ c_p\Delta t_{\text{нед}}/r,\ \rho'/\rho'').$$

Обобщение имеющихся экспериментальных данных в этой зависимости приводит к формуле

$$q^{\vartheta}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}}=1+0{,}165\,\mathrm{K}_s^{-0{,}75}(\rho'/\rho'')^{0{,}65}(\Delta t_{\text{нед}}/T_{\text{н}}) \quad (10.10)$$

или

$$q^{\vartheta}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}}=1+0{,}165\,\mathrm{K}_s^{0{,}25}(\rho'/\rho'')^{0{,}65}(c_p\Delta t_{\text{нед}}/r). \quad (10.11)$$

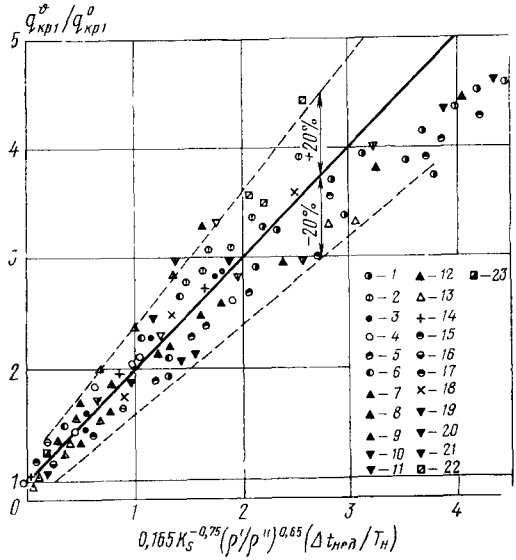


Рис. 10.10. Сопоставление экспериментальных значений $q^{\vartheta}_{\text{кр1}}$ с формулой (10.10):

1, 2, 3, 4 — мононзопропилдифенил при p=0,1; 0,3; 0,49 и 0,68 МПа соответственно; *5, 6* — даутерм при p=0,1 и 0,98 МПа; *7, 8, 9* — дифенил при p=0,1; 0,78 и 1,76 МПа; *10, 11* — дифенил-оксид при p=0,1 и 0,78 МПа; *12—17* — бензол при p=0,1; 0,78; 1,23; 1,96; 3,43 и 4,41 МПа [165]; *18* — изооктан при p=0,1 МПа; *19—21* — этанол при p=0,1; 0,5; 0,98 МПа; *22, 23* — вода при p=0,1 и 0,3 МПа [94]

Уравнение (10.11) отличается от уравнения (10.9) тем, что в нем коэффициент при комплексе в правой части выражен в виде функции от критерия K_s.

На рис. 10.10 экспериментальные данные, полученные при кипении многих жидкостей, сопоставлены с формулой (10.10). Как видно из рисунка, формула обобщает все данные в основном с точностью ±15% и только некоторые из них расходятся с расчетной зависимостью до ±20% [165].

§ 10.5. Плотность критического теплового потока $q_{\text{кр2}}$ при прекращении пленочного кипения

Как уже отмечалось (см. гл. 6), переход от пленочного кипения к пузырьковому происходит при плотности критического теплового потока $q_{\text{кр2}}$, значение которой существенно меньше $q_{\text{кр1}}$. Когда q значительно больше $q_{\text{кр2}}$, паровой слой, отделяющий кипящую жид-

кость от теплоотдающей поверхности, устойчив и четко обнаруживается граница раздела фаз. С уменьшением q паровой слой сначала начинает пульсировать, а затем сильно колебаться. Наконец, при значениях $q=q_{кр2}$ динамический напор пара становится настолько мал, что паровой слой разрушается. При $q\to q_{кр2}$ температура теплоотдающей поверхности уменьшается, приближаясь к температуре сфероидального состояния жидкости, при которой последняя начинает смачивать стенку. В условиях смачивания прорыв жидкости в стенке приводит к восстановлению пузырькового кипения.

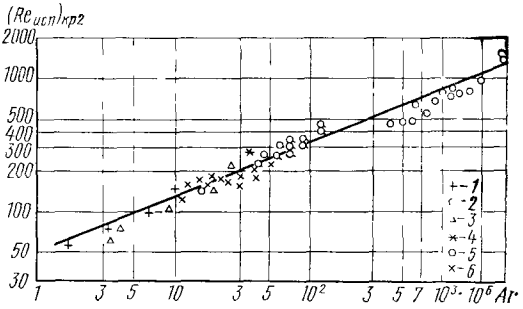


Рис. 10.11. Зависимость $(Re_{исп})_{кр2}$ от критерия Ar:

1 — н-пропанол; *2* — метанол; *3* — 95%-ный этиловый спирт; *4* — четыреххлорнистый углерод [117]; *5* — вода; *6* — бензол [11]

На рис. 6.3 приведены кривые изменения плотностей критических тепловых потоков $q_{кр1}$ и $q_{кр2}$ в зависимости от давления при кипении изооктана в большом объеме [86]. Здесь значения $q_{кр2}$ составляют $\sim 0{,}18$—$0{,}2$ от $q_{кр1}$.

Теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию процесса перехода пленочного кипения в пузырьковое, сравнительно немного.

Имеющиеся экспериментальные данные автор работы [117] обобщил в виде зависимости

$$(Re_{исп})_{кр2}=0{,}206\,Ar_{исп}^{0,4}. \qquad (10.12)$$

Как видно из рис. 10.11, формула (10.12) обобщает опытные данные с точностью $\pm 25\%$.

На основе теории нестабильности Тейлора Н. Зубером получено уравнение для расчета $q_{кр2}$ в виде

$$q_{кр2}=0{,}177 r\rho''\sqrt[4]{[\sigma g(\rho'-\rho'')]/(\rho'+\rho'')^2}. \qquad (10.13)$$

Формула авторов работы [230] учитывает влияние диаметра нагревателя на $q_{кр2}$:

$$q_{кр2}=0{,}03 r\rho''\sqrt{[\sigma g(\rho'-\rho'')]/(\rho'+\rho'')^2}\cdot f(D), \qquad (10.14)$$

где

$$f(D)=\sqrt{144/[D^2(D^2+2)]};\ D=d/\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}.$$

Формула (10.14) справедлива при $D>0{,}14$.

На рис. 10.12 и 10.13 приведены экспериментальные значения $q_{кр2}$, полученные авторами [206] при кипении двуокиси углерода, фреонов-13 и 23. На этих же графиках авторы [206] нанесли кри-

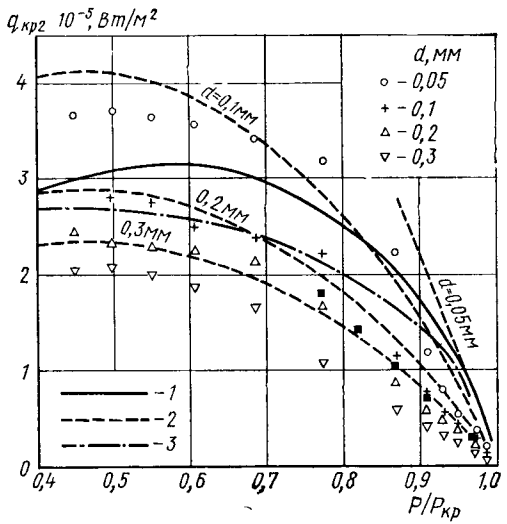


Рис. 10.12. Сопоставление экспериментальных значений $q_{кр2}$ при кипении CO_2 на проволочках разных диаметров [206] с расчетными зависимостями

1 — по формуле (10.13), *2* — по формуле (10.14), *3* — по формуле (10.12)

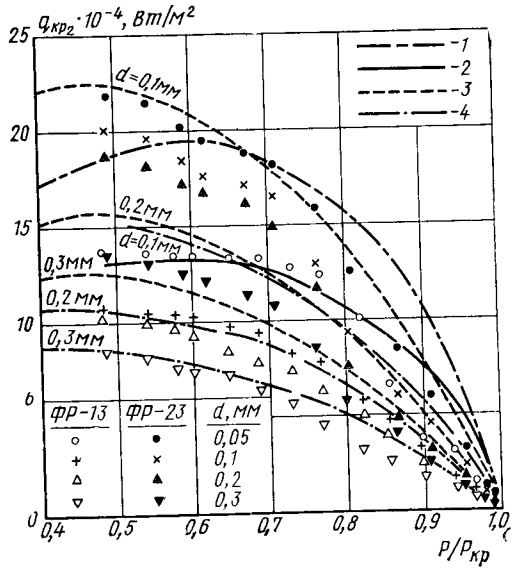


Рис. 10.13. Сопоставление экспериментальных значений $q_{кр2}$ при кипении фреонов-13 и 23 на проволочках разных диаметров [206] с расчетными формулами:

фреон 23 *1* и *3* — по формулам (10.13) и (10.14), фреон 13 *2* и *4* — по формулам (10.13) и (10.14)

вые, построенные в соответствии с формулами (10.12), (10.13) и (10.14)*.

Как видно из рисунка, все приведенные нами формулы качественно правильно отражают зависимость $q_{кр2}$ от давления. Формула (10.14) не только качественно правильно отражает влияние диаметра на $q_{кр2}$, но и количественно удовлетворительно согласуется с представленными на рис. 10.12 и 10.13 опытными данными. Исключение составляют нагреватели с $d=0{,}05$ мм, для которых расчетные значения $q_{кр2}$ существенно выше опытных.

ГЛАВА 11
ПЛОТНОСТИ КРИТИЧЕСКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ $q_{кр1}$ И $q_{кр2}$ ПРИ КИПЕНИИ В КРУГЛЫХ ТРУБАХ И В КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ

§ 11.1. Природа кризисов теплообмена при кипении в каналах

В круглых трубах или в каналах произвольной формы ухудшение теплоотдачи может возникать либо вследствие перехода от пузырькового кипения к пленочному, либо вследствие упаривания (высыхания) жидкой пленки в условиях дисперсно-кольцевой структуры течения парожидкостной смеси. Чтобы подчеркнуть различную физическую природу кризисов теплообмена при кипении в каналах, В. Е. Дорощук предложил их называть соответственно кризисами первого и второго рода [45].

Кризис теплообмена первого рода имеет гидродинамическую природу. Так же как и при кипении в большом объеме, он обусловлен потерей устойчивости двухфазным пристенным слоем, поэтому к нему применимы основные положения гидродинамической теории кризиса теплообмена при кипении.

Кризис теплообмена первого рода может возникать как при кипении жидкости, недогретой до температуры насыщения, так и при положительных значениях относительной энтальпии потока, включая его дисперсно-кольцевую структуру. В последнем случае, пока в пристенной пленке сохраняются условия для протекания процесса пузырькового кипения, можно ожидать возникновения кризиса теплообмена первого рода. Количественной характеристикой этого рода кризиса является максимальная плотность теплового потока $q_{кр1}$, который можно отвести от теплоотдающей поверхности в режиме пузырькового кипения, обеспечивающем высокую интенсивность теплообмена.

---

* Кривая, отвечающая формуле (10.12), на рис. 10.13 не нанесена, однако расчеты показали, что и для этих жидкостей формула (10.12) удовлетворительно согласуется с опытными данными.

В дисперсно-кольцевом потоке с ростом паросодержания при $\rho w = \text{const}$ толщина пристенной жидкой пленки непрерывно уменьшается, что приводит, наконец, к подавлению процесса пузырькового кипения. Однако пока на стенке сохраняется сплошная жидкая пленка, интенсивность теплообмена продолжает оставаться

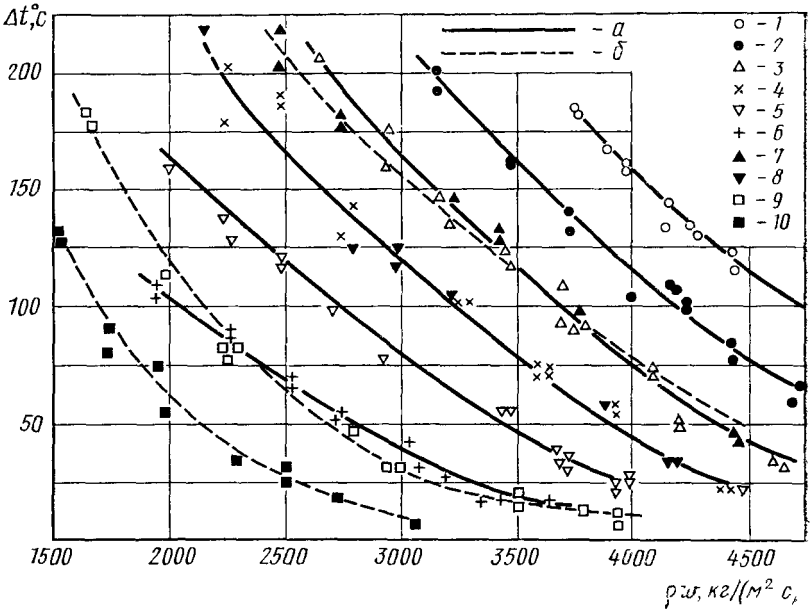


Рис. 11.1. Зависимость скачка температуры стенки в момент кризиса теплообмена первого рода от массовой скорости, плотности теплового потока и давления (труба $d = 10{,}4$ мм)·

а — $p = 14{,}7$ МПа, *1* — $q = 1{,}05$ МВт/м², *2* — $q = 0\,93$ МВт/м², *3* — $q = 0{,}81$ МВт/м²; *4* — $q = 0{,}7$ МВт/м², *5* — $q = 0{,}58$ МВт/м², *6* — $q = 0{,}47$ МВт/м², *б* — $q = 0{,}7$ МВт/м², *7* — $p = 11{,}8$ МПа, *8* — $p = 14{,}7$ МПа, *9* — $p = 17{,}7$ МПа, *10* — $p = 19\,6$ МПа

достаточно высокой. Это обеспечивается за счет испарения жидкости с поверхности микропленки.

При полном или даже частичном испарении жидкости в пленке (когда на стенке канала появляются большие «сухие пятна») коэффициент теплоотдачи редко падает — возникает кризис теплообмена второго рода. Имеющиеся в настоящее время опытные данные подтверждают, что кризис теплообмена второго рода может возникать не только при нулевом, но и при небольшом остаточном расходе жидкости в пленке.

Систематические иследования, проведенные во Всесоюзном теплотехническом институте под руководством В. Е. Дорощука и в некоторых других организациях, позволили разработать физическую модель кризиса теплообмена второго рода и установить основные его закономерности. Было показано, что кризис второго рода количественно характеризуется значением граничного паросо-

держания в месте возникновения резкого ухудшения теплоотдачи $x^0_{гр}$, значение которого в достаточно широкой области изменения режимных параметров не зависит от плотности теплового потока [45].

Внешним проявлением кризисов теплообмена как первого, так и второго родов является скачкообразное повышение температуры стенки канала. На рис. 11.1 показаны зависимости скачка температуры стенки $\Delta t_{ст}$ от массовой скорости, плотности теплового потока и давления при кризисе теплообмена первого рода [151]. Каждая точка любой из кривых на рис. 11.1 определяет скачок температуры стенки $\Delta t_{ст}$ в момент возникновения кризиса теплообмена, поэтому эти кривые отвечают условию $q_{кр1}=\text{const}$. Из рис. 11.1 видно, что с ростом массовой скорости и понижением плотности теплового потока при $p=\text{const}$ скачок температуры стенки становится меньше. Уменьшение $\Delta t_{ст}$ наблюдается и с ростом давления при $\rho w=\text{const}$.

Абсолютные значения $\Delta t_{ст}$ при возникновении кризиса первого рода не всегда оказываются настолько большими, чтобы вызвать значительный перегрев и разрушение стенки канала. Тем более это относится к кризису теплообмена второго рода, особенно если он возникает в условиях орошаемой пленки. И все же следует иметь в виду, что даже при относительно небольшом скачке температуры стенки в момент кризиса и установления в закризисной области стационарной температуры по длине парогенерирующей трубы в районе кризиса всегда есть переходная зона, характеризующаяся колебаниями температуры стенки. При длительной эксплуатации это явление может привести к усталостному разрушению трубы, поэтому знание плотности критического теплового потока и граничного паросодержания является необходимым условием правильной оценки надежности работы парогенератора.

В этой главе рассматриваются основные закономерности кризиса первого рода. Кризис второго рода будет рассмотрен в следующей главе.

§ 11.2. Влияние массовой скорости, паросодержания и давления на $q_{кр1}$ при кипении в равномерно обогреваемых трубах

На протяжении последних десятилетий в Советском Союзе и за рубежом весьма интенсивно ведутся исследования кризиса теплообмена первого рода, и к настоящему времени накоплен огромный опытный материал по плотностям критических тепловых потоков при кипении в круглых трубах и в кольцевых каналах. Анализ опубликованных в мировой литературе экспериментальных данных по кризису теплообмена в круглых трубах и отбор наиболее надежных из них был впервые выполнен авторами работы [48]. В результате были составлены скелетные таблицы значений $q_{кр1}$ [48]. В основу анализа положена так называемая локальная гипотеза о кризисе теплообмена первого рода, в соответствии с которой

условия его возникновения определяют режимные параметры, сложившиеся в месте резкого ухудшения теплоотдачи.

Были подвергнуты тщательному анализу методики проведения опытов и экспериментальные стенды, на которых различными авторами проводились исследования. Опытные данные, полученные на стендах, допускающих пульсации расхода и давления, отбрако-

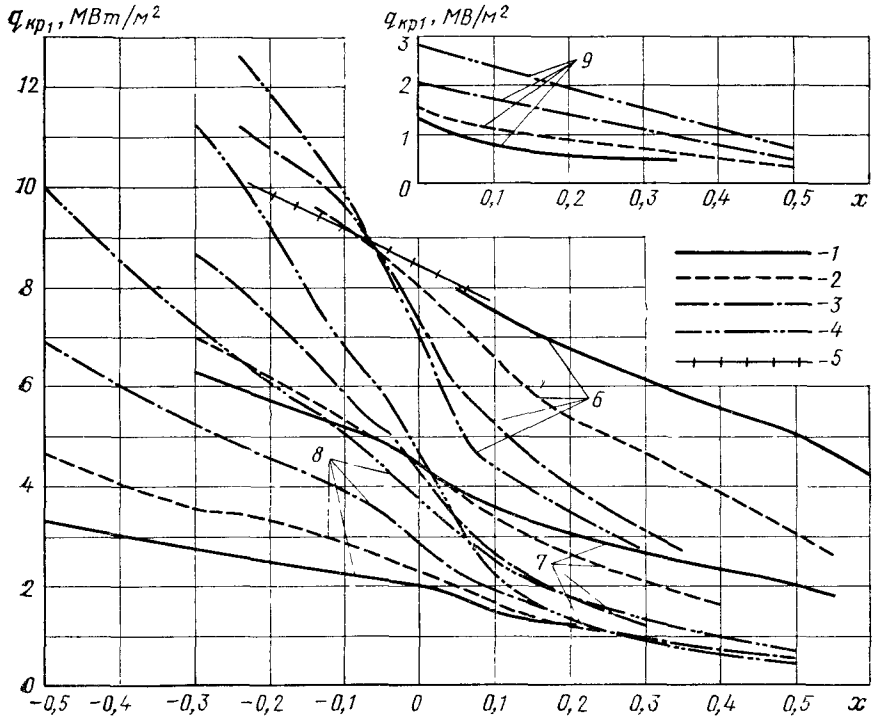


Рис. 11.2. Зависимость $q_{кр1}$ от x, $\rho\omega$ и p [141]:

1 — $\rho\omega$=750 кг/(м² с), *2* — $\rho\omega$=1500 кг/(м² с); *3* — $\rho\omega$=3000 кг/(м² с), *4* — $\rho\omega$=5000 кг/(м²·с); *5* — $\rho\omega$=750 кг/(м²·с) (скелетные таблицы авторов [48]), *6* — p=3 МПа, *7* — p=10 МПа; *8* — p=16 МПа; *9* — p=20 МПа

вывались и не помещались в скелетную таблицу, так как пульсационные режимы в реальных парогенераторах недопустимы. Отбраковывались опытные данные, полученные на недеаэрированной воде, которая не применяется в промышленных энергетических системах.

Результаты, полученные в различных научно-исследовательских организациях, обобщены рабочей группой секции тепломассообмена Научного совета по комплексной проблеме «Теплофизика» АН СССР [141]. Группой выполнено согласование числовых значений параметров, определяющих кризис кипения воды, недогретой до температуры насыщения, и пароводяной смеси в прямых круглых трубах, а также даны рекомендации для расчета $q_{кр1}$ при равно-

мерном и неравномерном по длине канала тепловыделении. Последний вариант согласованных скелетных таблиц значений $q_{кр1}$ в равномерно обогреваемых трубах ($d=8$ мм) приведен в работе [141]. Эти таблицы по сравнению с ранее опубликованными в 1975 г. дополнены новыми опытными данными, полученными при больших

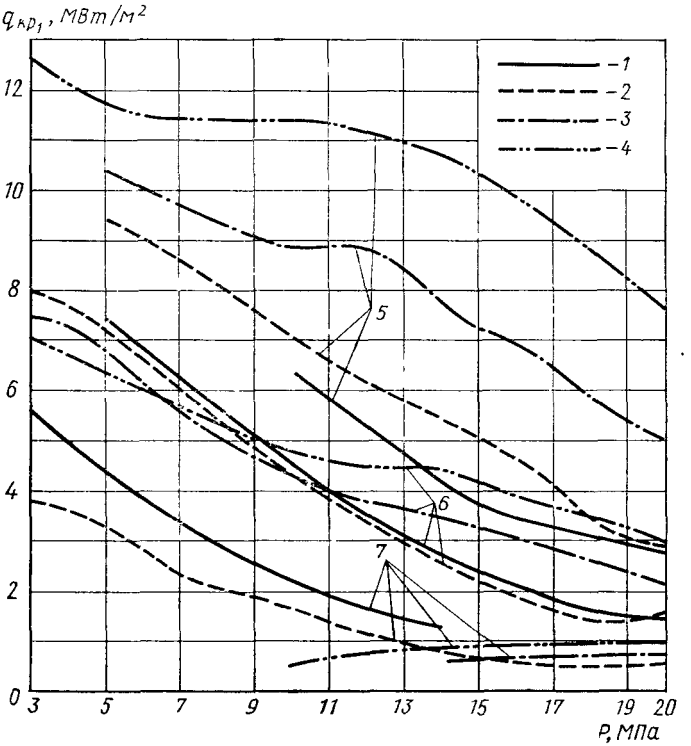


Рис. 11.3. Влияние давления на $q_{кр1}$ [141]:

1, 2, 3, 4 — обозначения те же, что и на рис. 11.2; *5* — $\Delta t_{нед}=75°C$; *6* — $x=0$; *7* — $x=0{,}4$

паросодержаниях, что облегчило стыковку кризисов теплообмена первого и второго родов.

На рис. 11.2 представлены зависимости $q_{кр1}$ от массового паросодержания и массовой скорости при давлениях $p=3$, 10 и 20 МПа, а на рис. 11.3 — зависимости $q_{кр1}$ от давления при трех значениях относительной энтальпии. Графики построены на основании согласованных табличных значений $q_{кр1}$ [141].

Для давлений $p=7$, 12 и 16 МПа согласованные значения $q_{кр1}$ [141] во всем диапазоне изменения режимных параметров приведены в табл. 11.1.

Экспериментальные кривые $q_{кр1}=f(w_0)$ при $x=0$ и различных давлениях показаны на рис. 11.4.

Таблица 11.1. Плотность критического теплового потока при кипении воды в круглой трубе $d=8$ мм

p, МПа	ρw, кг/(м^2 с)	$q_{кр}$, МВт/м^2																		
		Недогрев $\Delta t_{нед}$, °С					Массовое паросодержание x													
		75	50	25	10	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7
7	750		7,40	6,85	6.45	6,20	5,45	4,90	4,50	4,20	3,95	3,75	3,55	3,35	3,20	3,00	2,85	2,65	2,45	2,25
	1000	8,15	7,60	6,85	6,45	6,15	5,30	4,70	4,30	4,00	3,75	3,50	3,30	3,05	3,80	2,60	2,35	2,10		
	1500	8,50	7,80	6,95	6,45	5,95	5,10	4,35	3,95	3,60	3,25	2,95	2,75	2,55	2,35					
	2000	8,85	8,00	7,00	6,40	5,90	4,80	4,05	3,55	3,20	2,85	2,55	2,30	2,05						
	2500	9,20	8,25	7,00	6,35	5,70	4,50	3,75	3,25	2,90	2,55	2,25	1,95							
	3000	9,75	8,45	7,15	6,25	5,55	4,30	3,60	3,10	2,65	2,25	1,90								
	4000	10,20	8,90	7,25	6,10	5,35	4,10	3,30	2,75	2,25	1,90	1,60								
	5000	11,40	9,60	7,40	6,30	5,65	4,25	3,10	2,45	1,95										
12	500	4,90	4,40	3,90	3,70	3,40														
	750	5,20	4,60	4,00	3,70	3,40	2,95	2,60	2,40	2,25	2,05	1,90	1,75	1,60	1,45	1,30	1,20			
	1000	5,55	4,80	4,20	3,75	3,45	2,95	2,65	2,40	2,20	1,95	1,75	1,60	1,45	1,30					
	1500	6,15	5,40	4,45	3,90	3,45	2,90	2,50	2,20	1,90	1,65	1,45	1,25							
	2000	7,20	6,15	4,85	4,10	3,55	2,90	2,40	2,05	1,75	1,45	1,15								
	2500	7,80	6,60	5,20	4,20	3,60	2,90	2,35	1,90	1,50	1,25									
	3000	8,75	7,15	5,55	4,45	3,70	2,95	2,15	1,70	1,30	1,00	0,80	0,65	0,55						
	4000	9,60	7,85	6,20	5,00	3,90	3,00	2,15	1,70	1,30	1,00	0,80	0,65	0,55	0,45	0,40				
	5000	11,10	8,80	6,75	5,55	4,45	3,05	2,25	1,90	1,60	1,30	1,10	0,90	0,75	0,60	0,50				
16	500	2,95	2,55	2,20	2,00	1,85														
	750	3,30	2,90	2,45	2,15	2,00	1,75	1,50	1,35	1,20	1,05	0,95	0,85							
	1000	3,75	3,25	2,70	2,35	2,10	1,80	1,55	1,35	1,20	1,05	0,90	0,75							
	1500	4,55	3,80	3,25	2,75	2,30	1,95	1,60	1,35	1,15	0,95	0,80	0,60	0,45	0,35	0,27				
	2000	5,40	4,50	3,65	3,00	2,45	2,10	1,75	1,45	1,25	1,05	0,85	0,60	0,45	0,35	0,30				
	2500	6,10	5,05	4,05	3,35	2,65	2,20	1,80	1,55	1,25	1,00	0,80	0,65	0,50	0,45	0,38				
	3000	6,80	5,65	4,45	3,60	2,85	2,25	1,85	1,55	1,30	1,05	0,90	0,75	0,65	0,55	0,42				
	4000	8,30	6,70	5,25	4,25	3,15	2,60	2,30	1,80	1,60	1,30	1,10	0,95	0,80	0,65	0,50				
	5000	9,80	7,85	5,90	4,70	3,75	3,00	2,60	2,15	1,80	1,60	1,30	1,10	0,90	0,75	0,60				

Из приведенных рисунков и табл. 11.1 видно, что влияние таких параметров, как x, ρw и p, не является однозначным. Их воздействие на $q_{кр1}$ взаимосвязано, и это находится в полном соответствии с гидродинамической теорией кризиса тепломассообмена при кипении.

Прежде всего отметим, что при кипении в трубах при одних и тех же значениях ρw плотность критического теплового потока с ростом давления уменьшается и только в области больших паросодержаний наблюдается небольшое увеличение $q_{кр1}$. Влияние давления проявляется в меньшей степени с ростом массовой скорости. В области больших недогревов или относительно небольших положительных значений x с ростом массовой скорости плотность критического теплового потока увеличивается. Это связано с интенсификацией процессов обмена между ядром и пристенным двухфазным слоем с возрастанием турбулентности потока.

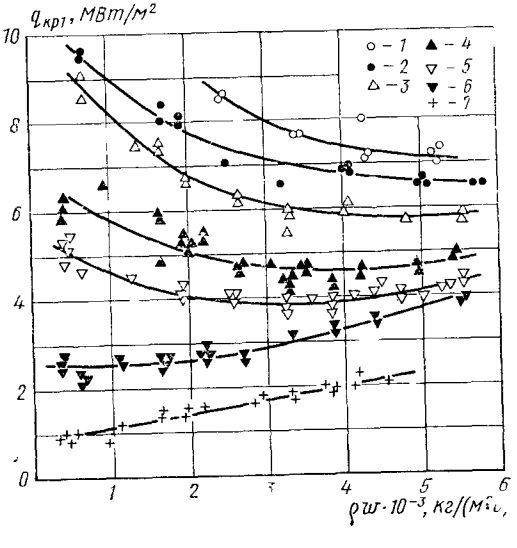


Рис. 11.4. Опытные значения $q_{кр1}$ при кипении воды в трубах (d=8 и 9 мм, x=0) [83]: *1, 2, 3, 4, 5, 6, 7* — p=1,96; 2,94; 3,92; 7,84; 9,81; 13,73; 19,62 МПа соответственно

Увеличение $q_{кр1}$ с ростом скорости циркуляции обусловлено и тем, что выдавливаемую из пристенного слоя жидкость необходимо разогнать до скорости ядра потока [93]. Работа вытеснения жидкости при этом возрастает, и соответственно увеличивается критическая скорость парообразования $q_{кр1}/(r\rho'')$.

Во всем диапазоне изменения x с уменьшением недогрева или ростом паросодержания плотность критического теплового потока уменьшается. Это является следствием того, что радиальный поток пара, образующегося на теплоотдающей поверхности, препятствует проникновению жидкости из ядра к стенке канала. При ρw=const с ростом относительной энтальпии x повышается насыщенность паром пристенного двухфазного слоя и соответственно ухудшаются условия подпитки последнего жидкостью.

Этот эффект приводит не только к уменьшению плотности критического теплового потока, но и к ослаблению положительного влияния скорости на $q_{кр1}$. При некотором значении $x=x_{инв}$ (в точке инверсии) производная $dq_{кр1}/d(\rho w)$ меняет свой знак на обратный. Следовательно, при $x>x_{инв}$ с увеличением массовой скорости

$q_{кр1}$ уменьшается. Для пароводяной смеси при $p \geqslant 3{,}0$ МПа точка инверсии при повышении давления смещается в сторону бо́льших значений x.

При высоких давлениях во всем диапазоне изменения относительной энтальпии наблюдается положительное влияние массовой скорости на $q_{кр1}$. Следовательно, в данных условиях доминирующее влияние на процесс перехода от пузырькового кипения к пленочному оказывает механизм турбулентного обмена, хотя его воздействие с ростом паросодержания ослабляется радиальным потоком пара, затрудняющим подпитку жидкостью двухфазного пристенного слоя.

Уменьшение значения $q_{кр1}$ с ростом массовой скорости при относительно больших паросодержащих ($x > x_{инв}$) автор работы [46] связывает с образованием дисперсно-кольцевой структуры потока. Действительно, при этом режиме течения парожидкостной смеси с повышением массовой скорости интенсифицируется процесс срыва капель жидкости с поверхности пленки, в результате чего расход жидкости в пленке и ее толщина резко уменьшаются (см. рис. 8.5 и 8.6). Истощению пленки способствуют также пузырьковый унос влаги в ядро потока и испарение жидкости в пленке. Все эти процессы облегчают условия перехода от пузырькового к пленочному кипению.

Влияние скорости циркуляции на процесс перехода от пузырькового кипения к пленочному проявляется не только в связи с вызываемым ею изменением турбулентности среды, но и вследствие воздействия скорости непосредственно на процесс парообразования.

Рассмотрим поток недогретой жидкости или поток с положительным малым значением x, в ядре которого движутся отдельные пузыри пара. В таких потоках отрывные диаметры пузырей с ростом скорости циркуляции уменьшаются, поэтому нарушение устойчивости двухфазного пристенного слоя при более высокой скорости происходит при большем числе действующих центров парообразования и, следовательно, при большей плотности теплового потока.

На рис. 11.5 и 11.6 показано влияние скорости циркуляции на $q_{кр1}$ при кипении воды и органических жидкостей в условиях недогрева до температуры насыщения и при $\Delta t_{нед} = 0$. Из этих рисунков видно, что при кипении дифенильной смеси, этилового и изопропилового спиртов при $\Delta t_{нед} = 0$ наблюдается положительное влияние w_0 на $q_{кр1}$. Таким образом, из рис. 11.2 нельзя делать общий вывод о том, что при низких давлениях точка инверсии обязательно должна лежать в области отрицательных значений x.

На рис. 11.6 наряду с зависимостью $q_{кр1} = f(\rho w)$ представлена зависимость от скорости циркуляции $q_{кр2}$, характеризующей переход от пленочного кипения к пузырьковому. Обе зависимости авторы работы [167] экстраполировали в область больших скоростей (пунктирные линии на рис. 11.6) и показали, что с ростом скорости разница между $q_{кр1}$ и $q_{кр2}$ должна стремиться к нулю. Экстраполяция основана на следующем.

В области относительно небольших скоростей при тепловых потоках, близких к критическому, коэффициент теплоотдачи не зависит от w_0, поэтому с увеличением скорости циркуляции рост $q_{кр1}$ сопровождается пропорциональным ему повышением критического температурного напора $\Delta t_{кр}$. При некотором значении w_0 темпера-

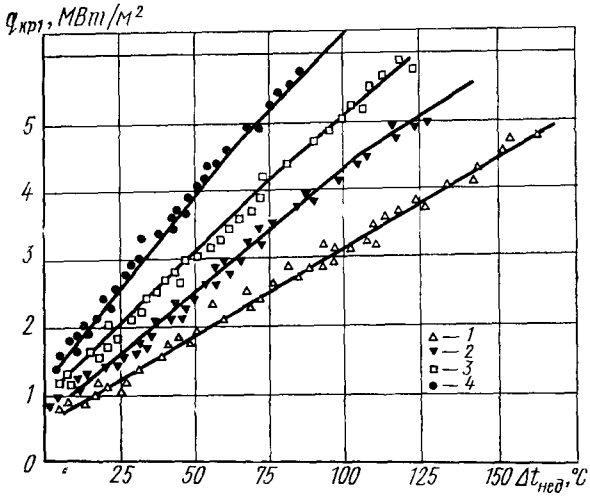


Рис. 11.5. Экспериментальные значения $q_{кр1}$ при поверхностном кипении дифенильной смеси (p=0,294 МПа, d=10 мм) [165]

1 — w_0=5 м/с, *2* — w_0=7,5 м/с, *3* — w_0=10 м/с, *4* — w_0=15 м/с

тура стенки трубы становится равной температуре сфероидального состояния жидкости и, следовательно, критический температурный напор достигает своего предельного значения. В условиях проведения опытов авторами [167, 168] для этилового и изопропилового спиртов это имеет место при $w_0 \approx 7$ м/с. На всем протяжении верхней пунктирной линии изменение $q_{кр1}$ происходит при постоянном предельном значении температурного напора $\Delta t_{кр}^{пр}$. Горизонтальный участок этой линии свидетельствует о том, что в данном интервале изменения w_0 коэффициент теплоотдачи не зависит от скорости циркуляции. Последующее возрастание $q_{кр1}$ в области больших скоростей говорит об интенсификации процесса теплообмена за счет возрастающей турбулентности потока. Пунктирная линия $q_{кр1}=f(w_0)$ и зависимость $q_{кр2}=f(w_0)$ характеризуются одинаковым значением температурного напора $\Delta t_{кр}^{пр}$.

При некотором значении скорости циркуляции обе кривые сливаются в одну. Такой вывод был сделан авторами работы [167] еще до того, как появились опытные данные по $q_{кр1}$ и $q_{кр2}$ в области больших скоростей. Позднее это было подтверждено экспериментально опытными данными автора [134] для метилового спирта

и авторами [135] для воды. Как видно из рис. 11.6, зависимости $q_{кр1}=f(\rho w)$ для метилового спирта и воды качественно хорошо согласуются с экстраполированной кривой $q_{кр1}=f(\rho w)$.

По данным авторов [150], полученным в опытах с пароводяной смесью при больших паросодержаниях в условиях дисперсно-коль-

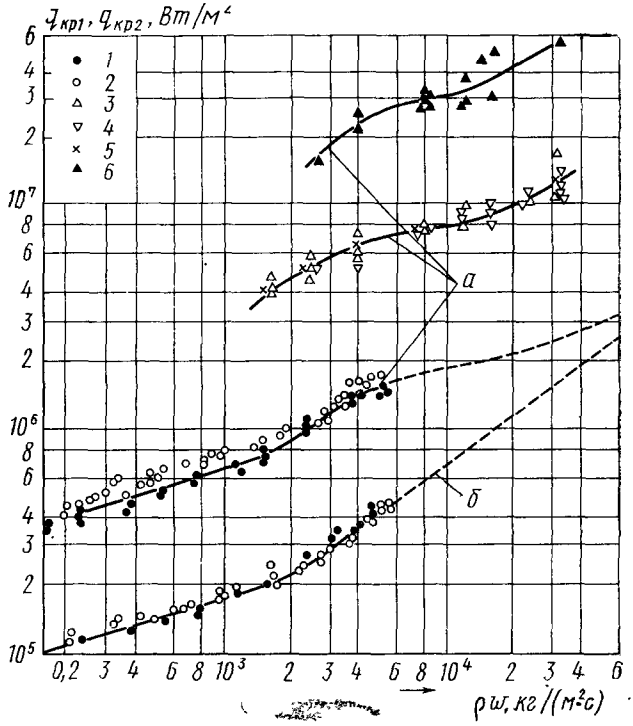


Рис. 11.6. Влияние скорости циркуляции на $q_{кр1}$ (*а*) и $q_{кр2}$ (*б*) при кипении органических жидкостей:

1 — изопропиловый спирт, $p=0{,}196$ МПа, $\Delta t_{нед}=0$ [167]; *2* — этиловый спирт, $p=0{,}196$ МПа; $\Delta t_{нед}=0$ [168]; метиловый спирт· *3* — $p=0{,}98$ МПа, $\Delta t_{нед}=80\div100$°С; *4* — $p=2{,}93$ МПа, $\Delta t_{нед}=140$°С; *5* — осредненные значения $q_{кр1}$, $p=0{,}98$ МПа, $\Delta t_{нед}=80$°С [134]; *6* — вода, $p=4{,}9$ МПа, $\Delta t_{нед}=85\div210$°С [135]

цевой структуры, переход от пузырькового кипения к пленочному и от пленочного к пузырьковому происходит при одной и той же плотности теплового потока ($q_{кр1}=q_{кр2}$).

На рис. 11.6 не нанесены опытные данные работы [134], полученные в условиях, когда имело место разложение спирта с образованием нагара на стенке трубы. Это приводило к существенному снижению значений $q_{кр1}$. Нанесенные на этом рисунке осредненные значения $q_{кр1}$ для метилового спирта при $\Delta t_{нед}=80$°С получены из построенных нами вспомогательных графиков $q_{кр1}=f(\Delta t_{нед})$ при $\rho w=$const, аналогичных графикам рис. 11.5.

Из рис. 11.6 видно, что при кипении в трубах в широком диапазоне изменения массовой скорости (до тех пор, пока температурный напор не достиг своего предельного значения) отношение $q_{кр1}/q_{кр2}$ сохраняет постоянное значение, примерно равное отношению соответствующих величин при кипении в большом объеме (см. рис. 6.3).

§ 11.3. Влияние диаметра, длины и состояния поверхности трубы на $q_{кр1}$

На рис. 11.7 приведены значения плотности критических тепловых потоков при кипении воды в зависимости от массового паросодержания, полученные при различных давлениях в трубах диа-

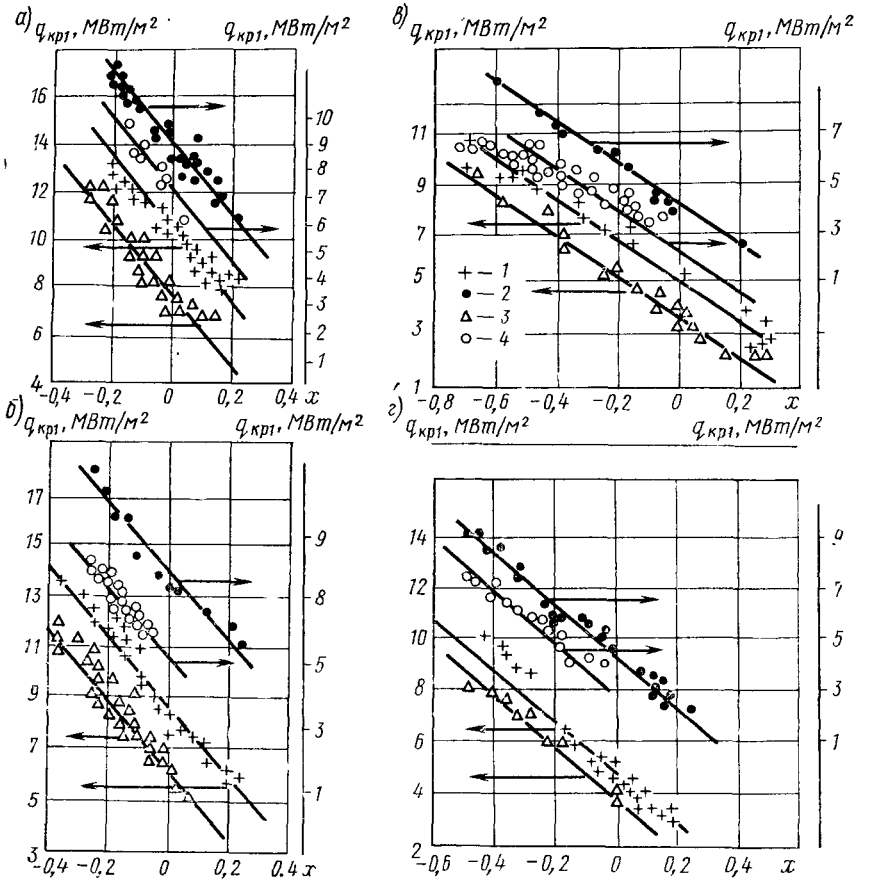


Рис. 11.7. Зависимость $q_{кр1}$ от x при различных диаметрах трубы:
а — p=4,9 МПа; *б* — p=9,8 МПа; *в* — p=13,7 МПа; *г* — p=16,6 МПа; *1* — d=3 мм, *2* — d=4 мм; *3* — d=6 мм; *4* — d=8 мм

метром 3, 4, 6 и 8 мм. Данные относятся к одной и той же массовой скорости $\rho w = 2860$ кг/(м^2·с) [45].

На рис. 11.8 значения $q_{кр1}$, полученные на трубах различных диаметров, обработаны в виде зависимости отношения $q_{кр1}/(q_{кр1})_8$

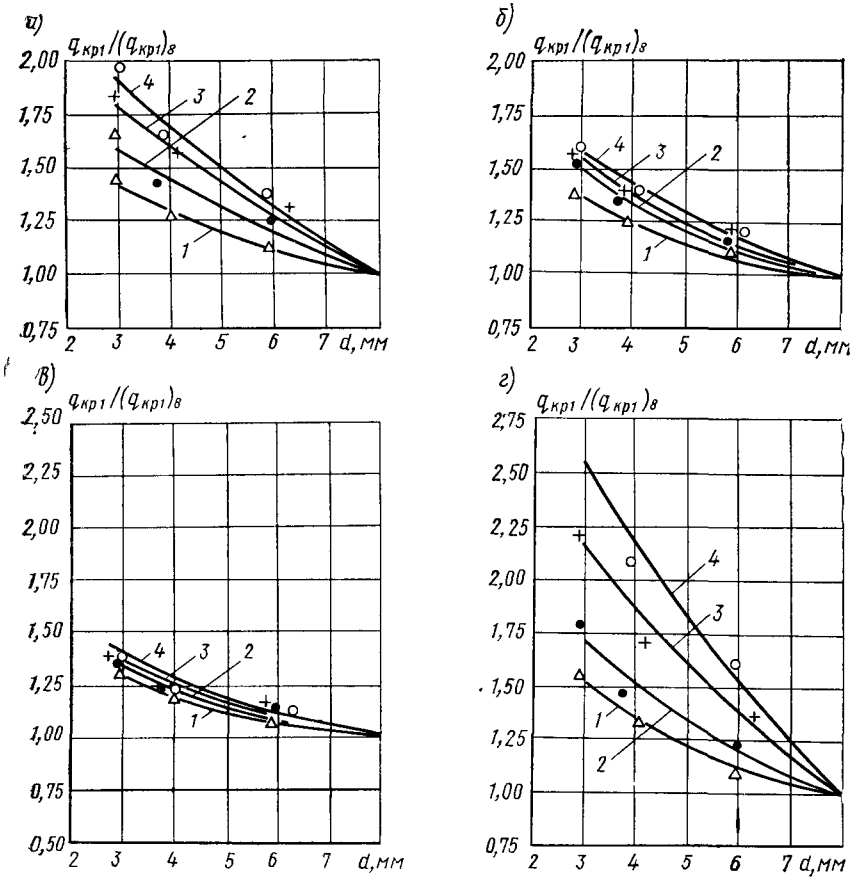


Рис. 11.8. Зависимость отношения $q_{кр1}/(q_{кр1})_8$ от диаметра трубы [45]: *а* — $\Delta t_{нед}=0$°С; *б* — $\Delta t_{нед}=25$°С, *в* — $\Delta t_{нед}=75$°С, *г* — $x=0{,}15$, *1* — $p=4{,}9$ МПа; *2* — $p=9{,}8$ МПа, *3* — $p=13{,}7$ МПа; *4* — $p=16{,}6$ МПа

от d, где $(q_{кр1})_8$ — значение плотности критического теплового потока в трубе диаметром 8 мм.

Из рисунков видно, что влияние диаметра (в интервале его изменения от 3 до 8 мм) проявляется во всем диапазоне значений относительной энтальпии среды $x=\Delta i/r$, т. е. как при поверхностном кипении, так и при кипении насыщенной жидкости. При поверхностном кипении влияние d на $q_{кр1}$ менее заметно и уменьшается с увеличением недогрева $\Delta t_{нед}$. Однако даже при $\Delta t_{нед}=75$°С плот-

ности критических тепловых потоков в трубе диаметром 3 мм на 30—35% больше, чем в трубе диаметром 8 мм. При $x > x_{инв}$ влияние диаметра с ростом x становится более значительным.

Влияние диаметра трубы на плотность критического теплового потока может быть учтено с помощью эмпирического соотношения [45]

$$q_{кр1}/(q_{кр1})_8 = 1 + [A/(q_{кр1})_8](\sqrt[3]{8/d} - 1), \qquad (11.1)$$

где $(q_{кр1})_8$ — значение $q_{кр1}$ при $d = 8$ мм. Коэффициент A в этом уравнении имеет следующие значения:

p, МПа	4,9	7,85	9,8	13,7	16,6
$A \cdot 10^{-6}$	8,0	7,6	7,3	6,7	6,3

При диаметрах выше 20—25 мм влияние d на $q_{кр1}$ можно не учитывать.

Опытные данные говорят о том, что при $p > 14{,}0$ МПа влияние диаметра на $q_{кр1}$ заметно уменьшается. В общем случае значение поправки на диаметр трубы зависит от давления, массовой скорости и массового паросодержания. Однако в рекомендациях АН СССР по расчету плотности критического теплового потока [141] допускается поправка на диаметр трубы в диапазоне его изменения от 4 до 20 мм рассчитывать по формуле (11.1) во всей области режимных параметров, для которой составлена скелетная таблица.

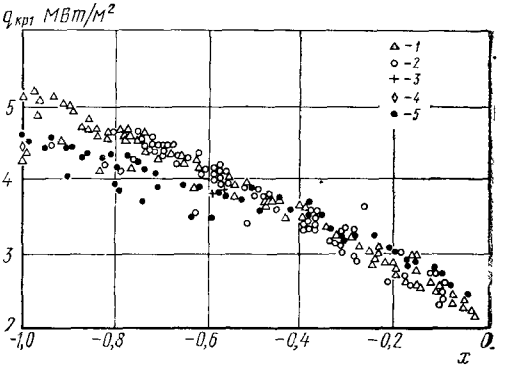


Рис. 11.9. Критические тепловые потоки при поверхностном кипении воды в трубах различной шероховатости [45]:

1 — естественная поверхность; *2* — шлифованная поверхность, *3* — обработанная соляной кислотой; *4* — нанесены продольные глубокие риски; *5* — нанесены частые поперечные риски глубиной 0,12—0,15 мм

Приведенные в табл. 11.1 и на рис. 11.2 и 11.3 значения $q_{кр1}$ получены для технически гладких вертикальных труб с подъемным движением воды и парожидкостной смеси. В наклонных трубах плотности критических тепловых потоков могут быть существенно ниже значений $q_{кр1}$, рекомендованных скелетными таблицами [141].

Следует отметить, что систематические исследования кризиса теплообмена первого рода в наклонных трубах до настоящего времени не проводились, однако некоторые оценки влияния этого фактора могут быть сделаны [141].

Влияние шероховатости поверхности трубы можно не учитывать (рис. 11.9) [45].

Опытные данные показывают, что в условиях беспульсационных режимов относительная длина трубы при $l/d \geqslant 15 \div 20$ не влия-

ет на значения $q_{кр1}$ (рис. 11.10). [45]. Из рис. 11.10 видно, что только при относительной длине трубы $l/d=15$ в опытах с трубами $d=8$ мм обнаружено незначительное влияние длины трубы.

Длина парогенерирующего тракта оказывает влияние на $q_{кр1}$ в тех случаях, когда в циркуляционном контуре могут развиваться низкочастотные пульсации давления и расхода парожидкостной смеси. Здесь эти данные не рассматриваются, так как в парогенераторах пульсационные режимы не допускаются.

В исследованиях, проведенных при кипении воды в трубах из никеля, циркалоя и нержавеющей стали [200, 208], влияние материала стенки трубы на $q_{кр1}$ не обнаружено.

§ 11.4. Количественные зависимости для расчета плотности критического теплового потока при кипении в равномерно обогреваемых трубах

Все экспериментальные значения $q_{кр1}$ для воды и других жидкостей при различных давлениях и паросодержаниях, близких к нулю, обобщаются зависимостью [165]

$$K \equiv q^0_{кр1}/\left[r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho'-\rho'')}\right]=0{,}0145\,[\mathrm{Fr}\,(\rho'/\rho'')]^{1/4}, \qquad (11.2)$$

где

$$\mathrm{Fr}=w_0^2/\{g\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}\}.$$

Зависимость (11.2) действительна при значениях комплекса

$$600<\mathrm{Fr}\,(\rho'/\rho'')<4\cdot 10^6.$$

Обобщив экспериментальные данные, полученные на воде при низких давлениях, *С. С. Кутателадзе* получил зависимость

$$K=0{,}085\,\mathrm{Fr}^{0{,}25}, \qquad (11.3)$$

а при высоких давлениях — такую же зависимость, но с коэффициентом 0,023 (вместо 0,085) [86]. В работе *С. С. Кутателадзе* и *Б. А. Буракова* [90] для дифенильной смеси, кипящей при $p=$ $=0{,}1$ МПа, в этой формуле коэффициент равен 0,058.

Зависимость (11.2) отличается от формул, полученных *С. С. Кутателадзе* и *Б. А. Бураковым,* тем, что правая часть ее дополнена отношением плотностей фаз $(\rho'/\rho'')^{0{,}25}$. В опытах с водой, проведенных при низких давлениях, как видно из уравнения (11.3), константа оказалась равной 0,085. Для этих условий комплекс $0{,}0145\ (\rho'/\rho'')^{0{,}25}$ принимает значения, близкие к этому значению. При высоких давлениях (10—16 МПа) константа в уравнении С. С. Кутателадзе оказалась равной 0,023, а комплекс — в пределах от 0,0224 до 0,0276. Для дифенильной смеси константа равна 0,058, а комплекс — 0,057. Таким образом, формула (11.2) охватывает все эти зависимости, т. е. носит более общий характер.

В работе [165] влияние недогрева жидкости до температуры насыщения на $q_{кр1}$ рассматривалось сначала в зависимости

$$q^{\vartheta}_{кр1}/q^{0}_{кр1} = f\,(\Delta t_{нед}/T_{н}).$$

В таком виде экспериментальные данные обобщаются с достаточной степенью точности для каждой жидкости в отдельности. Зави-

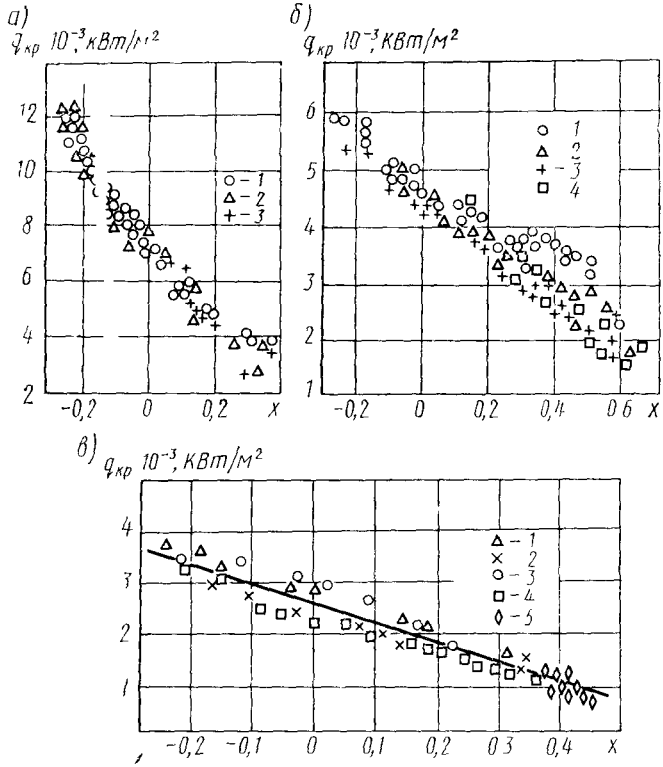


Рис. 11.10. Значения $q_{кр1}$ при кипении насыщенной и недогретой до температуры насыщения воды в трубах различной длины.

а — p=9,8 МПа, ρw=3000 кг/(м^2 с), d=3 мм, *1*, *3* — l/d=14, 50 и 100, *б* — p=9,8 МПа, ρw=750 кг/(м^2 · с), d=8 мм *1*—4 — l/d=15, 20, 30 и 50, *в* — p=13,7 МПа, ρw=750 кг/(м^2 с), d=8 мм, *1*—*5* — l/d=160, 200 300 400 и 1500

симость более общего характера была получена при использовании закона соответственных состояний.

Из общих соотношений, выраженных с использованием этого закона, следует, что для одних и тех же $p/p_{кр}$ и $v/v_{кр}$ значения $q^{\vartheta}_{кр1}/q^{0}_{кр1}$ должны зависеть для термодинамически подобных веществ не только от $\Delta t_{нед}/T_{н}$, но и от молекулярной массы среды M,

т. е. выражаться отношением

$$q^{\Phi}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}} = f\,(M,\ \Delta t_{\text{нел}}/T_{\text{н}}).$$

Обобщение экспериментальных данных в этой зависимости (рис. 11.11) приводит к уравнению

$$q^{\Phi}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}} = 1 + 1{,}5\sqrt{M}\,(\Delta t_{\text{нел}}/T_{\text{н}}) \qquad (11.4)$$

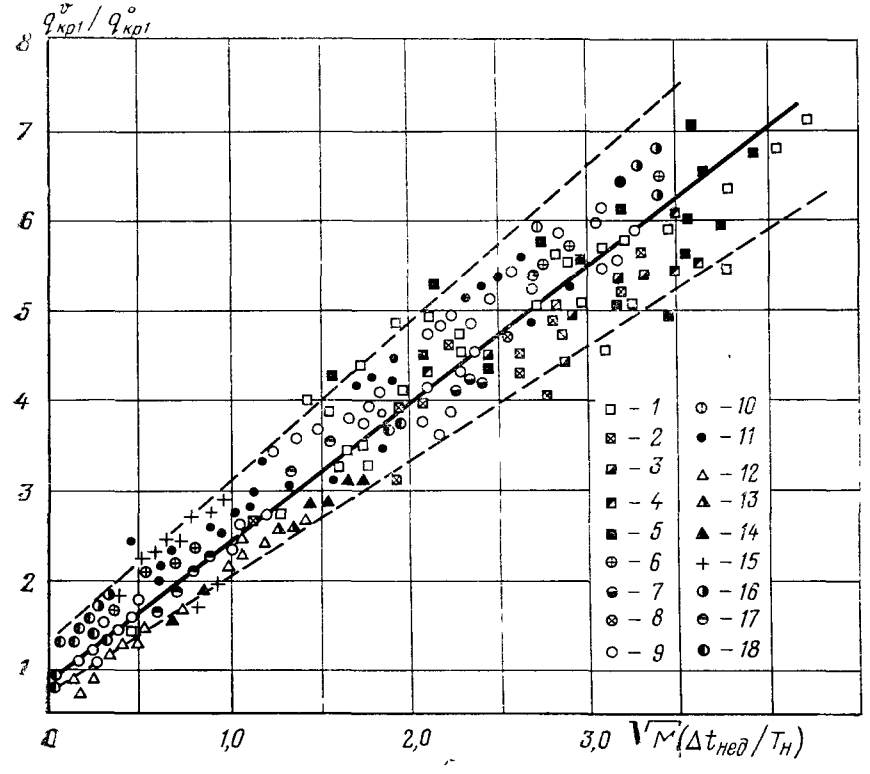


Рис. 11.11. Обобщение экспериментальных данных, полученных при поверхностном кипении воды и органических жидкостей:

МИПД, w_0=4+8 м/с: *1* — p=0,196 МПа, *2* — p=0,294 МПа; *3* — p=0,49 МПа; *4* — p=0,686 МПа; *5* — p=0,784 МПа; дифенильная смесь, w_0=5 м/с; *6* — p=0,098 МПа; *7* — p=0,294 МПа; *8* — p=0,49 МПа; *9* — p=0,98 МПа; *10* — w_0=10 м/с; p=0,294 МПа; *11* — w_0=15 м/с, p=0,294 МПа; этанол, w_0=4÷15 м/с; *12* — p=0,196 МПа; *13* — p=0,49 МПа; *14* — p=1,22 МПа, вода: *15* — p=0,098 МПа; *16* — p=1,96 МПа; *17* — p=5 92 МПа; *18* — p=10,8 МПа

для области давлений $p/p_{\text{кр}}$=0,005÷0,2 и к уравнению

$$q^{\Phi}_{\text{кр1}}/q^{0}_{\text{кр1}} = 1 + 2{,}35\,(\rho''/\rho')^{0{,}125}\sqrt{M}\,(\Delta t_{\text{нел}}/T_{\text{н}}), \qquad (11.5)$$

когда $p/p_{\text{кр}}$ находится в пределах от 0,2 до 0,9.

Обработка экспериментальных данных в совокупности обобщенных переменных, вытекающей из системы уравнений (6.35)—(6.38), привела к зависимости

$$q^{э}_{кр1}/q^{0}_{кр1} = 1 + 1{,}6K_s^{-0{,}75}(\rho'/\rho'')^{0{,}25}(\Delta t_{нед}/T_н), \qquad (11.6)$$

или

$$q^{э}_{кр1}/q^{0}_{кр1} = 1 + 1{,}6K_s^{0{,}25}(\rho'/\rho'')^{0{,}25}(c_p\Delta t_{нед}/r). \qquad (11.6')$$

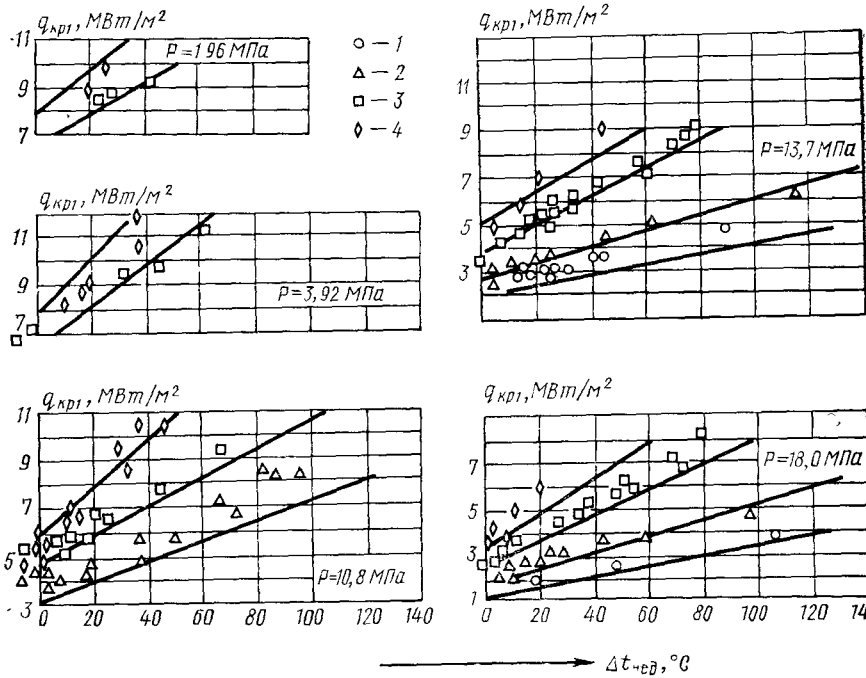


Рис. 11.12. Сопоставление экспериментальных значений $q_{кр1}$ с рассчитанными по формуле (11.6) (вода):

1 — w_0=1,0 м/с; *2* — w_0=2,0 м/с; *3* — w_0=5,0 м/с; *4* — w_0=8,0 м/с; прямые линии — по формуле (11.6) при тех же значениях w_0 соответственно

В этих зависимостях $q^{0}_{кр1}$ определяется по формуле (11.2)*.

Сопоставление экспериментальных значений $q^{э}_{кр1}$ с рассчитанными по зависимости (11.6) для воды, бензола и дифенильной смеси приведено на рис. 11.12 и 11.13.

Отклонение экспериментальных данных от расчетных кривых для воды, бензола, дифенильной смеси и дифенила в основном не превышает ±20%.

Формула, обобщающая опытные данные по $q_{кр1}$ для пароводя-

* Зависимости получены *Л. Стерманом* и *Ю. Вилемасом.*

ного потока с учетом влияния относительной энтальпии x в диапазоне изменения этой величины, охватываемом согласованными скелетными таблицами [141], т. е. от $\Delta t_{\text{нед}}=75°\text{C}$ до $x\simeq 0{,}7$, предложена авторами [48]:

$$q_{\text{кр1}}=[10{,}3-17{,}5(p/p_{\text{кр}})+8{,}0(p/p_{\text{кр}})^2](\rho w/1000)^{0{,}68\,(p/p_{\text{кр}})-1{,}2x-0{,}3}\,e^{-1{,}5x}, \tag{11.7}$$

где $q_{\text{кр1}}$ — плотность критического теплового потока, МВт/м^2; p и $p_{\text{кр}}$ — расчетное давление и критическое давление; ρw — массовая

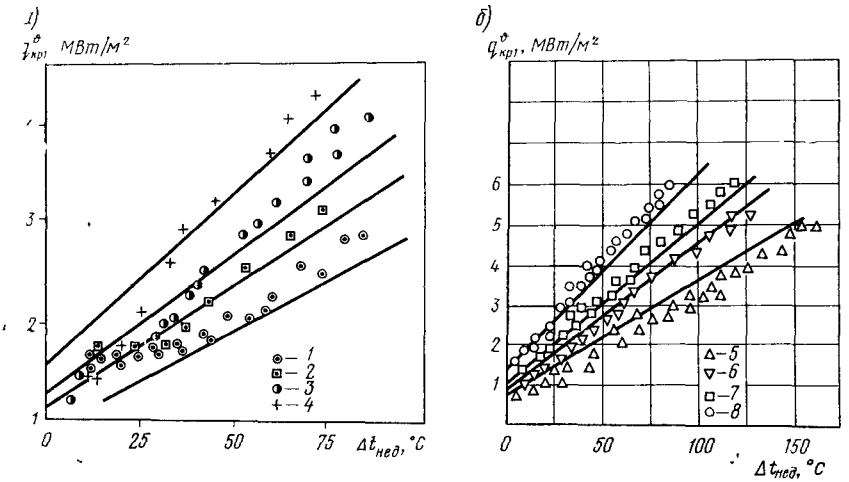


Рис. 11.13. Сопоставление экспериментальных значений $q^{\vartheta}_{\text{кр1}}$ с рассчитанными по формуле (11.6):

а — бензол, p=0,4 МПа; *б* — дифенильная смесь, p=0,3 МПа; *1—4* — w_0=4, 6, 8, 12 м/с соответственно, *5—8* — w_0=5, 7,5, 10 и 15 м/с соответственно, прямые линии — расчет по формуле (11 6) при соответствующих значениях w_0

скорость, кг/(м^2·с); x — относительная энтальпия в месте кризиса, имеющая положительное значение для пароводяной смеси и отрицательное — при кипении воды, недогретой до температуры насыщения.

Формула (11.7) в интервале давлений от 3 до 16 МПа в диапазоне изменения массовой скорости от 750 до 5000 кг/(м^2·с) удовлетворительно согласуется с опытными данными. Для примера на рис. 11.14 сопоставлены значения $q_{\text{кр1}}$, рекомендованные скелетными таблицами [48], с рассчитанными по формуле (11.7) при p=13,7 МПа*. Однако авторы [48] указывают, что в интервале давлений от 16 до 20 МПа при высоких значениях массовой скорости $\rho w>2000$ кг/(м^2·с) и $\Delta t_{\text{нед}}>50°\text{C}$ формула (11.7) оказывается менее точной, и ее нельзя рекомендовать для использования.

* Табличные значения $q_{\text{кр1}}$, приведенные в работах [48, 141], весьма близки между собой.

Авторы работы [129] получили формулу для расчета плотности критического теплового потока теоретическим путем, исходя из предположения, что при плотностях тепловых потоков, соизмеримых с критическими, паросодержание в пристенном слое близко к единице. Авторы рассматривают трехслойную схему потока, состоящую из тонкой пленки жидкости у поверхности нагрева, сплошного парового слоя, в который испаряется жидкость, и ядра. При этом образующийся при испарении жидкой пленки пар, проходя через паровой слой толщиной δ, разгоняется до скорости ядра потока. Формула имеет вид

$$q_{кр1} = Ar\rho'' \left\{ \left[\frac{\sigma(\rho' - \rho'')g}{\rho''^2 d} \right]^{0,5} \times \right.$$
$$\left. \times \left[\frac{f w_0}{\Delta w (1 - Kf)} \right]^{0,5} - B \frac{\sqrt{\rho' \rho''}}{\rho' + \rho''} \Delta w \right\}, \quad (11.8)$$

где $A=370$, $B=0{,}15$ и $K=0{,}7$ — коэффициенты, подобранные из условия согласования опытных и расчетных значений $q_{кр1}$; w_0 — скорость циркуляции; d — диаметр трубы; $f=[(0{,}6+1{,}5\beta^2)/Fr^{0,25}](1-p/p_{кр})$; $Fr = w_0/(gd)$; β — расходное объемное паросодержание; Δw — величина скольжения между паром и жидкостью, определяемая в условиях кипения (вычисляется на основании данных по истинному паросодержанию). Для определения Δw авторы [129] использовали формулу

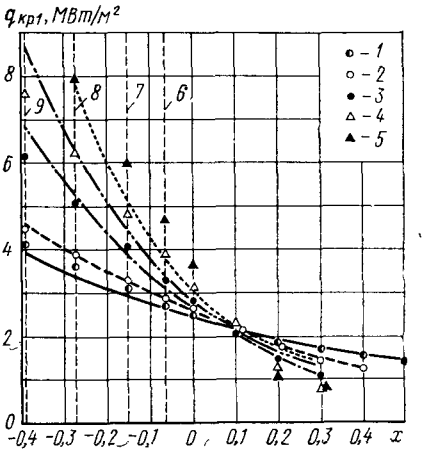


Рис. 11.14. Сопоставление рекомендуемых [48] значений $q_{кр1}$ с рассчитаннымн по формуле (11.7) при $p=13{,}7$ МПа:

точки — по даиным [48], кривые — расчет по формуле (11 7), *1* — $\rho w=750$ кг/(м²·с), *2* — $\rho w=1000$ кг/(м²·с), *3* — $\rho w=2000$ кг/(м²·с), *4* — $\rho w=3000$ кг/(м²·с); *5* — $\rho w=5000$ кг/(м²·с), *6* — $\Delta t_{нед}=10°C$; *7* — $\Delta t_{нед}=25°C$; *8* — $\Delta t_{нед}=50°C$; *9* — $\Delta t_{нед}=75°C$

$$\Delta w = w' \frac{0{,}6 + 1{,}5\beta^2}{Fr^{0,25}} (1 - p/p_{кр}),$$

предложенную в работе [133]. Здесь w' — истинная скорость жидкой фазы.

Формула (11.8) удовлетворительно согласуется со значениями $q_{кр1}$, рекомендованными скелетными таблицами [141], в круглой трубе диаметром 8 мм при давлениях до 10—12 МПа и правильно отражает зависимость плотности критического теплового потока от диаметра трубы. При высоких давлениях и малых паросодержаниях формула (11.8) расходится с экспериментом.

Для пароводяного потока значение $q_{кр1}$ приближенно можно определить по номограмме, построенной Хьюиттом и Кирси (рис.

11.15)*. По этой номограмме сначала определяют паросодержание в критическом сечении $x_{кр}$ и длину участка парообразования до этого сечения, а затем $q_{кр1}$. Критическое паросодержание определяется по уравнению

$$k_1(\rho w)\,k_1(p)\,x_{кр} = f\,[k_2(\rho w)\,k_2(d)\,L_{кр}], \qquad (11.9)$$

где k_1 и k_2 — коэффициенты, определяемые по графикам на рис. 11.15, в зависимости от массовой скорости ρw, давления p и диаметра трубы d.

Значения $x_{кр}$ и $L_{кр}$ не заданы по условию, поэтому их определение ведется методом последовательного приближения. Рассмотрим эту методику на конкретном примере, заимствованном нами из книги [208]. Определим $q_{кр1}$ для пароводяного потока, движущегося в трубе диаметром 9,22 мм и длиной 3,66 м с массовой скоростью 2712 кг/(м^2·с) при давлении 6,9 МПа и недогреве $\Delta i_н$=295 кДж/кг.

Для определения $x_{кр}$ находим сначала значения поправочных множителей: по графикам, приведенным на рис. 11.15, *б*, $k_1(\rho w)$ = =1,42; $k_2(\rho w)$=0,90; по графику рис. 11.15, *в* $k_2(d)$=0,395; по графику рис. 11.15, *г* $k_1(p)$=1,0.

Примем в качестве первого приближения $L_{кр}$=3,66 м, тогда $f[k_2(\rho w)\,k_2(d)\,L_{кр}]$=0,9·0,395·3,66=1,3 м. Этому значению функции f по графику, приведенному на рис. 11.15, *а*, отвечает значение комплекса $k_1(\rho w)\,k_1(p)\,x_{кр1}$=0,50. Следовательно,

$$x_{кр1}=0{,}50/[k_1(\rho w)\,k_1(p)]=0{,}50/(1{,}42\cdot 1{,}0)=0{,}353.$$

При данном значении $x_{кр1}$ длина участка парообразования должна составлять (по уравнению теплового баланса) $L_{кр2}=L-(\Delta i_н/r)\times$ $\times(L_{кр1}/x_{кр1})=3{,}66-(295/1500)\,(3{,}66/0{,}353)=1{,}62$ м.

Этой длине соответствует $x_{кр2}$=0,289. По данному значению $x_{кр2}$ определяется $L_{кр2}$. Расчеты повторяются до тех пор, пока принятое значение $L_{кр\,n}$ и рассчитанное по уравнению теплового баланса $L_{кр\,n+1}$ не совпадут.

Полученные таким образом значения $L_{кр\,i}$ и $x_{кр\,i}$ сведены в табл. 11.2.

Из табл. 11.2 видно, что кризис наступает при $L_{кр}$=2,28 м, ког-

Таблица 11.2

Последовательность приближения (шаг)	$L_{кр\,i}$, м	$x_{кр\,i}$	Последовательность приближения (шаг)	$L_{кр\,i}$, м	$x_{кр\,i}$
1	3,66	0,353	5	2,35	0,324
2	1,62	0,289	6	2,25	0,321
3	2,60	0,331	7	2,28	0,322
4	2,15	0,317	8	2,28	0,322

* Рисунок заимствован из книги [208].

да паросодержание на выходе из трубы $x_{кр}=0{,}322$. Плотность критического теплового потока при этом равна

$$q_{кр}=\frac{\pi d^2}{4}\,\frac{(\rho w)\,x_{кр}r}{\pi d L_{кр}}=\frac{d\,(\rho w)\,x_{кр}r}{4L_{кр}}=\frac{9{,}22\cdot 10^{-3}\cdot 2712\cdot 0{,}322\cdot 1500}{4\cdot 2{,}28}=$$
$$=1330\ \text{кВт/м}^2$$

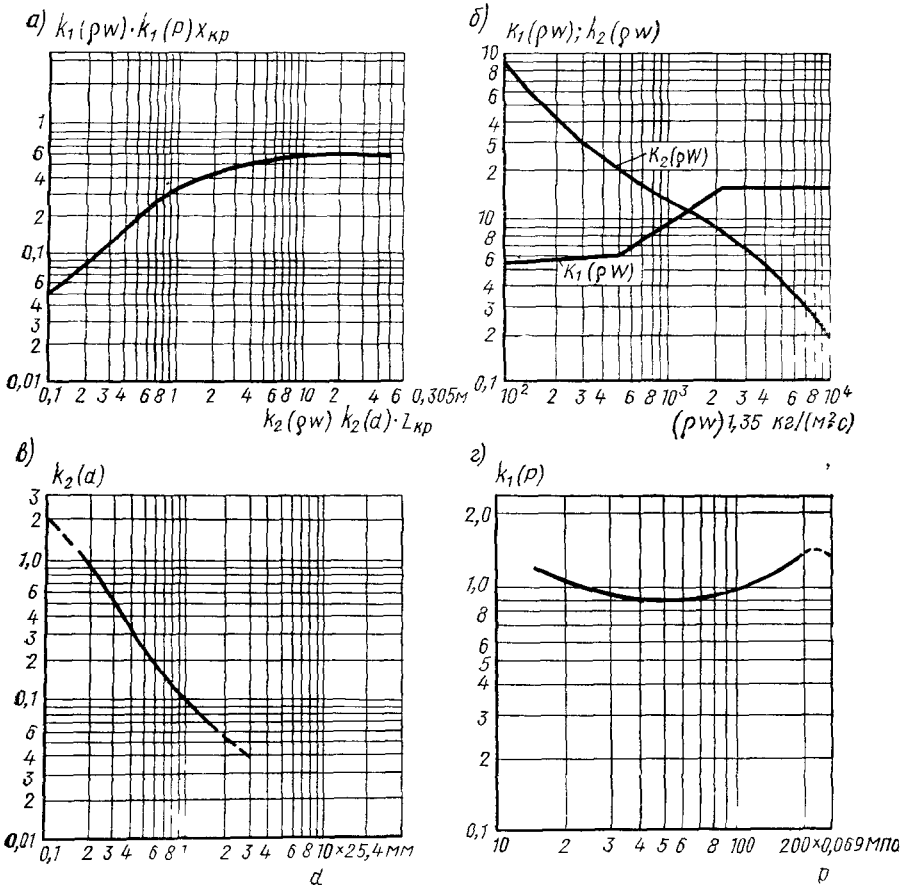


Рис. 11.15. Номограмма для определения $q_{кр}$ и $x_{кр}$:
а — основная зависимость (соотношение Хьюита и Кирси); *б* — значения коэффициентов $k_1(\rho w)$ и $k_2(\rho w)$; *в* — значения коэффициента $k_2(d)$; *г* — значения коэффициента $k_1(p)$

По данным табл. 11.1 при принятых условиях значение $q_{кр1}$ будет выше, однако, как видно из таблицы, при паросодержании на выходе из трубы $x_{вых}\approx 0{,}35$ имеют место уже ухудшенные режимы теплообмена. Таким образом, очевидно, что при данной плотности теплового потока в принятых условиях процесс протекает вблизи кризиса теплообмена второго рода, а в этой области зависимость $q_{кр1}$ от x весьма резкая. Следует также иметь в виду, что табл. 11.1, так же как и графики, приведенные на рис. 11.15, по-

строена на результатах анализа большого объема иногда противоречивых данных. Поэтому некоторое несоответствие результатов в ряде случаев, безусловно, может иметь место.

Значения $q_{кр1}$, полученные по номограмме Хьюитта и Кирси, в определенных условиях могут относиться к режимам ухудшенного теплообмена (номограмма охватывает не только условия перехода от пузырькового кипения к пленочному, но и режимы, при которых разогрев поверхности теплообмена происходит из-за разрушения и высыхания жидкой пленки).

§ 11.5. Кризис теплообмена при неравномерном распределении плотности теплового потока по периметру и по длине трубы

При оценке надежности работы аппаратов, в которых тепловыделение происходит вследствие распада ядерного топлива, необходимо учитывать возможность неравномерности распределения плотности теплового потока по периметру и по длине парогенерирующего канала, так как воздействие этого фактора в отдельных случаях может оказать существенное влияние на значение $q_{кр1}$.

Неравномерность тепловыделения по поверхности канала оценивается либо отношением максимальной плотности критического теплового потока $q_{кр1}^{макс}$ к средней плотности по периметру или по длине $q_{кр1}^{ср}$, либо отношением $q_{кр1}^{макс}$ к минимальному значению $q_{кр1}^{мин}$.

Неравномерность распределения теплового потока по периметру тепловыделяющего элемента (твэл) может возникать вследствие многих причин: разностенности трубы, неравномерности распределения делящегося материала в объеме твэла, из-за неравномерности распределения нейтронного потока по радиусу активной зоны и др. Во всех указанных случаях отношение $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}$ обычно не превышает 1,2 Значительная неравномерность тепловыделения по периметру возникает в твэлах сложной конфигурации с тепловыделяющими ребрами, в основаниях которых наблюдаются повышенные плотности теплового потока. При этом в зависимости от относительных размеров твэла значение $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}$ может достигать 2—3 [143].

Систематические исследования влияния неравномерности тепловыделения по периметру трубы выполнены авторами работ [83, 143]. Опыты проводились с трубами из нержавеющей стали при косинусондальном распределении теплового потока по периметру. Результаты, полученные при неравномерном тепловыделении, сопоставлены с данными для равномерного тепловыделения. В последнем случае опыты проводились с трубами из стали IX18H9T и из никеля Влияния материала стенки трубы на $q_{кр1}$ не обнаружено.

Экспериментальные данные авторов [83, 143] представлены на рис. 11.16 Здесь показаны зависимости $q_{кр1}$ от относительной эн-

тальпии в равномерно обогреваемых трубах, а также плотности локального критического теплового потока в зоне максимального тепловыделения $q_{кр1}^{макс}$ и плотности осредненного по периметру критического теплового потока $q_{кр1}^{ср}$ при неравномерном тепловыделении Из рисунка видно, что кризис теплообмена первого рода в трубах при неравномерном распределении теплового потока по периметру подчиняется в основном тем же закономерностям, что и в трубах с равномерным обогревом. Здесь, так же как и в равномерно обогреваемых трубах, с ростом относительной энтальпии значения $q_{кр1}^{макс}$ и $q_{кр1}^{ср}$ уменьшаются. При этом чем больше их отношение, тем выше по сравнению с равномерно обогреваемой трубой значения $q_{кр1}^{макс}$ и ниже значения $q_{кр1}^{ср}$ (рис 11.16, *а*). При степени неравномерности $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}=1{,}12$ величины $q_{кр1}^{макс}$ и $q_{кр1}^{ср}$ практически совпадают с $q_{кр1}$ для круглых труб с равномерным тепловыделением. Кривые зависимостей $q_{кр1}^{макс}=f(x)$ и $q_{кр1}^{макс}=f(x)$ с ростом степени неравномерности тепловыделения становятся более пологими

В области больших недогревов жидкости плотность критического теплового потока в равномерно обогреваемых трубах существенно выше средней по периметру плотности критического теплового потока при неравномерном тепловыделении В области положительных

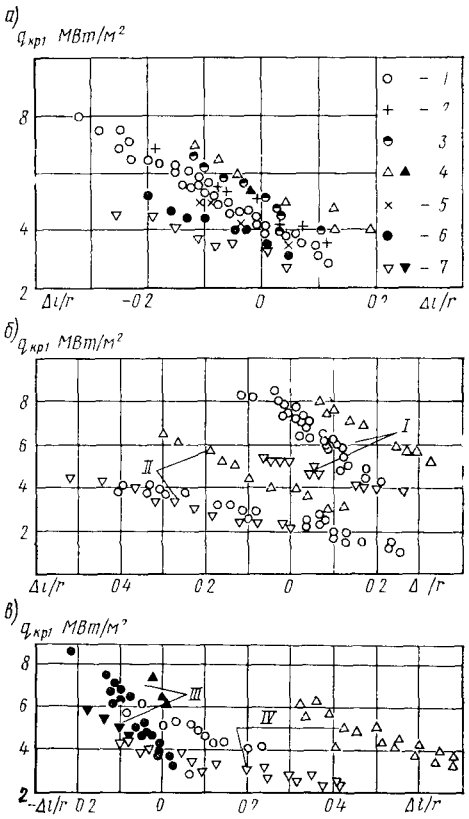


Рис. 11.16. Зависимость плотности крити ческого теплового потока от относительной энтальпии в зоне кризиса при равномерном и неравномерном тепловыделении по перим метру

а — влияние $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}$ [p=9 81 МПа $\rho\omega$= =2000 кг/(м² с)], *б* — влияние давления [*I* — p= =5 89 МПа *II* — p=17 66 МПа $\rho\omega$=2000 кг/(м²× ×с $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}$ =1 5] *в* — влияние массовой ско рости [*III* — $\rho\omega$=4000 кг/(м² с) *IV* — $\rho\omega$= =500 кг/(м² с), p=9 81 МПа $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}$ =1 5], *1* — равномерно обогреваемая труба *2 3 4* — плотность локального критического теплового по тока в зоне максимального тепловыделения со ответственно при $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}$ =1 12 1 28 и 1 5 *5 6 7* — осредненная по периметру плотность критического теплового потока при неравномерном тепловыделении и при тех же соответственно значениях отношения $q_{кр1}^{макс}/q_{кр1}^{ср}$

значений x разница между величинами $q_{кр1}$ и $q_{кр1}^{ср}$ становится менее заметной. Обратная зависимость наблюдается для величины $q_{кр1}^{макс}$. С ростом недогрева разница в значениях $q_{кр1}$ (для равномерно обогреваемой трубы) и $q_{кр1}^{макс}$ становится менее заметной.

Влияние давления на плотность критических тепловых потоков при равномерном и неравномерном тепловыделении по периметру качественно одинаково. При этом с ростом давления влияние неравномерности обогрева на плотность осредненного критического теплового потока уменьшается. При давлении $p=17{,}66$ МПа почти не обнаружено влияния степени неравномерности на $q_{кр1}^{ср}$, в то время как при давлении $p=5{,}89$ МПа $q_{кр1}^{ср}$ меньше $q_{кр1}$ в равномерно обогреваемой трубе. С понижением давления разница в значениях $q_{кр1}$ и $q_{кр1}^{ср}$ увеличивается (рис. 11.16, *б*).

Влияние неравномерности тепловыделения уменьшается с ростом массовой скорости (рис. 11.16, *в*).

Отмеченные особенности кризиса теплообмена первого рода при неравномерном распределении теплового потока по периметру трубы можно объяснить различной тепловой и гидродинамической обстановкой в пристенном двухфазном слое около образующих трубы с минимальным и максимальным тепловыделением [143].

Действительно, уже отмечалось (см. гл. 9), что при кипении жидкости, недогретой до температуры насыщения, паровая фаза может длительное время существовать, не конденсируясь полностью в переохлажденном ядре потока. Измерения полей температуры воды в трубах с неравномерным по периметру обогревом [58] показали, что температура воды у образующей трубы с минимальным тепловыделением всегда меньше температуры около образующей с максимальным тепловыделением. Это значит, что в области минимального тепловыделения $\Delta t_{нед}$ больше и, следовательно, кризис теплообмена в этом месте должен наступать при бо́льших значениях q. В зоне повышенного тепловыделения истинное паросодержание в пристенном двухфазном слое больше, поэтому кризис теплообмена здесь возникает при меньших плотностях теплового потока. С уменьшением недогрева состояние потока у обеих образующих трубы выравнивается, вследствие чего ослабляется влияние степени неравномерности тепловыделения по периметру трубы.

Количественных зависимостей для расчета плотности критического теплового потока в условиях неравномерного по периметру тепловыделения пока нет, поэтому при оценке надежности работы парогенераторов в условиях большой степеии неравномерности тепловыделения влияние этого фактора приходится пока учитывать, основываясь на экспериментальных данных.

Неравномерное тепловыделение по длине кипятильных труб очень часто встречается в различного рода парогенераторах. Характерными в этом отношении аппаратами являются ядерные реакторы, плотность теплового потока в которых

обычно меняется по высоте активной зоны по довольно сложному закону, иногда близкому к закону косинуса.

Опытные данные говорят о том, что при ступенчатом распределении теплового потока по длине трубы, если при этом следующие друг за другом участки с равномерным тепловыделением имеют достаточную длину, неравномерность тепловыделения не оказывает влияния на $q_{кр1}$. Так, авторы работы [148] провели опыты с трубами диаметром 8 мм, на концах которых были сделаны проточки, обеспечивающие повышенную плотность теплового потока по сравнению с остальной, равномерно обогреваемой частью трубы. Было установлено, что при длине проточки $l=200$ мм это не оказывало влияния на $q_{кр1}$. При всплесках q на коротких участках ($l=15$, 50 и 100 мм) значение $q_{кр1}$ повышалось.

Аналогичные результаты были получены автором работы [147] при двухступенчатом и шестиступенчатом изменении плотности теплового потока по длине трубы диаметром $d=8{,}2$ мм. В первом случае длина участков с равномерным тепловыделением составляла $l=3420$ мм и $l=2060$ мм ($q_1/q_2=0{,}6$). Во втором длина участков с равномерным тепловыделением колебалась от 830 до 1240 мм ($l_1=l_6=1240$ мм, $l_2=l_5=930$ мм, $l_3=l_4=830$ мм, $q_3=q_4$; $q_1/q_3=q_6/q_3=0{,}8$; $q_5/q_3=q_2/q_3=0{,}45$). В обоих случаях неравномерность тепловыделения не влияла на значения $q_{кр1}$.

При линейном по длине трубы повышении плотности теплового потока значения $q_{кр1}$ оказываются выше, а при линейном понижении — ниже, чем на трубе с равномерным обогревом. Это было установлено авторами [174] в опытах с трубкой $d=6$ мм и длиной $l=160$ мм при отношении $q_{макс}/q_{ср}=2{,}3$ ($q_{макс}/q_{мин}=4{,}9$) и автором [147] в опытах с трубкой $l=2{,}5$ м, $d=8$ мм, на конце которой размещался участок длиной 400 мм с линейным повышением или понижением тепловыделения. Тепловой поток в выходном сечении трубы q_2 отличался от теплового потока равномерно обогреваемой части трубы q_1 в 1,5, 2 и 3 раза. На рис. 11.17 приведены опытные данные, полученные в работе [147]. Как видим, значения $q_{кр1}$, полученные при понижении плотности теплового потока, оказались ниже, а при повышении — выше $q_{кр1}^{равн}$, однако с ростом давления влияние неравномерности тепловыделения становится слабее. Различные значения $q_{кр1}$ при одинаковых паросодержаниях говорят о том, что при неравномерном по длине трубы тепловыделении структура потока формируется иначе, чем в равномерно обогреваемых трубах.

Сопоставление значений $q_{кр1}$ при различных законах распределения теплового потока по длине трубы показывает, что самые низкие плотности критических тепловых потоков устанавливаются при косинусоидальном распределении с максимумом, приходящимся на среднюю часть трубы.

В настоящее время предложено несколько методов расчета плотности критического теплового потока при неравномерном тепловыделении $q_{кр1}^{нр}$ по длине парогенерирующего канала [108,

140]. Эти методы подробно изложены в работе [141], поэтому здесь не приводятся. Авторы работы [108] указывают, что рассчитанные по их методике критические мощности канала согласуются

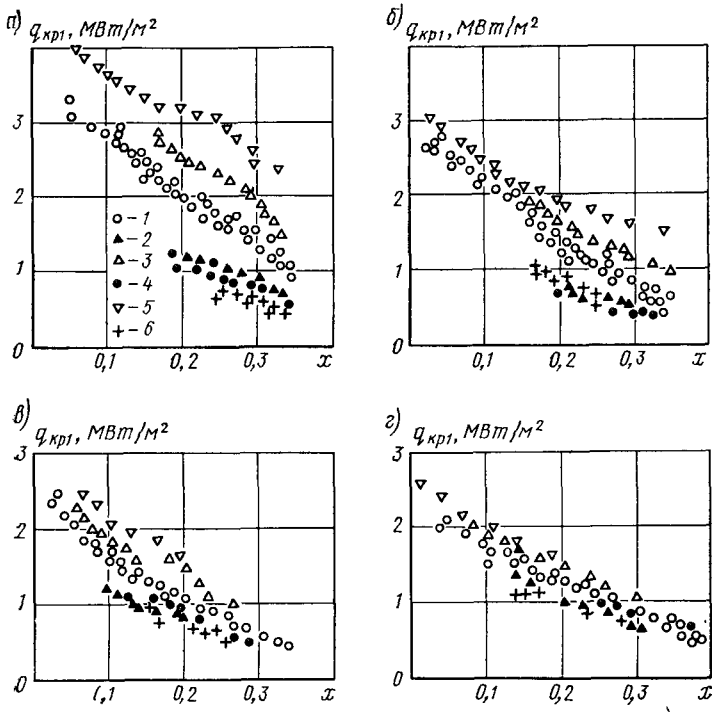


Рис. 11.17. Зависимость $q_{кр1}=f(x)$ для трубы с различными законами тепловыделения по длине:

а — $p=9{,}8$ МПа; $\rho w=2200$ кг/(м²·с); *б* — $p=12{,}8$ МПа, $\rho w=1600$ кг/(м²·с); *в* — $p=14{,}7$ МПа, $\rho w=2700$ кг/(м²·с); *г* — $p=17{,}6$ МПа, $\rho w=2700$ кг/(м²·с); *1* — $q_2/q_1=1{,}0$; *2* — $q_1/q_2=1{,}5$; *3* — $q_2/q_1=1{,}5$; *4* — $q_1/q_2=2{,}0$; *5* — $q_2/q_1=3{,}15$, *6* — $q_1/q_2=3{,}0$

с опытными данными со среднеквадратичной погрешностью 9%. Максимальные отклонения наблюдаются в случае распределения q по гиперболе с максимумом на входе. По своей эффективности методика расчета $q_{кр1}$ при неравномерном тепловыделении по длине канала, предложенная авторами [140], совпадает с методикой, разработанной в работе [108].

§ 11.6. Особенности кризиса теплообмена при кипении в кольцевых каналах и в продольно омываемых пучках труб

При кипении в кольцевых каналах плотность критического теплового потока зависит не только от таких режимных параметров, как давление, массовая скорость или относительная энтальпия, но

и от величин, характеризующих специфику условий протекания процесса, — ширины кольцевого зазора δ, отношения наружного диаметра внутренней трубы d_1 к внутреннему диаметру наружной трубы d_2, характера обогрева (одностороннего или двустороннего), эксцентриситета и длины экспериментального участка L.

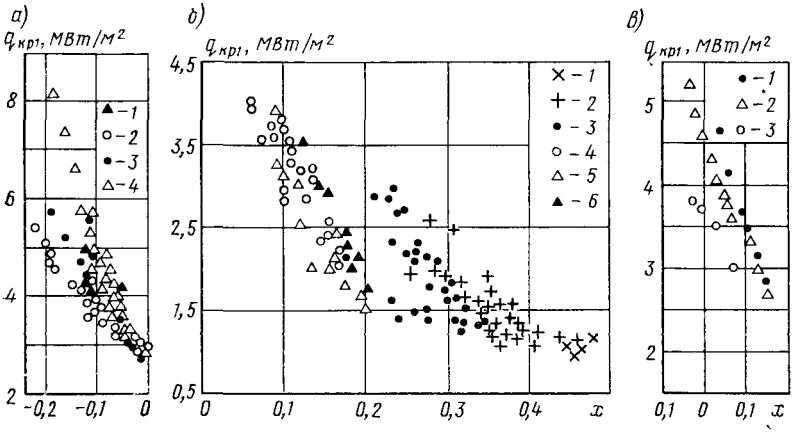


Рис. 11.18. Зависимость $q_{кр1}$ от x при кипении воды в кольцевых каналах:

а — p=6,9 МПа, d_1=57,1 мм, δ=8,35 мм, l=610÷1350 мм; *1* — ρw= =1350 кг/(м²·с); *2* — ρw=2500 кг/(м²·с); *3* — ρw=4000 кг/(м²·с); *4* — ρw= =5000 кг/(м²·с) [222]; *б* — p=6,9 МПа, d_1=13,7 мм, δ=4,25 мм, l=1830÷2740 мм; *1* — ρw=500 кг/(м²·с); *2* — ρw=750 кг/(м²·с); *3* — ρw=1100 кг/(м² с); *4* — ρw= =2000 кг/(м²·с); *5* — ρw=2300 кг/(м²·с); *6* — ρw=2900 кг/(м²·с) [223]; *в* — ρw= =1520 кг/(м² с), d_1=9,5 мм, δ=6,35 мм, l=1780 мм; *1* — p=4,1 МПа; *2* — p= =6,9 МПа, *3* — p=9,8 МПа [223]

Опытные данные, полученные разными авторами, свидетельствуют о том, что качественные зависимости $q_{кр1}$ от ρw, x и L для кольцевых каналов и круглых труб тождественны (рис. 11.18). Из рисунка видно, что с увеличением паросодержания в месте возникновения кризиса значение $q_{кр1}$ монотонно убывает. В интервале изменения давления от 3,5 до 20 МПа с ростом p значение $q_{кр1}$ также уменьшается (рис. 11.18, *в*). Лишь в сильно стесненных каналах, когда ширина кольцевого зазора соизмерима с отрывными диаметрами паровых пузырей (δ=0,2÷0,8 мм), авторы работы [201] обнаружили, что кривая $q_{кр1}=f(p)$ имеет максимум. При изменении давления от 2 до 14—16 МПа они наблюдали незначительный (~на 10%) рост $q_{кр1}$. В интервале изменения p от 16 до 22 МПа плотность критического теплового потока уменьшалась.

Так же как и в круглых трубах, в области отрицательных значений x наблюдается положительное влияние массовой скорости на $q_{кр1}$ (рис. 11.18, *а*), а при $x>0$ прослеживается тенденция к уменьшению $q_{кр1}$ с ростом массовой скорости (рис. 11.18, *б*), хотя влияние ρw на $q_{кр1}$ в этой области режимных параметров незначительное. Для давления p=6,9 МПа точка инверсии находится около x=0. С повышением давления она смещается в сторону более вы-

соких значений x. Из-за недостаточного объема опытных данных установить влияние геометрии канала на положение точки инверсии в настоящее время невозможно.

Сопоставление рис. 11.18, *а* и 11.18, *б* показывает, что абсолютные значения $q_{кр1}$ уменьшаются с ростом диаметра d. В кратком обзоре авторы [102] указывают, что такая закономерность наблю-

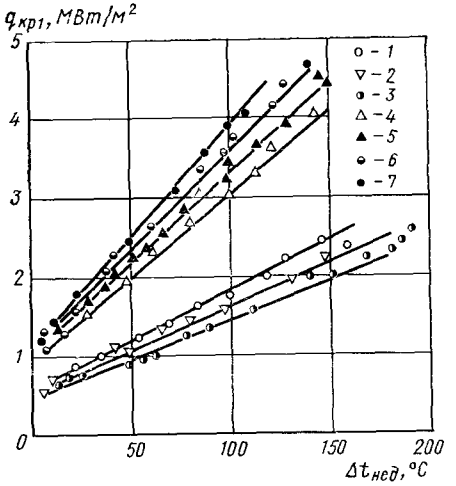


Рис. 11.19. Зависимость $q_{кр1}$ от $\Delta t_{нед}$ при кипении МИПД на поверхности внутренней трубы кольцевого канала (p=0,2 МПа)

w_0=1 м/с *1* — δ=5 мм *2* — δ=4 мм; *3* — δ=3 мм, w_0=4 м/с, *4* — δ=2 мм; *5* — δ=3 мм, *6* — δ=4 мм, *7* — δ=5 мм

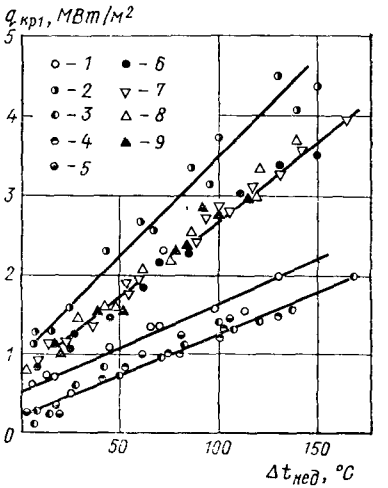


Рис. 11.20. Зависимость $q_{кр1}$ от x при кипении МИПД в кольцевом канале на поверхностях внутренней и наружной труб (p=0,2 МПа):

1, *2* — $q^{вн}_{кр1}$, *3*—*9* — $q^{нар}_{кр1}$ *1*, *3*—*5* — w_0=1 м/с, *2*, *6*—*9* — w_0=2 м/с; *6* — δ=2 мм, *3*, *7* — δ=3 мм, *1*, *2*, *4*, *8* — δ=4 мм, *5*, *9* — δ=5 мм

дается в диапазоне изменения d_1 от 2 до 96 мм. По опытным данным В. Л. Шевцова, максимальные значения $q_{кр1}$ устанавливаются при d_1=2 мм.

Отмеченные выше закономерности характерны не только при кипении пароводяной смеси, но и при кипении органических жидкостей. На рис. 11.19 приведена зависимость $q_{кр1}$ от недогрева $\Delta t_{нед}$ при кипении моноизопропилдифенила (МИПД) на поверхности внутренней трубы кольцевого канала. Из рисунка видно, что с ростом недогрева плотность критического теплового потока (как и в круглых трубах) увеличивается. При кипении МИПД влияние давления в диапазоне его изменения от 2 до 8 МПа незначительно и качественно одинаково при кипении на внутренней и наружной поверхностях кольцевых каналов. При $\Delta t_{нед} > 60 \div 100$ С с увеличением давления $q_{кр1}$ уменьшается, а при $\Delta t_{нед} < 60$°С — увеличивается [171].

Из рис. 11.19 видно, что при кипении МИПД на поверхности внутренней трубы значение $q_{кр1}^{вн}$ с ростом d_1 от 2 до 5 мм уменьшается, т. е. сохраняется закономерность, установленная в опытах с водой. По абсолютной величине значения $q_{кр1}^{вн}$ на 15—45% выше значений $q_{кр1}$ при кипении МИПД внутри круглой трубы, диаметр которой равен наружному диаметру кольцевого зазора.

Плотность критического теплового потока при кипении на поверхности наружной трубы $q_{кр1}^{нар}$ практически не зависит от размеров кольцевой щели (рис. 11.20) и равна соответствующим значениям $q_{кр1}$ при кипении в трубах.

При совместном обогреве обеих поверхностей кольцевого канала плотности критических тепловых потоков $q_{кр1}^{вн}$ и $q_{кр1}^{нар}$ имеют те же значения, какие устанавливаются при одностороннем обогреве, даже если с противоположной стороны подводится тепловой поток, близкий к критическому. Очевидно, что это справедливо для каналов, в которых процесс поверхностного кипения на одной из сторон не влияет на процесс перехода пузырькового кипения в пленочное на другой, т. е. для каналов $\delta \geqslant 3$ мм [171].

Так же как и для воды, при кипении органических жидкостей в каналах с шириной щели $\delta < 1{,}35$ мм значения $q_{кр1}^{вн}$ и $q_{кр1}^{нар}$ снижаются с уменьшением δ. Однако вид зависимости $q_{кр1}$ от ширины кольцевого зазора существенно зависит от длины канала. При ширине щели $\delta > 2 \div 3$ мм влияние длины канала, как и при кипении в круглых трубах, прекращается, если $l/d > 15 \div 20$.

Более высокие значения $q_{кр1}$ при кипении на внутренней стенке кольцевого канала по сравнению с $q_{кр1}$ при кипении на поверхности наружной трубы можно объяснить особенностями гидродинамики потока в кольцевой щели.

Профиль скорости по сечению при движении жидкости в кольцевых каналах существенно отличается от профиля скорости при движении жидкости в трубах. На рис. 11.21 приведено распределение скоростей в кольцевых каналах при различных отношениях диаметра внутренней трубы d_1 к диаметру наружной d_2 для нескольких значений числа Re [16]. Из рисунка видно, что картина распределения скорости вблизи поверхности внешней трубы остается почти одной и той же при различных значениях отношения d_1/d_2. В то же время распределение скорости в области, примыкающей к внутренней трубе, существенно изменяется и с уменьшением этого отношения все более отличается от распределения у поверхности внешней стенки. При этом с уменьшением d_1/d_2 максимум кривой профиля скорости перемещается от центра канала к внутренней его поверхности, вследствие чего градиент скорости у внутренней стенки возрастает.

При парообразовании с изменением градиента скорости в пристенном слое меняется динамическое воздействие потока на кипящий пограничный слой. Так как градиент скорости на внутренней поверхности канала выше, чем на наружной, плотности критических тепловых потоков $q_{кр1}$ на этой поверхности также должны быть

выше. Однако такие рассуждения справедливы для кольцевых каналов, размеры которых заметно выше отрывного диаметра пузыря. Когда размер щели соизмерим с отрывным диаметром пузыря, влияние противоположной необогреваемой стенки на возникновение паровых образований становится преобладающим (по сравнению с дополнительным динамическим воздействием потока у внутренней стенки, обусловленным большим градиентом скорости). Поэтому в таких условиях плотности критических тепловых потоков при кипении на внутренней поверхности $q_{кр1}^{вн}$ не отличаются от $q_{кр1}^{нар}$ для наружной стенки и, что особенно важно, плотности тепловых потоков снижаются с уменьшением ширины кольца δ.

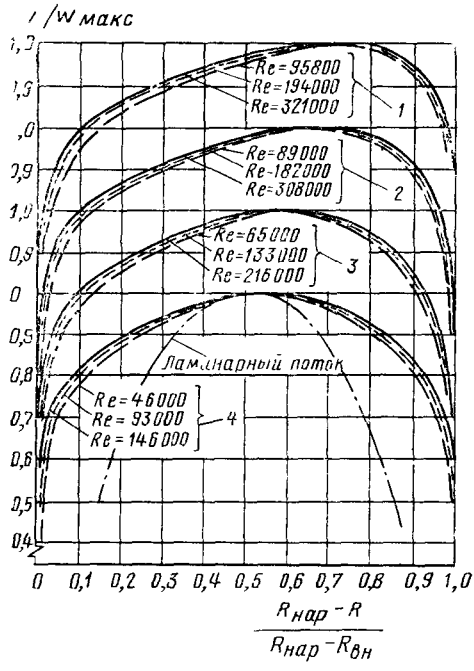


Рис. 11.21. Распределение скорости по сечению кольцевого канала:

1—4 — отношение d_1/d_2=0,0625; 0,125; 0,375 и 0,562 соответственно

Обработка экспериментальных данных по значениям плотностей критических тепловых потоков при кипении на наружной поверхности канала приводит к зависимости

$$(q_{кр1}^{0})_{нар}/q_{кр1}^{0} = 1+0{,}324\,(d_1/d_2)^{0{,}65}, \quad (11.10)$$

где $q_{кр1}^{0}$ — плотность критического теплового потока при кипении в трубе, когда $d_{тр}=d_{нар}$ (при $\beta \to 0$).

Эта зависимость установлена по экспериментальным данным, полученным при кипении воды, моноизопропилдифенила и дифенильной смеси в диапазоне изменения d_1/d_2 от 0,5 до 0,834 [17].

Экспериментальные данные, полученные при кипении в аналогичных условиях на внутренней поверхности кольцевого канала, обобщаются зависимостью

$$(q_{кр1}^{0})_{вн}/(q_{кр1}^{0})_{нар}=(d_1/d_2)^{-0{,}35}. \quad (11.11)$$

Плотность критического теплового потока $(q_{кр1}^{\vartheta})_{кк}$ при кипении недогретой жидкости на наружных и внутренних поверхностях кольцевых каналов при поверхностном кипении и кипении в условиях $\Delta t_{нед}=0$ при $\beta=0$, когда влияние паросодержания не проявля-

ется, можно рассчитать по формуле [171]

$$(q^{\text{в}}_{\text{кр1}})_{\text{кк}}/(q^{0}_{\text{кр1}})_{\text{кк}}=1+0{,}23\,\text{K}_s^{-1{,}25}(\rho'/\rho'')^{0{,}4}(\Delta t_{\text{нед}}/t_{\text{н}}), \qquad (11.12)$$

где $(q^{0}_{\text{кр 1}})_{\text{кк}}$ — плотность критического теплового потока при кипении жидкости, нагретой до температуры насыщения, в кольцевом канале на наружной или внутренней поверхности, рассчитываемая по формуле (11.10) или (11.11); $(q^{\text{в}}_{\text{кр1}})_{\text{кк}}$ — плотность критического теплового потока при поверхностном кипении в тех же условиях.

Формулы (11.10) и (11.11) действительны, когда размер кольцевого канала δ по крайней мере в несколько раз превосходит отрывной диаметр пузыря. В опытах, по результатам которых строились эти зависимости, $\delta \geqslant 2 \div 3$ мм. Во всех этих формулах $q_{\text{кр 1}}$ рассчитывается в зависимости от $q^{0}_{\text{кр1}}$ при кипении в трубах, значение которой может быть установлено по формуле (11.2).

Расчетная зависимость для плотности критического теплового потока в кольцевых каналах с внутренним обогревом $(q_{\text{кр 1}})_{\text{кк}}$ в широком диапазоне изменения паросодержания предложена авторами работы [102] в виде

$$(q_{\text{кр1}})_{\text{кк}}=k_x k_p k_d q_{\text{кр1}}, \qquad (11.13)$$

где $q_{\text{кр1}}$ — плотность критического теплового потока в круглой трубе диаметром 8 мм, определяемая по уравнению

$$q_{\text{кр1}}=[10{,}3-7{,}8\,(p/9{,}8)+1{,}6\,(p/9{,}8)^2]\times$$
$$\times(\rho w/1000)^{1{,}25\,\{0{,}24\,[(p/9{,}8)-1]-x\}}\,e^{-1{,}5x} \qquad (11.14)$$

или по уравнению (11.7). В зависимости (11.14) p — давление, МПа; ρw — массовая скорость, кг/(м²·с); x — относительная энтальпия в месте кризиса.

Выражения для поправочных множителей в уравнении (11.13) имеют следующий вид:

$$k_x=\begin{cases}1 & \text{при } x\leqslant 0,\\ \text{e}^{-2x} & \text{при } x\geqslant 0;\end{cases}$$

$$k_p=\begin{cases}1 & \text{при } p\leqslant 6{,}9 \text{ МПа},\\ 1{,}2\sqrt{p/9{,}8} & \text{при } p\geqslant 6{,}9 \text{ МПа};\end{cases} \qquad (11.15)$$

$$k_d=\begin{cases}(d_{\text{экв}}/d_1)^{0{,}2} & \text{при } d_{\text{экв}}\leqslant 8 \text{ мм},\\ [64/(d_{\text{экв}}d_1)]^{0{,}2} & \text{при } d_{\text{экв}}\geqslant 8 \text{ мм}.\end{cases}$$

Здесь d_1 — наружный диаметр внутренней трубы, мм; $d_{\text{экв}}$ — эквивалентный диаметр, вычисленный на основе смоченного периметра, мм.

Пределы применимости уравнения (11.13): $p=3{,}5 \div 20$ МПа; $\rho w=500 \div 5000$ кг/(м²·с); $-0{,}4 \leqslant x < x^{0}_{\text{гр}}$; $d_1=2 \div 96$ мм; $d_{\text{экв}}=2 \div 22$ мм; $l/d>50$.

Основная масса экспериментальных значений $(q_{\text{кр 1}})_{\text{кк}}$ (до 80%) аппроксимируется уравнением (11.13) с точностью $\pm 20\%$ [102]. За-

висимость (11.13) построена по опытным данным для воды и пароводяной смеси.

Если в кольцевом зазоре нарушена соосность внутренней и наружной труб, то наличие эксцентриситета приводит к снижению плотности критического теплового потока; чем больше эксцентриситет, тем значительнее уменьшается $(q_{кр\,1})_{кк}$. На рис. 11.22 представлены опытные данные авторов [82], характеризующие влияние экс-

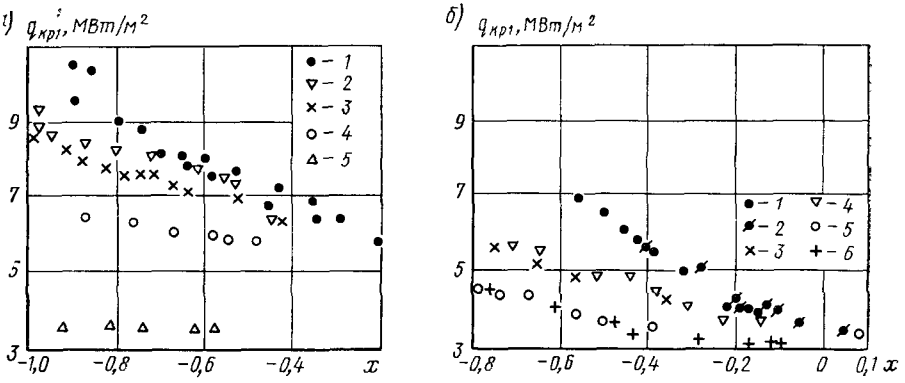


Рис. 11.22. Зависимость $q_{кр1}$ от x при различных эксцентриситетах [$p=14{,}7$ МПа, $\rho w=1000$ кг/(м²·с)]:

а — l=100 мм, *1* — $\varepsilon=0$; *2* — $\varepsilon=0{,}25$; *3* — $\varepsilon=0{,}5$; *4* — $\varepsilon=0{,}75$; *5* — $\varepsilon=1{,}0$; *б* — *1* — $\varepsilon=0$, l=200 мм, *2* — $\varepsilon=0$, l=400 мм, *3* — $\varepsilon=0{,}5$, l=200 мм, *4* — $\varepsilon=0{,}5$, l=350 мм, *5* — $\varepsilon=0{,}75$, l=200 мм, *6* — $\varepsilon=0{,}75$, l=350 мм

центриситета на $(q_{кр\,1})_{кк}$ в кольцевом канале с усредненной шириной щели 2 мм. Здесь по оси абсцисс отложено значение относительного эксцентриситета $\varepsilon=1-\varepsilon_{абс}/(0{,}5d_{экв})$; $\varepsilon=0$ соответствует концентричному расположению труб, $\varepsilon=1$ — касанию труб по всей длине канала. Из рис. 11.22, *а, б* видно, что с ростом ε уменьшается не только абсолютное значение $(q_{кр\,1})_{кк}$, но и становится менее значительной зависимость $(q_{кр\,1})_{кк}$ от относительной энтальпии. Из рисунка видно также, что в условиях $l\geqslant 200$ мм $l/d_{экв}\geqslant 50$ длина канала не влияет на $(q_{кр\,1})_{кк}$. При $l/d_{экв}<50$ с уменьшением длины канала плотность критического теплового потока увеличивается.

С увеличением массовой скорости в области отрицательных значений x $(q_{кр\,1})_{кк}$ увеличивается, влияние эксцентриситета с повышением скорости уменьшается, однако и при полном касании труб оно остается существенным даже при больших скоростях [82].

Опытных данных по кризису теплоотдачи при движении жидкостей в межтрубном пространстве пучка труб (или при продольном обтекании пучка стержней) совершенно недостаточно. Поэтому обобщенные зависимости, определяющие значения $q_{кр\,1}$ в этих условиях, пока отсутствуют. Однако установлено, что число труб (стержней) в пучке, диаметр труб и расстояние между ними не оказывают большого влияния на $q_{кр\,1}$. Для пароводяного потока в вертикальных пучках из семи (и более) элементов, когда зазор

между ними составлял от 1,7 до 4,6 мм, а длина ~500 мм, получена формула [149]

$$q_{кр1} = 845\,(\rho w)^{0,2}(1 - 3{,}35 \cdot 10^{-2} p)(1 - x)^{1,2}, \qquad (11.16)$$

где ρw — массовая скорость потока, кг/(м²·с); x — относительная энтальпия потока на выходе из пучка. В формуле (11.16) давление принимается в МПА, а $q_{кр\,1}$ — в кВт/м². Формула рекомендуется для условий, когда p изменяется от 3 до 10 МПа, массовая скорость — от 380 до 4000 кг/(м²·с), а относительная энтальпия — от —0,2 до 0,25 [149].

Данные, полученные при теплоотдаче воде при давлении от 10 до 20 МПа в пучках из трех и семи стержней диаметром 9 мм, когда зазор между стержнями составлял 3 мм, а длина стержней изменялась от 100 до 600 мм, в работе [200] обобщены формулой

$$q_{кр1}/(q_{кр1})_{б.о} = (\rho''/\rho')^{0,25} + 2{,}15 \cdot 10^{-5}(\rho w)^{1,5}(0{,}2 - x)(\rho'/\rho'')^{0,5}, \quad (11.17)$$

где $(q_{кр\,1})_{б.о}$ — плотность критического потока при кипении в большом объеме.

Формула получена в условиях, когда массовая скорость изменялась от 250 до 1000 кг/(м²·с), а относительная энтальпия x на выходе из пучка — от —0,5 до +0,2 [200].

ГЛАВА 12

КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА ВТОРОГО РОДА. УХУДШЕННЫЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛООТДАЧИ

§ 12.1. Кризис теплообмена второго рода при кипении в круглых трубах. Интенсификация теплообмена

Общий вид зависимостей плотности теплового потока от паросодержания в момент наступления кризисов теплообмена $q = f(x)$ при $\rho w = \text{const}$ и $p = \text{const}$ представлен на рис. 12.1. Различный вид кривых обусловлен разными условиями проведения опытов.

Участок кривой AB является характерным для кризиса теплообмена первого рода и представляет собой зависимость $q_{кр\,1} = f(x)$ при заданных значениях давления и массовой скорости. Отрезки BC и CD характеризуют кризис теплообмена второго рода, обусловленный высыханием очень тонкой пристенной жидкой пленки (микропленки) [45]. Таким образом, точкой B определяется минимальное значение плотности теплового потока, при котором в заданных условиях возникает кризис теплообмена первого рода или максимальное значение $q = q_{кр}^{макс}$, при котором может возникать кризис теплообмена второго рода. Паросодержание в точке B называется *граничным паросодержанием* $x^0_{гр}$ независимо от того, имеет ли участок BC вид вертикальной линии или резкое падение q на этом участке сопровождается незначительным ростом x. Как показывает

эксперимент, по-видимому, на участке AB кривой $q=f(x)$ вблизи $x=x^0_{гр}$ имеется небольшой интервал изменения паросодержания, в котором физический механизм возникновения кризиса первого рода вырождается и заменяется механизмом возникновения кризиса второго рода. Например, в некоторых случаях кризис теплообмена второго рода возникает при небольшом остаточном расходе жидкости в пленке [71, 123] (см. рис. 8.11).

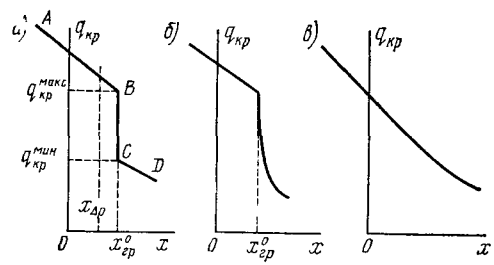


Рис. 12.1. Общий вид зависимостей $q=f(x)$ для кризисных условий по данным разных авторов:

AB — кризис теплообмена первого рода, BC — кризис теплообмена второго рода без орошения пленки, CD — кризис теплообмена второго рода с орошением пленки

Как мы уже видели (см. гл. 1 и 8), режим течения пленки определяется процессами обмена массой между ядром потока и пленкой (механическим и пузырьковым уносом жидкой фазы в ядро), испарением жидкости и осаждением капель из ядра на поверхность пленки. Интенсивность этих процессов для данной жидкости зависит от массовой скорости, паросодержания, давления и плотности теплового потока.

На рис. 12.2 приведены распределения жидкости по длине трубы при различных массовых скоростях и плотностях теплового потока [73]. По оси ординат здесь отложен относительный расход жидкости в ядре потока $x_3=G'_{я}/G_{см}$. Из рисунка видно, что, за исключением опыта, проведенного при $\rho w=500$ кг/(м^2·с) и $q=0{,}8$ МВт/м^2, при паросодержаниях, близких к граничным, кривые $x_3=f(x)$ выходят на горизонтальные линии. Постоянство расхода жидкости в ядре свидетельствует о том, что результирующий поток массы между ядром и пленкой в рассматриваемых случаях равен нулю и, следовательно, потоки массы жидкости из пленки в ядро J_{23} и из ядра на поверхность пленки J_{32} равны

$$J_{23}=J_{32}. \qquad (12.1)$$

При паросодержаниях, близких к граничным, пленка жидкости настолько тонка, что в ней подавляется процесс пузырькового кипения и, таким образом, исключаются не только механический, но и пузырьковый унос влаги с ее поверхности ($J_{23}=0$). Из равенства (12.1) следует, что в этих условиях поток орошения также $J_{32}=0$, т. е. в процессе упаривания пленки капли жидкости не выпадают из ядра на ее поверхность.

Опытные данные показывают, что если на участке трубы с дисперсно-кольцевой структурой смеси пленка в процессе испарения не орошается каплями жидкости, то при паросодержаниях потока на входе в трубу $x_{вх}<x_{Др}$ граничное паросодержание $x^0_{гр}$ не зависит ни от q, ни от $x_{вх}$ [45]. Экспериментальные значения $x^0_{гр}$, полу-

ченные в этих условиях, в координатах $x_{гр} - q$ группируются около вертикальных прямых, каждая из которых отвечает определенному значению массовой скорости (рис. 12.3). Таким образом, вертикальные участки кривых $q=f(x)$ на рис. 12.1 характеризуют кризис теплообмена второго рода с неорошаемой пленкой. Для этого рода кризиса понятие «плотность критического теплового потока» теряет физический смысл, ибо кризис может возникать при любых значениях q в интервале их изменения от $q_{кр}^{макс}$ до $q_{кр}^{мин}$. При заданной массовой скорости, когда плотность теплового потока $q<q_{кр}^{мин}$, капли жидкости, движущиеся в ядре, преодолевают сопротивление радиального потока пара и выпадают на поверхность пленки. Очевидно, что этим условиям на рис. 12.2 отвечают данные, полученные при $q=0{,}8$ МВт/м² (при этом значении q расход жидкости в ядре потока уменьшается при приближении x к $x_{гр}$). Кризис теплообмена с орошаемой пленкой на рис. 12,1, *а* характеризуется отрезком *CD*. Из рис. 12.3 видно, что в опытах авторов [71] орошение пленки имело место при $\rho w=500$ кг/(м²·с), а в опытах авторов [50] — при $\rho w=1000$ кг/(м²·с). В обоих случаях плотность теплового потока не превышала примерно 1,0 МВт/м².

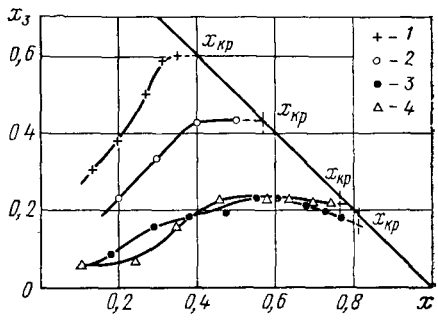


Рис. 12.2. *Зависимость относительного расхода жидкости в ядре $x_з$ от паросодержания потока x по длине трубы:*

1 — $\rho w=2000$ кг/(м² с); $q=3{,}7$ МВт/м²; 2 — $\rho w=1000$ кг/(м² с), $q=1{,}1$ МВт/м²; 3, 4 — $\rho w=500$ кг/(м² с) $q=0{,}8$ и 1,7 МВт/м² соответственно

Когда капли жидкости выпадают на поверхность пленки, то режим ухудшенного теплообмена наступает при более высоком (по сравнению с $x^0_{гр}$) значении паросодержания $x_{гр}^+$, так как в этом случае затрачивается дополнительное количество теплоты на испарение влаги, выпавшей на пленку из ядра потока. При данном значении массовой скорости с уменьшением q поток орошения увеличивается и, следовательно, чем меньше q, тем при большем значении паросодержания $x_{гр}^+$ будет возникать режим ухудшенной теплоотдачи.

Если кризис теплообмена второго рода уже при $q=q_{кр}^{макс}$ возникает в условиях незначительного орошения пленки, то зависимость $q=f(x)$ отклоняется от вертикали (см. рис. 12.1, *б*).

С ростом давления и массовой скорости протяженность вертикального или круто падающего участков кривых $q=f(x)$ сокращается. При давлениях более 16 МПа или при массовых скоростях $\rho w>2500\div3000$ кг/(м²·с) изломы на графиках $q=f(x)$ полностью исчезают [141] (см. рис. 12.1, *в*).

Возникновение кризиса теплообмена второго рода в условиях орошаемой пленки, как правило, не представляет большой опас-

ности для парогенерирующих аппаратов, так как он возникает при сравнительно невысоких значениях q, при которых разность температур стенка — жидкость оказывается небольшой.

Если результаты опытов, полученные в условиях кризиса теплообмена второго рода с неорошаемой пленкой при $x<x_{\Delta p}$, обработать в координатах $x_{гр}$—$x_{вх}$, то экспериментальные точки располо-

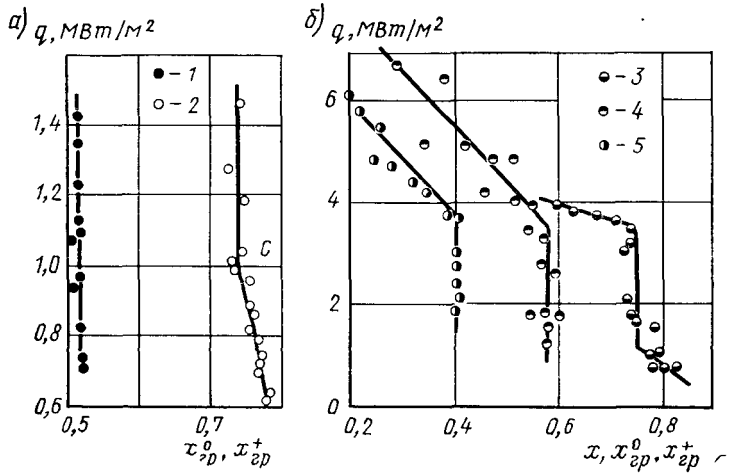


Рис. 12.3. Зависимость q от x для кризисных условий (круглые трубы, равномерное тепловыделение, вода):

а — p=3,04 МПа [50]; *б* — p=1,47 МПа [71]; *1* — ρw=2000 кг/(м²·с); *2* — ρw=1000 кг/(м²·с), *3* — ρw=500 кг/(м²·с); *4* — ρw=1000 кг/(м²·с); *5* — ρw=2000 кг/(м²·с)

жатся около горизонтальных прямых (отрезок AB на рис. 12.4). В этих условиях изменение паросодержания на входе в трубу при q=const или изменение q при $x_{вх}$=const приводит лишь к смещению элемента поверхности трубы, на котором возникает режим ухудшенной теплоотдачи.

При q=const с увеличением $x_{вх}$ сечения, в которых $x=x_{\Delta p}$ и соответственно $x=x^0_{гр}$, смещаются против движения потока, а с уменьшением $x_{вх}$ — по ходу потока.

При $x_{вх}$=const с ростом плотности теплового потока сечение, отвечающее условию $x=x^0_{гр}$, смещается вдоль оси трубы против движения потока, так как при большем значении q испарение пленки произойдет на участке трубы меньшей длины. При уменьшении q сечение, в котором $x=x^0_{гр}$, смещается по ходу потока. Необходимый для полного испарения пленки участок трубы при этом увеличивается.

Если $x_{вх}=x_{\Delta p}$, то вблизи входного сечения сразу устанавливается дисперсно-кольцевой режим течения смеси с микропленкой у стенки трубы. В этом случае значение граничного паросодержания

(обозначим его $x_{гр}$) будет тем больше, чем больше $x_{вх}$, так как

$$x_{гр}=x_{вх}+\Delta x_{пл}, \qquad (12.2)$$

где $\Delta x_{пл}$ — приращение паросодержания потока, обусловленное испарением пленки.

На рис. 12.4 опытные данные, полученные в условиях, когда $x_{вх}>x_{\Delta p}$ (отрезок CD), располагаются около наклонных прямых.

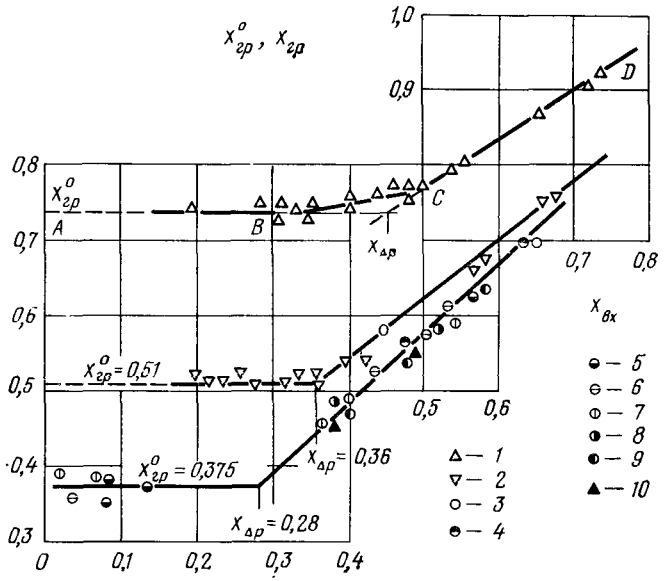


Рис. 12.4. Зависимость $x^0_{гр}$ и $x_{гр}$ от паросодержания на входе в трубу $x_{вх}$ (пароводяная смесь):

1 — ρw=1000 кг/(м²·с), p=3,04 МПа; *2* — ρw=2000 кг/(м²·с), p=3,04 МПа [50]; *3—10* — ρw=1400 кг/(м²·с), p=16,7 МПа, q=230; 350; 460; 580; 700; 810; 930; 1050 кВт/м² соответственно [110]

Если бы расход жидкости в пленке не зависел от x, то тангенс угла наклона прямой CD в соответствии с уравнением (12.2) был бы равен единице, так как в этом случае $\Delta x_{пл}$ было бы неизменным при всех значениях $x_{вх}$. В действительности, когда в трубу поступает поток с паросодержанием $x_{вх}>x_{\Delta p}$, на стенках трубы вблизи входного сечения образуется пленка, расход жидкости в которой зависит не только от ρw, но и от $x_{вх}$. При ρw=const с увеличением $x_{вх}$ расход жидкости в пленке уменьшается, поэтому тангенс угла наклона прямых $x_{гр}=f(x_{вх})$ несколько меньше единицы.

Все сказанное выше относится к длинным трубам. Если при заданной плотности теплового потока длина трубы окажется недостаточной для полного испарения пленки, то на всей поверхности трубы сохранится высокая интенсивность теплообмена.

В большинстве случаев в парогенераторы подается либо жидкость, недогретая до температуры насыщения, либо парожидкост-

ная смесь при паросодержании на входе $x_{вх} < x'_{\Delta p}$. Поэтому для практики наибольший интерес представляет величина $x^0_{гр}$, характеризующая минимальное значение паросодержания, при котором может возникнуть режим ухудшенной теплоотдачи, и связанное с этим скачкообразное повышение температуры стенки трубы.

На основании собственных экспериментов, а также тщательного отбора и анализа опубликованных в мировой литературе резуль-

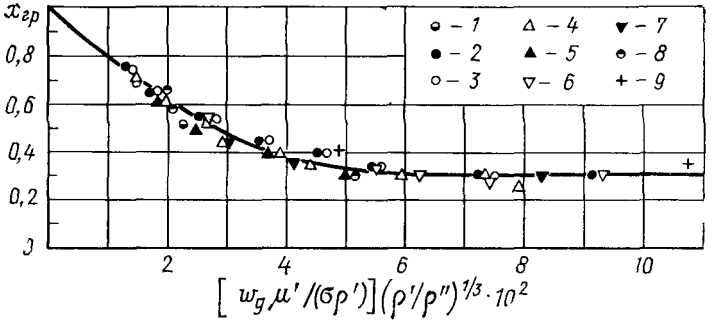


Рис. 12.5. Обобщение значений $x^0_{гр}$ в координатах формулы (12.3) [89]:

1 — рекомендации [48], $p=0{,}98$ МПа, *2—8* — рекомендации [141], $p=3$, 5, 7, 10, 12, 14 и 16 МПа, *9* — опытные данные [70], гелий, $p=0{,}135$ МПа, $\rho w=87\div144$ кг/(м² с), $d=1{,}63$ мм

татов исследований кризиса теплообмена второго рода авторы работы [48] составили таблицу значений граничных паросодержаний при движении пароводяной смеси в круглой трубе диаметром 8 мм. В 1975 и 1980 гг. секцией тепло- и массообмена Научного совета АН СССР по комплексной проблеме «Теплофизика» опубликованы скелетные таблицы согласованных значений $x^0_{гр}$. Последний вариант согласованных значений граничных паросодержаний приведен в табл. 12.1 [141]. Здесь даны возможные колебания значений $x^0_{гр}$, что является результатом объединения различных точек зрения.

В работе [141] скелетная таблица составлена для давлений от 3 до 20 МПа. Значения $x^0_{гр}$ при $p=0{,}98$ и 1,96 МПа, включенные нами в табл. 12.1, рекомендованы авторами [48].

Используя модель разрыва жидкой пристенной пленки (без учета эффектов тепло- и массообмена), С. С. Кутателадзе [89] обобщил рекомендованные в работах [48, 141] значения $x^0_{гр}$ в виде зависимости

$$x^0_{гр}=f\left[\rho w\mu'/(\sigma\rho')\,\rho'/\rho''\right],$$

представленной на рис. 12.5. Как следует из этого рисунка, обобщающая кривая описывается уравнением [89]

$$x^0_{гр}\approx 0{,}3+0{,}7e^{-45\tilde{w}}, \qquad (12.3)$$

Таблица 12.1. **Граничные паросодержания при кипении воды в круглой трубе диаметром 8 мм**

ρw, кг/(м² с)	$x^0_{гр}$								
	p, МПа								
	0,98*	1,96*	3	5	7	10	12	14	16
350				0,93—0,97	0,93—0,97	0,80—0,98	0,77—0,89	0,60—0,80	0,60—0,66
500				0,87—0,95	0,87—0,97	0,76—0,86	0,62—0,65	0,52—0,66	0,52—0,60
750	0,62	0,76	0,70—0,81	0,75—0,84	0,78—0,83	0,62—0,70	0,54—0,61	0,45—0,56	0,33—0,54
1000	0,52	0,65	0,64—0,70	0,65—0,76	0,62—0,74	0,52—0,60	0,45—0,52	0,40—0,47	0,30—0,42
1500		0,50	0,54	0,50—0,59	0,50—0,56	0,39—0,44	0,33—0,39	0,28—0,38	
2000		0,44	0,47	0,42—0,50	0,39—0,46	0,32—0,40	0,27—0,35	0,33	
2500			0,42	0,36—0,45	0,34—0,43	0,28—0,35	0,23—0,37		
3000			0,38	0,32—0,42	0,33—0,41	0,25—0,35			
4000			0,33	0,30					
5000			0,29	0,26					

* Значения $x^0_{гр}$, рекомендуемые авторами [48].

где $\tilde{w}=[\rho w\mu'/(\sigma\rho')](\rho/\rho'')^{1/3}$; $\rho w=w_g$ — массовая скорость.

Числа подобия $\rho w\nu'/\sigma$ и ρ'/ρ'' характеризуют «вязкую» прочность пленки и динамическое воздействие потока пара в связи с неравенством плотности фаз. Как видно из рис. 12 5, отклонение рекомендованных граничных паросодержаний от расчетных не превышает 0,05. На этом же рисунке обобщены данные по граничным паросодержаниям для гелия [70], полученные при значительно меньших по сравнению с приведенными в табл. 12.1 массовых скоростях [87—320 кг/(м^2·с)], однако и в этом случае наблюдается удовлетворительное согласование опытных и расчетных значений $x^0_{гр}$

Для пароводяной смеси в интервале изменения ρw от 750 до 3000 кг/(м^2·с) и p от 0,98 до 16,66 МПа значение $x^0_{гр}$ можно рассчитать по формуле [48]

$$x^0_{гр}=[0{,}39+3{,}53(p/p_{кр})-10{,}3(p/p_{кр})^2+7{,}62(p/p_{кр})^3](\rho w/1000)^{-0{,}5}. \quad (12.4)$$

В указанных интервалах изменения ρw и p разница между расчетными и рекомендованными значениями $x^0_{гр}$ не превышает 0,05.

Табл. 12.1 составлена для круглых труб $d=8$ мм. В интервале изменения d от 4 до 20 мм для пересчета значений $x^0_{гр}$ на другие диаметры труб можно воспользоваться формулой [141]

$$(x^0_{гр})_d=(x^0_{гр})_8\,(8/d)^{0,25}. \quad (12.5)$$

Формула (12 5) учитывает только изменение диаметра трубы. В общем случае поправка зависит также от массовой скорости и давления [141].

Опытные данные по кризису теплообмена в трубах большого диаметра ($d=30$ и 40 мм) при течении пароводяной смеси приведены на рис. 12.6 [71]. Авторы работы [71] отмечают, что скачок температуры стенки в момент ухудшения теплоотдачи значительно увеличивается с ростом диаметра трубы. Так, в трубе $d=40$ мм и в большинстве опытов с трубой $d=30$ мм перегрев стенки достигал 600°С.

Из рис. 12.6 видно, что при малых значениях ρw в трубах большого диаметра кризис теплообмена второго рода без орошения пленки четко выражен только при сравнительно невысоких значениях плотности теплового потока. С повышением q, а также ρw вид кривых $x_{гр}=f(q)$ становится более характерным для кризиса теплообмена первого рода.

Поправка на диаметр трубы и в данном случае может быть рассчитана по формуле (12.5).

Если паросодержание на входе в трубу $x_{вх}<x_{\Delta p}$, то приращение паросодержания при испарении пленки $\Delta x=x^0_{гр}-x_{\Delta p}$ в диапазоне изменения p от ~ 5 до 16 МПа и ρw от 750 до 2000 кг/(м^2·с) находится в пределах 0,1—0,12 (при $d=8$ мм). При $x_{вх}>x_{\Delta p}$ значение $\Delta x=x_{гр}-x_{вх}$ изменяется от 0,1—0,12 при $x=x_{гр}$ до 0,02—0,03 при $x_{вх}\approx 0{,}9$ [45].

Приведенные данные получены при течении пленки в вертикальных трубах. В горизонтальных трубах толщина пленки $\delta_{пл}$ по пери-

метру не одинакова: в верхней части трубы $\delta_{пл}$ меньше, чем в нижней. Разность граничных паросодержании для нижней и верхней образующих ($\Delta x^0_{гр} = x^0_{гр\ нижн} - x^0_{гр\ верх}$) уменьшается с увеличением ρw и уменьшением p

Таблица 12.2
Значения $\Delta x^0_{гр}$ в зависимости от ρw

ρw, кг/(м² с)	$\Delta x^0_{гр}$, p МПа		
	9.8	14,7	16.6
750	0,01	0,11	—
1250	0,05	0,11	0,07
2000	0,09	0,04	—

Для горизонтальных труб $(x^0_{гр})_{гор}$ можно определять по зависимости

$$(x^0_{гр})_{гор} = x^0_{гр} - \Delta x^0_{гр},$$

в которой $x^0_{гр}$ рассчитывается по формулам (12.3) или (12.4) или находится по табл. 12.1. Значение $\Delta x^0_{гр}$ принимается по данным табл. 12.2 [45].

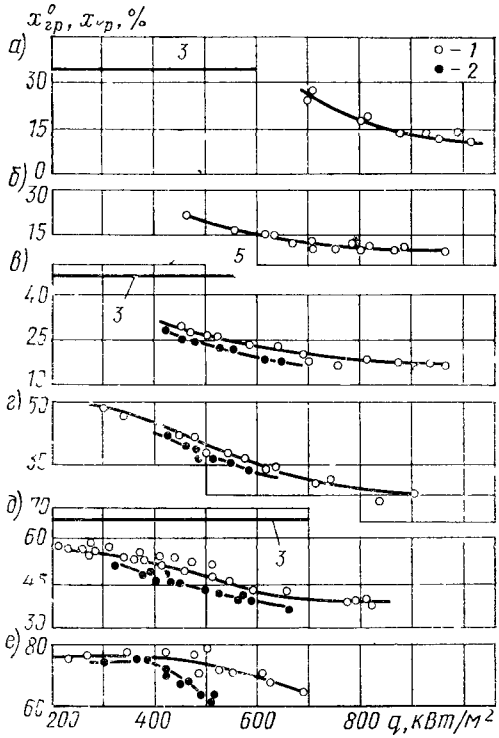


Рис. 12.6. Зависимость критического паросодержания от плотности теплового потока в трубах большого диаметра ($p = 15{,}2$ МПа)

а — $\rho w = 1800$ кг/(м² с) *б* — $\rho w = 1500$ кг/(м² с), *в* — $\rho w = 1000$ кг/(м² с), *г* — $\rho w = 700$ кг/(м² с), *д* — $\rho w = 500$ кг/(м² с) *е* — $\rho w = 300$ кг/(м² с), *1* — $d = 30$ мм *2* — $d = 40$ мм ($L = 5$–8 м) [71], *3* — $x^0_{гр}$ в трубах $d = 8$ мм [141]

Случаи, когда в испарителях генерация пара происходит в горизонтально расположенных трубах, встречаются не так уж редко. Как правило, плотность критического теплового потока в горизонтальных трубах ниже, чем в вертикальных, поэтому с целью повышения значения $q_{кр}$ применяются различного рода интенсификаторы. Однако использование в качестве интенсификаторов каких-либо завихрителей или шнеков не приводит к существенным результатам, так как с их помощью турбулизируется ядро потока, в то время как основное термическое сопротивление сосредоточено в пристенной области. Как показывают эксперименты, в некоторых случаях в качестве интенсификаторов целесообразно использовать поверхности с капиллярно-пористыми покрытиями. На рис. 12.7 сопоставлены зависимости $q = f(x)$ для гладкой трубы и для трубы с капиллярно-пористым покрытием [216]. В этих опытах

экспериментальный участок представлял собой горизонтально расположенную трубу из нержавеющей стали диаметром $d=10\times2$ мм. В качестве капиллярно-пористой структуры использовалась фильтровальная сетка № 120, изготовленная из нержавеющей проволоки по ГОСТ 3187—65. Сетка плотно прижималась к внутренней поверхности трубы.

Сравнение результатов опытов, проведенных с гладкой трубой и с пористой вставкой, показывает, что при $\rho w=2000$ кг/(м$^2\cdot$с) (рис. 12.7, *а*) применение капиллярно-пористого покрытия значительно увеличивает критическое паросодержание и, следовательно, расширяет диапазон бескризисной работы парогенерирующих каналов. Например, при $p=13{,}73$ МПа плотность критического теплового потока $q_{кр}=3{,}45$ МВт/м^2 в технически гладкой трубе достигалась при сравнительно глубоком недогреве теплоносителя ($x_{кр}=-0{,}09$), в то время как в канале с пористой вставкой то же значение $q_{кр}$ устанавливалось при весьма большом паросодержании ($x_{кр}=0{,}55$). Аналогичные результаты получены при $p=9{,}81$ и 6,86 МПа.

Механизм воздействия пористой структуры на значение граничного паросодержания и плотность критического теплового потока авторы работы [216] объясняют изменением характера массообмена между ядром потока и жидкой пленкой. В условиях кольцевого режима течения при больших массовых скоростях толщина пленки жидкости $\delta_{пл}$ оказывается соизмеримой с толщиной сетчатой структуры $\delta_с$. Когда $\delta_{пл}\leqslant\delta_с$, пористое покрытие препятствует уносу жидкости с поверхности пленки и в то же время удерживает капли жидкости, выпадающие из ядра потока. Это способствует повышению концентрации жидкости у теплоотдающей поверхности по сравнению с аналогичными условиями при течении парожидкостного потока в канале с гладкой поверхностью. Кроме того, пористая структура способствует повышению турбулентности потока и увеличению интенсивности переноса капель к стенке.

Иная картина влияния пористой структуры наблюдается при $\rho w=1000$ кг/(м$^2\cdot$с) (рис. 12.7, *б*). При малых расходах парожидкостной смеси в области отрицательных относительных энтальпий и в некотором диапазоне положительных значений паросодержания плотность критического теплового потока существенно меньше, чем на гладкой трубе. В зоне $x<0$ плотность критического теплового потока уменьшается с ростом паросодержания, а при $x>0$ наблюдается область изменения x, в которой $q_{кр}$ практически автомодельна относительно x. Наличие горизонтального участка на кривой $q_{кр}=f(x)$ свидетельствует о том, что кризис в этих условиях носит вероятностный характер.

При больших паросодержаниях потока, по-видимому, и при этом значении массового расхода толщина пленки становится меньше толщины пористой структуры, поэтому плотность критического теплового потока здесь больше ее значения для гладкой трубы.

Влияние давления на плотность критического теплового потока в каналах с пористой вставкой проявляется слабее, чем в гладкой

трубе. Например, в случае $\rho w = 2000$ кг/(м^2·с) разница в значениях $x_{кр}$ в диапазоне изменения p от 6,86 до 13,73 МПа при $q_{кр} = 4{,}0$ МВт/м^2 для гладких труб составляет $\Delta x_{кр} = 0{,}3$, а в каналах с

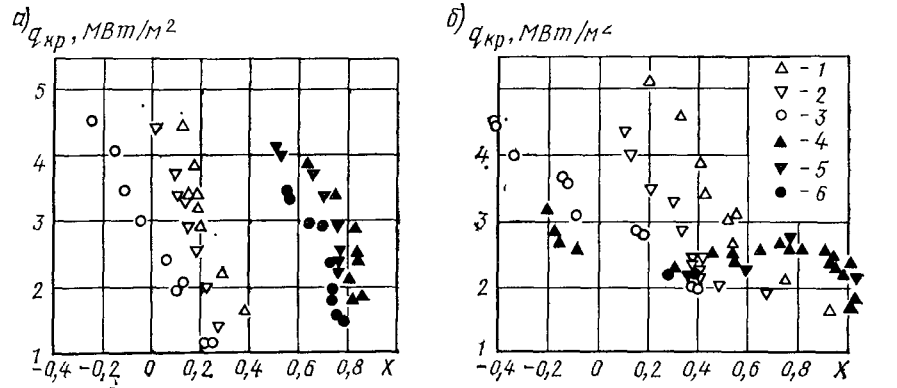


Рис. 12.7. Сопоставление данных по $q_{кр}$ в парогенерирующих каналах с технически гладкой стенкой и сетчатым покрытием:

а — $\rho w = 2000$ кг/(м^2·с); *б* — $\rho w = 1000$ кг/(м^2·с); гладкая поверхность: *1* — $p = 6{,}86$ МПа; *2* — $p = 9{,}81$ МПа; *3* — $p = 13{,}73$ МПа; канал с пористой вставкой; *4* — $p = 6{,}86$ МПа; *5* — $p = 9{,}81$ МПа; *6* — $p = 13{,}73$ МПа

пористой вставкой $\Delta x_{кр} = 0{,}1$. При $q_{кр} = 2{,}0$ МВт/м^2 — соответственно $\Delta x_{кр} = 0{,}2$ и $\Delta x_{кр} = 0{,}08$. В автомодельной области выделить влияние давления в исследованном интервале его изменения не представляется возможным.

§ 12.2. Кризис теплообмена второго рода при неравномерном по длине трубы тепловыделении

Неравномерное тепловыделение по длине канала может повлиять не только на значения плотности критических тепловых потоков $q_{кр\,1}$ (см. гл. 11), но и на условия возникновения кризиса теплообмена второго рода. В последнем случае воздействие рассматриваемого фактора проявляется через изменение интенсивности процесса обмена жидкостью между ядром потока и пленкой.

Авторы работы [71] изучали кризис теплообмена и распределение жидкой фазы при ступенчатом и косинусоидальном законах тепловыделения по длине трубы $q(z)$. Опыты со ступенчатым тепловыделением проведены с трубой $L = 2$ м, на выходном конце которой (длиной 0,5 м) плотность теплового потока в три раза превышала значение q на остальной части трубы. Эксперименты показали, что в условиях ступенчатого тепловыделения при исследованных длинах участков с $q(z) = \text{const}$ кризис теплообмена второго рода с неорошаемой пленкой возникает в конце трубы при тех же значениях $x^0_{гр}$, что и в трубах с равномерным обогревом при полном высыхании пристенной жидкой пленки. При косинусоидальном законе тепловыделения с $q_{макс}$ в средней части трубы место кризи-

са теплообмена смещалось в зависимости от условий проведения опытов и в некоторых случаях ухудшение теплообмена наступало при остаточном расходе жидкости в пленке. При $x<x^0_{гр}$ значение $q_{кр}$ существенно меньше по сравнению с равномерным тепловыделением [71].

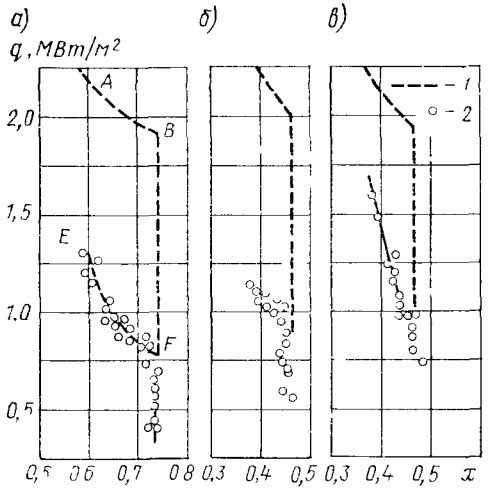


Рис. 12.8. Зависимость $q=f(x)$ в месте возникновения кризиса ($p=6{,}9$ МПа, $\varepsilon=3$).

а — $\rho w=1000$ кг/(м² с), *б* — $\rho w=1500$ кг/(м² с), *в* — $\rho w=2000$ кг/(м² с), *1* — равномерное тепловыделение, *2* — косинусоидальный закон тепловыделения

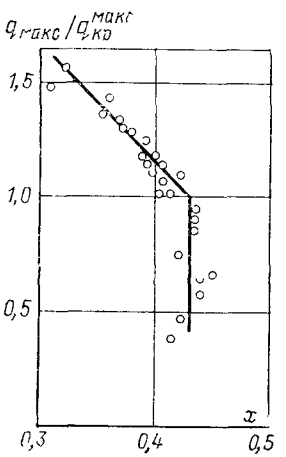


Рис. 12.9. Влияние отношения $q_{макс}/q_{кр}^{макс}$ на паросодержание в месте возникновения кризиса [$p=9{,}8$ МПа, $\rho w=1500$ кг/(м²·с), $d=8$ мм, $\varepsilon=3$] [51]

На рис. 12.8 приведены опытные данные авторов работы [51], полученные при косинусоидальном законе тепловыделения на экспериментальном участке с коэффициентом неравномерности $\varepsilon=q_{макс}/q_{мин}$, равным 3 (часть опытов авторы [51] провели при $\varepsilon=11$). Здесь $q_{мин}$ — минимальная плотность теплового потока на концах трубы. Из рисунка видно, что при одинаковых массовых скоростях ухудшение теплоотдачи в условиях равномерного и неравномерного тепловыделения наблюдается при одних и тех же значениях $x^0_{гр}$. Вместе с тем протяженность вертикального участка при косинусоидальном законе тепловыделения существенно меньше, чем при равномерном тепловыделении. Это является следствием того, что при косинусоидальном тепловыделении для области $x<x^0_{гр}$ плотности тепловых потоков в момент наступления кризиса оказываются в несколько раз меньше, чем при $q(z)=\text{const}$. Аналогичные результаты получены и при других давлениях.

Проведенный авторами [51] анализ этих опытных данных показал, что расположение экспериментальных точек на рис. 12.8 непосредственно связано с соотношением между максимальной плотностью теплового потока $q_{\text{макс}}$, достигаемой в центре трубы при косинусоидальном тепловыделении, и максимальной плотностью теплового потока $q_{\text{кр}}^{\text{макс}}$, при которой в условиях равномерного тепловыделения возможен кризис теплообмена второго рода (точка B на рис. 12.1, a). При $q_{\text{макс}} \leqslant q_{\text{кр}}^{\text{макс}}$ экспериментальные точки лежат на вертикальном участке графика или при достаточно малых плотностях тепловых потоков, когда наблюдается орошение пленки,— правее вертикальной линии. При $q_{\text{макс}} > q_{\text{кр}}^{\text{макс}}$ точки располагаются левее вертикали на некотором кривом EF (рис. 12.8, a). Подтверждением этому служит рис. 12.9.

При косинусоидальном законе тепловыделения при $x < x^0_{\text{гр}}$ происходит более интенсивное уменьшение плотности критического теплового потока с ростом x. Это, по-видимому, связано с дополнительным выбросом части жидкости из пленки в ядро с покидающими пленку паровыми пузырями в центральной части трубы [51].

§ 12.3. Кризис теплообмена второго рода в кольцевых каналах

На рис. 12.10 [67] приведены опытные данные по граничным паросодержаниям при течении пароводяной смеси в кольцевых каналах.

В этих опытах ширина кольцевой щели δ между наружной трубой и внутренним обогреваемым стержнем диаметром $d_1 = 10$ и 16 мм составляла 2 и 5 мм. Опыты проведены в диапазоне изменения массовой скорости ρw от 750 до 2000 кг/(м^2·с) и давления от 9,8 до 16,7 МПа. Опытные данные говорят о том, что в исследованном диапазоне изменения режимных параметров в кольцевых каналах сохраняются характерные для кризиса теплообмена второго рода закономерности. Здесь, так же как и в круглых трубах, в случае неорошаемой пленки наблюдается независимость $x^0_{\text{гр}}$ от плотности теплового потока. Однако длина вертикального участка графика $q = f(x)$ при сравнительно невысоких давлениях ($p < 10$ МПа) и $\rho w < 1500$ кг/(м^2·с) оказывается значительно короче, чем в круглых трубах. Это объясняется тем, что при указанных режимных параметрах кризис теплообмена второго рода наблюдается при относительно высоких значениях граничного паросодержания, а плотность критического теплового потока $q_{\text{кр}\,1}$ в кольцевых каналах с ростом x убывает более резко, чем в трубах [67]. Это обстоятельство приводит к сокращению вертикального участка $x^0_{\text{гр}} = \text{const}$ сверху. Кроме того, область режимных параметров, в которой отсутствует орошение микропленки каплями влаги, в кольцевых каналах уже, чем в трубах. Последнее связано с меньшей толщиной пристенного парового слоя, который оказывает основное сопротивление поперечному движению капель влаги

к стенке. В этих условиях выпадение капель на пленку начинается при более высоких значениях q, что и ограничивает длину вертикального участка снизу.

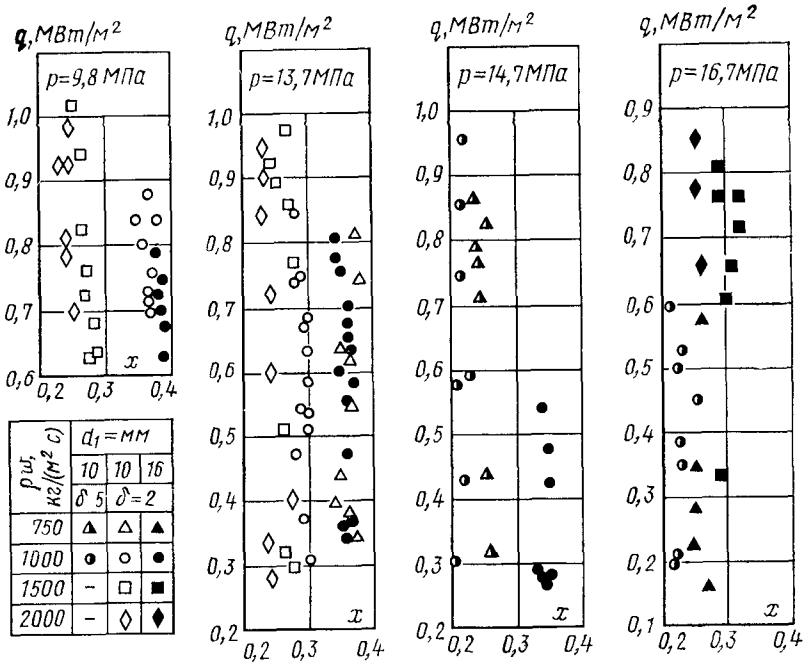


Рис. 12.10. Зависимость $q=f(x)$ в условиях кризиса второго рода при течении пароводяной смеси в кольцевых каналах

Авторы работы [67] приводят экспериментальные данные по граничным паросодержаниям для кольцевых каналов с диаметром внутреннего обогреваемого стержня $d_1=13{,}5$ мм и шириной щели $\delta=2{,}15$ мм, полученные при $p=6{,}9$ и 12,7 МПа *. Длина канала равна 3,5 и 7 м. Особое внимание в опытах уделялось обеспечению надежной центровки внутреннего стержня в корпусе-оболочке. Эксперименты показали, что при длине канала 3,5 м паросодержание в месте кризиса (граничное паросодержание) не зависит от плотности теплового потока, а определяется p и ρw, причем при исследованных параметрах $x^0_{\text{гр}}$ с ростом p и ρw убывает. В опытах с более длинным каналом ($L=7$ м) вертикальные участки графиков $q_{\text{кр}}=f(x)$ отсутствовали, а паросодержание в месте кризиса оказывалось выше, чем для канала длиной 3,5 м, и возрастало по мере уменьшения плотности теплового потока. Это обстоятельство объясняется тем, что на длинном канале высыхание пристенной жидкой

* Эти опытные данные получены *Т И Благоверстовой, С П Казновским, В И Михаем* и др

пленки вследствие малого значения q происходит в условиях орошения последней, поэтому кризис теплообмена второго рода смещается в область более высоких паросодержаний.

Так же как и в круглых трубах, влияние давления на значение $x^0_{гр}$ в кольцевых каналах неоднозначно. при низких давлениях с ростом p значение $x^0_{гр}$ возрастает, достигает максимума при $p=4{,}9$ МПа, а затем убывает (в круглых трубах максимум на кривой $x^0_{гр}=f(p)$ наблюдается при том же давлении).

С ростом ρw значение $x^0_{гр}$ уменьшается. Увеличение ширины щели δ от 2 до 5 мм приводит к незначительному уменьшению $x^0_{гр}$.

Как видим, качественное влияние режимных параметров на $x^0_{гр}$ в кольцевых каналах такое же, как и в круглых трубах, однако абсолютные значения граничных паросодсржании в кольцевых каналах с внутренним обогревом примерно в 1,5 раза ниже, чем в круглых трубах [141].

Для расчета $x^0_{гр}$ при течении пароводяной смеси в кольцевых каналах с внутренним обогревом авторы работы [67] рекомендуют формулу

$$(x^0_{гр})^2 \rho w (\nu'/\sigma)(\rho'/\rho'')^{0,5} = 6{,}6\cdot 10^{-3}[(8/d_1)(8/d_{экв})]^{0,3}, \qquad (12.6)$$

где отношения $(8/d_1)$ и $(8/d_{экв})$ — поправки на диаметр внутренней трубы и на эквивалентный диамегр соответственно.

§ 12.4. Температурный режим парогенерирующих труб и интенсивность теплоотдачи при ухудшенных режимах

Ухудшение теплоотдачи, наблюдающееся в условиях дисперсной структуры потока при достижении граничного значения паросодержания, обусловлено изменением физических свойств среды, омывающей стенку. До момента возникновения ухудшенного режима теплообмена стенка омывается жидкой пленкой, а после ее упаривания — паром. Так как скорость пара при таких больших паросодержаниях бывает достаточно высокой, то при этом обычно не наблюдается катастрофического подскока температуры стенки, который мог бы привести к разрушению трубы. При низких плотностях теплового потока скачок температуры стенки в момент упаривания пленки может исчисляться всего лишь несколькими градусами В аппаратах с паровым обогревом при любых значениях q температура стенки не может превышать температуру греющего пара, поэтому в данном случае ухудшение теплообмена на части поверхности обогреваемой секции влечет за собой снижение среднего значения коэффициента теплоотдачи и, следовательно, снижение производительности аппарата, но не может явиться причиной выхода его из строя.

В аппаратах, где тепловой поток задается независимо от интенсивности теплоотдачи (например, при радиационном или электрическом обогреве), при достижении граничного паросодержания температура стенки трубы может повыситься на десятки и даже сотни

градусов (рис. 12.11). При значительном повышении температуры существенно сокращается срок службы парогенерирующих труб, во-первых, из-за усиливающейся коррозии их поверхности и, во-вторых, вследствие пульсаций температуры стенки, которыми всегда сопровождается процесс упаривания пленки. При большой амплитуде

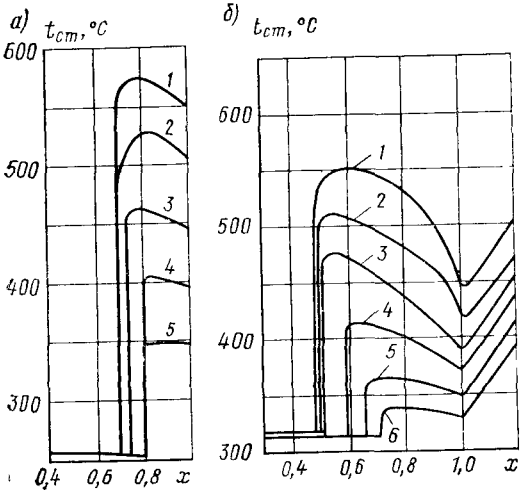


Рис. 12.11. Распределение температуры стенки по длине трубы в зависимости от паросодержания x [110]:

а — p=3,92 МПа, ρw=1200 кг/(м² с), *1* — q=1,05 МВт/м²; *2* — q=0,93 МВт/м²; *3* — q=0,7 МВт/м², *4* — q=0,58 МВт/м²; *5* — q=0,465 МВт/м², *б* — p=9,8 МПа, ρw=1400 кг/(м²·с); *1* — q=0,87 МВт/м², *2* — q=0,7 МВт/м², *3* — q=0,58 МВт/м², *4* — q=0,465 МВт/м², *5* — q=0,35 МВт/м², *6* — q=0,23 МВт/м²

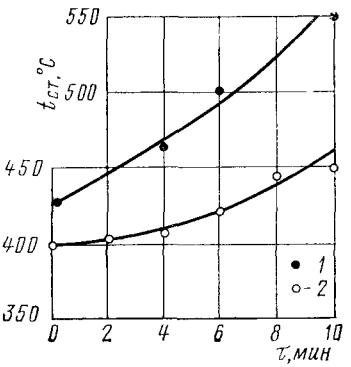


Рис. 12.12. Изменение температуры стенки трубы во времени в зоне резкого ухудшения теплообмена (p=14,7 МПа):

1 — q=0,58 МВт/м²; ρw=1590 кг/(м²·с); *2* — q=0,29 МВт/м², ρw=1500 кг/(м² с)

пульсаций происходит разрушение оксидных поверхностных пленок и в стенке трубы появляются усталостные трещины [195].

Пульсации температуры возникают как вследствие неупорядоченности движения ручейков жидкости и пара около стенки в пределах элемента трубы, на протяжении которого происходит упаривание пленки, так и вследствие периодических смещений (вверх и вниз по ходу потока) сечения, в котором паросодержание достигает значения $x_{гр}$. По опытным данным автора [142], полученным при $\rho w = 250 \div 1000$ кг/(м²·с), протяженность зоны пульсаций температуры зависит от массовой скорости, давления, плотности теплового потока и паросодержания на входе в трубу. В большинстве опытов она колебалась от 30 до 60 мм. Максимальная интенсивность пульсаций наблюдается в начале зоны ухудшенной теплоотдачи.

В режимах ухудшенного теплообмена возможно отложение солей на поверхности труб, что также приводит к возрастанию температуры стенки. На рис. 12.12 приведены кривые роста температуры

стенки трубы во времени на участке, в пределах которого происходит полное упаривание жидкой пленки [120]. Высокие темпы роста температуры стенки трубы во времени обусловлены увеличением термического сопротивления слоя накипи, образующейся в результате непрерывного отложения солей на поверхности трубы. В работе [120] опыты проводились на растворе Na_2SO_4 с концентрацией 1—1,5 г/л. Как видно из рис. 12.12, при уменьшении плотности теплового потока от 0,58 до 0,29 МВт/м^2, т. е. в два раза, скорость нарастания температуры стенки в зоне интенсивного солеотложения остается очень высокой. Следовательно, парогенератор не может (даже очень короткое время) работать на воде с большой концентрацией растворенных в ней солей, если в парогенерирующих трубах возможно превышение граничных значений паросодержания *.

В однофазном потоке предельная концентрация примесей, исключающая их выпадение в виде твердой фазы, однозначно определяется температурой стенки канала. При течении парожидкостной смеси кроме температуры стенки необходимо знать также массовую долю одной из фаз у стенки. Этот параметр, как правило, неизвестен, поэтому исследователи обычно экспериментально определяют предельное значение допустимой концентрации на входе в канал.

Авторы работы [107] предложили метод расчета предельной концентрации примесей, основанный на аналогии процессов переноса теплоты и массы в турбулентном двухфазном потоке. В соответствии с указанной предпосылкой предельная допустимая концентрация, исключающая выпадение примесей в виде твердой фазы, рассчитывается по известным значениям коэффициентов теплоотдачи в двухфазном потоке на всем протяжении парогенерирующего канала от начала поверхностного кипения до режима ухудшенной теплоотдачи. Авторы [107] показали, что расчетные и опытные значения предельной концентрации удовлетворительно согласуются в широком диапазоне изменения режимных параметров.

Значение температурного напора $\Delta t_{макс}$, устанавливающегося в момент наступления ухудшенного режима теплообмена, для данной жидкости зависит от плотности теплового потока q, массовой скорости ρw и давления p. Максимальный температурный напор $\Delta t_{макс}$ тем больше, чем выше плотность теплового потока. Из рис. 12.11, *б*, на котором представлены распределения температуры стенки по длине парогенерирующей трубы при различных значениях q, видно, что в этих условиях максимальный температурный напор при $q=0{,}87$ МВт/м^2 достигает ~ 230°С, в то время как при $q=23$ МВт/м^2 он равен всего лишь 25°С.

Более значительная зависимость $\Delta t_{макс}$ от q наблюдается при малых значениях ρw. Таким образом, чтобы избежать значительно-

---

* При работе на чистом конденсате переход к условиям ухудшенного теплообмена также вызывает скачкообразное повышение температуры стенки, однако в этом случае дальнейший ее рост во времени не наблюдается.

го подскока температуры стенки при упаривании жидкой пленки в парогенераторах, необходимо обеспечивать достаточно высокие значения ρw. В табл. 12.3 приведены значения $\Delta t_{макс}$, установленные при давлениях 9,8 и 14,7 МПа [45]. Как видно из таблицы, с увеличением p при прочих равных условиях $\Delta t_{макс}$ уменьшается.

Таблица 12.3. **Скачок температуры стенки $\Delta t_{макс}$ при возникновении режима ухудшенного теплообмена**

$q \cdot 10^{-5}$, Вт/м²	$\Delta t_{макс}$					
	ρw, кг/(м² с)			ρw, кг/(м² с)		
	1000	2000	3000	1000	2000	3000
	$p=9{,}8$ МПа			$p=14{,}7$ МПа		
2,32	60	25	15	45	18	10
4,65	210	90	52	160	65	35
7,00	415	180	180	310	130	70

В современных прямоточных паровых котлах и в некоторых других теплообменных устройствах плотность теплового потока может меняться по длине парогенерирующей трубы в несколько раз. Следовательно, при их проектировании нужно стремиться к тому, чтобы участки труб с паросодержанием, близким к $x^0_{гр}$, располагались в зоне наименьшего тепловосприятия.

В зоне ухудшенного теплообмена термодинамическое межфазовое равновесие нарушается, так как теплота, подводимая к потоку, расходуется здесь не только на испарение капель жидкости, но и на перегрев части пара. В зависимости от значений режимных параметров (ρw, p, q) соотношение между количествами теплоты, идущими на перегрев пара и на испарение жидкости, может меняться в широких пределах. Поэтому в этих условиях расчет паросодержания x по уравнению теплового баланса без учета теплоты, затраченной на перегрев пара, не дает истинного значения x, а коэффициенты теплоотдачи, определенные по равновесной температуре насыщения, могут оказаться много меньше их значений, вычисленных для эквивалентного массового расхода чистого пара.

Перегрев пара в зоне ухудшенного теплообмена увеличивается с ростом плотности теплового потока q и паросодержания x, но уменьшается при увеличении массовой скорости ρw.

Действительно, если паросодержание на входе в зону ухудшенного теплообмена $x^0_{гр}$, а на некоторой длине трубы в этой зоне испаряется масса жидкости ΔM, то

$$Q = Q_{пер} + Q_{исп} = (M'' + \Delta M)\, c''_p (t_{пер} - t_н) + \Delta M \cdot r, \qquad (12.7)$$

где Q — полное количество теплоты, подводимое к потоку; $Q_{пер}$ и $Q_{исп}$ — количества теплоты, пошедшие на перегрев пара и испарение жидкости соответственно; $t_{пер}$ — температура перегретого пара на выходе из зоны ухудшенного теплообмена; $t_н$ — температура по-

тока на входе в трубу, принимаемая равной температуре насыщения; M'' — секундный массовый расход пара через входное сечение; c_p'' — теплоемкость перегретого пара при постоянном давлении.

Из уравнения (12.7) видно, что при $Q=\text{const}$ с возрастанием массы испаряющейся жидкости ΔM перегрев пара должен уменьшаться. При $x=\text{const}$ с ростом массового расхода смеси увеличивается массовый расход каждой из фаз (M' и M''). Очевидно, что чем больше общее количество капель в потоке, тем больше будет ΔM, даже если исключить возможность выпадения капель на стенку трубы. Таким образом, с ростом ρw перегрев пара уменьшается как вследствие увеличения массы испаряющейся жидкости ΔM, так и вследствие увеличения массы пара M''.

Капли жидкости играют роль стоков теплоты, поэтому они оказывают существенное влияние на формирование температурного поля в потоке. С ростом ρw увеличивается турбулентность потока пара, поэтому капли жидкости глубже проникают в пристенный слой и тем самым в большей мере способствуют снижению температуры стенки трубы, а следовательно, и перегрева пара. Уменьшение перегрева пара означает, что обе фазы в потоке приближаются к взаимному равновесному сосуществованию.

Если капли жидкости выпадают на стенку трубы, то их испарение происходит не только в потоке перегретого пара, но и за счет теплоты, непосредственно передаваемой каплям от стенки. Перегрев пара при этом становится весьма малым. С возрастанием ρw при $q=\text{const}$ поток орошения увеличивается и все большее количество теплоты капли жидкости получают непосредственно от стенки трубы.

В условиях неравномерного обогрева трубы при достаточно сильном уменьшении плотности теплового потока в направлении движения парожидкостной смеси количество капель, выпадающих на стенку, увеличивается настолько, что при определенных соотношениях между q и ρw это может привести к восстановлению столь же высокой интенсивности теплообмена, какая наблюдается при $x<x^0_{\text{гр}}$.

Экспериментальные данные, полученные при исследовании температурного режима парогенерирующих труб в области ухудшенного теплообмена, говорят о том, что при фиксированном давлении изменение температуры стенки по ходу движения парожидкостной смеси зависит от соотношения между значениями ρw и q. При больших значениях массовой скорости [$\rho w>2000$ кг/(м$^2\cdot$с)] температура стенки после резкого скачка практически сразу начинает понижаться. В интервале изменения ρw от $\sim$700 до 2000 кг/(м$^2\cdot$с) температура стенки после скачка продолжает сначала увеличиваться, а затем, как и в первом случае, понижаться (см. рис. 12.11).

При малых скоростях смеси [$\rho w<700$ кг/(м$^2\cdot$с)] возможны режимы, при которых на всем протяжении зоны ухудшения теплообмена происходит повышение температуры стенки трубы. На рис. 12.13 показаны распределения температуры стенки по длине парогенерирующей трубы при $\rho w=700$ кг/(м$^2\cdot$с) (a) и при $\rho w=$

$=500$ кг/(м^2·с) (*б*) [194]. Из графика рис. 12.13, *б* видно, что в условиях данного эксперимента во всем интервале изменения плотности теплового потока температура стенки в зоне ухудшенного теплообмена непрерывно растет при $\rho w = 500$ кг/(м^2·с).

На рис. 12.14 опытные данные тех же авторов представлены в виде зависимости коэффициента теплоотдачи α от массового паросодержания x. Значения коэффициентов теплоотдачи при этом рассчитывались по температуре насыщения.

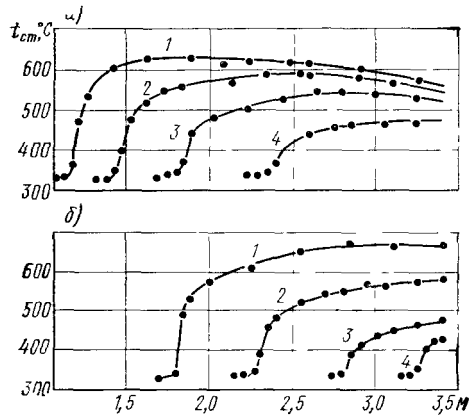


Рис. 12.13. Распределение температуры стенки по длине трубы (пароводяная смесь, $p = 13{,}7$ МПа):

а — *1* — $Q = 60$ кВт; *2* — $Q = 50$ кВт; *3* — $Q = 40$ кВт; *4* — $Q = 30$ кВт, *б* — *1* — $Q = 48$ кВт; *2* — $Q = 37$ кВт; *3* — $Q = 28$ кВт, *4* — $Q = 24$ кВт

Рост температуры стенки на некоторой длине трубы после возникновения ухудшенного режима теплоотдачи в условиях неравновесного потока свидетельствует о том, что повышение интенсивности теплообмена вследствие возрастания скорости смеси при увеличении x на этом участке не компенсирует нарастания перегрева пара. Длина участка трубы, на протяжении которой наблюдается повышение температуры стенки, зависит не только от ρw, но и от q. С ростом последней протяженность рассматриваемого участка уменьшается.

Так как при высоких значениях ρw неравновесность потока невелика, то в этих условиях коэффициент теплоотдачи с достаточной точностью можно рассчитывать по температуре насыщения и, следовательно, понижение температуры стенки трубы свидетельствует здесь об увеличении коэффициента теплоотдачи с ростом x. В условиях неравновесного потока эти коэффициенты, рассчитанные по температуре насыщения, не дают действительного представления об интенсивности теплообмена при ухудшенных режимах. В этих условиях правильнее рассчитывать α по среднемассовой действительной температуре потока. Зависимость α от x, представленную на рис. 12.14, *в*, не следует понимать как утверждение снижения интенсивности теплообмена по ходу потока. Этот график свидетельствует лишь о том, что в данном случае разность между температурой насыщения и среднемассовой температурой потока с ростом x увеличивается.

Теоретический расчет истинных значений температуры потока и стенки трубы, паросодержания или коэффициента теплоотдачи в зоне ухудшенного теплообмена весьма сложен. Несмотря на то, что в последние годы появились работы, в которых сделаны до-

вольно успешные попытки в этом направлении, в настоящее время интенсивность теплообмена в диапазоне паросодержаний от $x^0_{гр}$ до $x=1$ рассчитывается по эмпирическим формулам. Например, для расчета α можно использовать формулу [110]

$$Nu''=0{,}023\,(Re'')^{0,8}\,Pr_{ст}^{0,8}\times$$

$$\times[x+(\rho''/\rho')(1-x)]^{0,8}y, \qquad (12.8)$$

где $Nu''=\alpha d/\lambda''$; $Re''=wd/\nu''$; $Pr_{ст}$ — критерий Прандтля для сухого насыщенного пара при температуре стенки.

В этой формуле коэффициент y определяется по зависимости

$$y=1-0{,}1\,\{[(\rho'/\rho'')-1](1-x)\}^{0,4}.$$

Формула (12.8) построена в предположении, что в парожидкостном потоке обе фазы находятся в термодинамическом равновесии при температуре насыщения. Такое предположение справедливо только при достаточно больших значениях ρw. Поэтому по этой формуле нельзя определять коэффициенты теплоотдачи при $\rho w<700\div800$ кг/(м²·с). Рассчитанные по зависимости (12.8) значения α возрастают с увеличением паросодержания потока.

При малых значениях ρw для расчета α в области ухудшенных режимов теплообмена при течении пароводяной смеси автор работы [142] рекомендует формулу

$$\alpha_{ух}=1{,}16\left[\frac{12{,}5+0{,}025\rho w}{(x+0{,}001)-x_{ух}}-\right.$$

$$\left.-(4650-8\rho w)(x-x_{ух})+1240\right], \qquad (12.9)$$

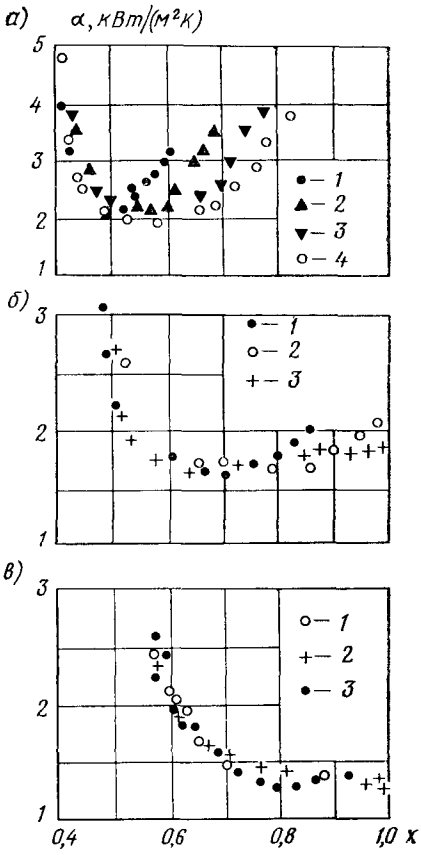


Рис. 12.14. Зависимость α от x в зоне ухудшенного теплообмена при $\rho w=1000$ кг/(м²·с) (*а*), $\rho w=700$ кг/(м²·с) (*б*), $\rho w=500$ кг/(м²·с) (*в*), $p=13{,}7$ МПа:

а — 1, 2, 3, 4 — q=313, 371; 476; 592 кВт/м² соответственно, *б — 1, 2, 3 — q*=337, 429; 568 кВт/м² соответственно; *1, 2, 3 — q*= =127, 244; 418 кВт/м² соответственно

где $x_{ух}$ — паросодержание, при котором наступает режим ухудшенного теплообмена (выбирается по табл. 12.4); x — переменное паросодержание; ρw — массовая скорость, кг/(м²·с); $\alpha_{ух}$ — коэффициент теплоотдачи в закризисной области, Вт/(м²·К).

Формула (12.9) применима в очень узком интервале изме-

нения режимных параметров: при p от 7 до 14 МПа, $\rho w = 350 \div 700$ кг/(м^2·с), $q = 0{,}23 \div 0{,}58$ МВт/м^2, внутреннем диаметре трубы 10 мм, при паросодержаниях $x_{ух} < x < 1{,}0$. Точность расчета $\alpha_{ух} = \pm 25\%$.

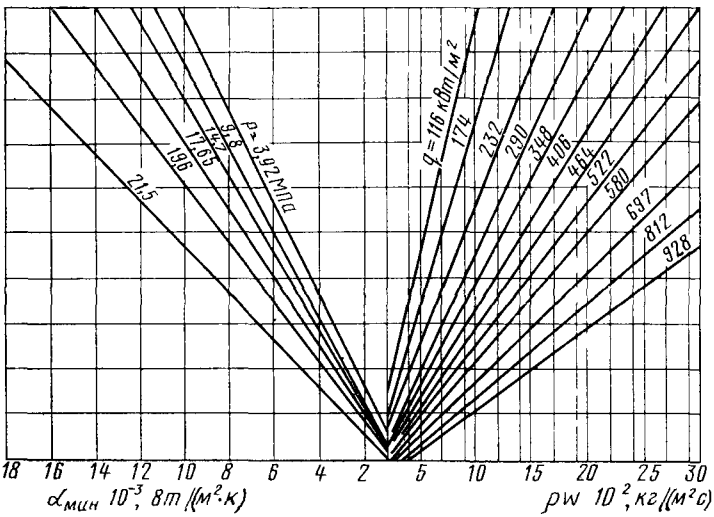


Рис. 12.15. Коэффициенты теплоотдачи от стенки к пароводяному потоку в области ухудшенного теплообмена ($x > x^0_{гр}$)

Минимальное значение коэффициента теплоотдачи в области ухудшенного режима теплообмена для пароводяного потока, движущегося в вертикальных трубах, в интервале p от 3,9 до 21,5 МПа при изменении ρw от 200 до 3000 кг/(м^2·с) можно определять также по графику, представленному на рис. 12 15 [195].

Как уже отмечалось, в процессе упаривания жидкой пленки могут возникать значительные пульсации температуры поверхности трубы, являющиеся причиной появления усталостных трещин Поэтому в целях повышения срока службы и надежности работы парогенерирующих труб рекомендуется не допускать разности температур между стенкой и средой в зоне ухудшенного теплообмена более чем 80°С. Массовые скорости ρw потока, обеспечивающие эту разность температур, могут быть выбраны по графику, приведенному на рис. 12.16 [195].

В горизонтальных трубах под действием массовых сил жидкая фаза неравномерно распределяется по сечению, поэтому среднее значение коэффициента теплоотдачи в зоне ухудшенного теплообмена в горизонтальных трубах оказывается ниже, чем в вертикальных. Однако для труб малого диаметра влиянием массовых сил можно пренебречь и значения коэффициента теплоотдачи для них

Таблица 12.4. **Значения $x_{ух}$ и $\Delta t_{макс}$ в зависимости от p, ρw, q и $x_{вх}$** [142]

p, МПа	ρw, кг/(м² с)	q, МВт/м²	Массовое паросодержание		Максимальная амплитуда колебаний температуры $\Delta t_{макс}$, °С
			$x_{ух}$	$x_{вх}$	
13,7	350	0,48	0,80	0,25	12,5
	350	0,51	0,72	0,26	11,0
	350	0,61	0,67	—0,48	9,5
	350	0,70	0,66	—0,10	21,5
	350	0,79	0,72	0,30	17,0
	350	0,79	0,72	0,30	18,5
13,7	690	0,39	0,40	0,15	12,0
	700	0,60	0,46	—0,10	16,0
	690	0,86	0,53	—0,29	15,5
	690	0,86	0,53	—0,29	14,0
	690	0,86	0,53	—0,29	11,0
	690	0,86	0,53	—0,29	14,5
	700	0,94	0,48	—0,48	13,0
13,7	1000	0,58	0,33	0,09	18,5
	1000	0,58	0,33	0,09	14,5
	1000	0,58	0,33	0,09	19,0
	1000	0,70	0,39	—0,02	18,0
	1000	0,73	0,39	—0,06	15,5
	1000	0,81	0,39	—0,07	15,5
9,8	700	1,07	0,62	—0,13	23,0
	700	1,28	0,62	—0,21	18,5
	700	1,34	0,59	—0,27	19,0

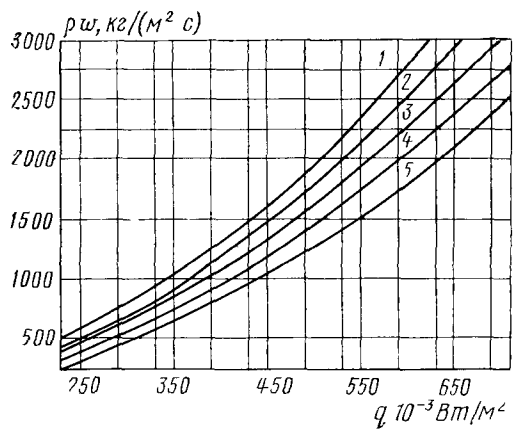


Рис. 12.16. Массовые скорости потока, обеспечивающие разность температур между стенкой и средой до 80°:

1, 2, 3, 4, 5 — p=3,92, 9,8, 14,7, 17,6, 19,6 МПа

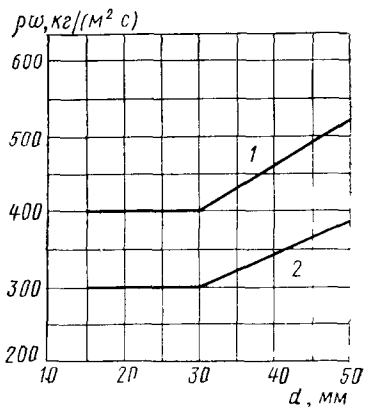


Рис. 12.17. Минимальные массовые скорости потока в горизонтальных трубах

1 — радиационная поверхность *2* — конвективная поверхность

принимать такими же, как и в вертикальных трубах. Для горизонтальных труб, диаметр которых больше 20 мм, приближенное значение минимального коэффициента теплоотдачи в зоне ухудшенного теплообмена можно рассчитать по формуле [195]

$$\alpha_{гор} = \alpha_{верт}(0{,}02/d).$$

В целях повышения надежности и долговечности работы горизонтальных и малонаклонных труб (угол наклона $<10°$) массовые скорости $\rho\omega$ в зоне ухудшенной теплоотдачи должны приниматься не ниже значений, определяемых графиком, представленным на рис. 12.17.

§ 12.5. Интенсификация теплообмена при ухудшенных режимах теплоотдачи

Хотя в момент кризиса теплообмена температура стенки обычно не превышает допустимых значений, тем не менее возникающие при этом пульсации температуры и появление вследствие этого усталостных трещин в стенке трубы заставляют искать возможности интенсификации теплообмена в закризисной области (при $x > x^0_{гр}$, $x_{гр}+$). В § 12.1 было показано, что применение капиллярно-пористых покрытий в ряде случаев позволяет существенно повысить значение граничного паросодержания $x^0_{гр}$, т. е. расширить область бескризисных режимов.

Наряду с применением сеток, образующих на теплоотдающей поверхности пористую структуру, возможны и другие способы повышения коэффициентов теплоотдачи в зоне ухудшенного теплообмена. Здесь имеется в виду интенсификация процессов обмена в пристенной области течения, в которой сосредоточено основное термическое сопротивление.

Одним из таких способов является создание искусственной шероховатости с высотой выступов, не выходящих за пределы пристенного слоя.

Исследований в этой области пока очень мало. Краткий обзор выполненных работ сделан авторами [214] Основной вывод из этого обзора сводится к следующему создание искусственной шероховатости либо путем отложения солей на теплоотдающей поверхности, либо механическим способом, например с применением различного рода винтовых нарезок, позволяет снизить температуру стенки канала на 100—150°С, а интенсивность теплообмена повысить в 2—6 раз.

Так, Нишикава и другие * провели опыты с кольцевыми каналами, на внутренней поверхности которых были сделаны 1- и 12-заходные винтовые нарезки с шагом от 6,43 до 7,32 мм и высотой 0,39—0,64 мм. Эксперименты показали, что использованные виды нарезок существенно изменили критическое паросодержание и температурный режим канала в закризисной области. Например, в опыте при условиях $p=20{,}6$ МПа, $\rho\omega=627\div727$ кг/(м$^2\cdot$с), $q=$

---

* Ссылки на оригинальные источники приведены в обзоре авторов работы [214]

$=462 \div 470$ кВт/м^2 температура стенки в экстремуме изменилась от 670°С для гладкой стенки до 420°С для шероховатой, а для условий $p=18{,}6$ МПа, $\rho w=624 \div 748$ кг/(м^2·с), $q=462 \div 470$ кВт/м^2 — от 660 до 475° С. При этом температурный напор в первом случае изменился в 6 раз, во втором — в 2,5 раза.

Авторы работы [214] провели опыты с трубкой диаметром 8 мм общей длиной 2670 мм В середине трубки был вварен участок с шероховатой поверхностью. Длина обогреваемой части гладкой поверхности равна 706 мм, а шероховатой — 404 мм. Шероховатая часть трубки была выполнена в виде однозаходной треугольной резьбы с высотой выступов 45 мкм и шагом 450 мкм. На рис. 12.18 показаны распределения температуры наружной поверхности стенки трубы по длине обогреваемого участка при $p=$ $=13{,}7$ МПа. В этих опытах поток сначала проходил гладкий участок, а затем попадал в шероховатый. Из рисунка видно, что при больших плотностях тепловых потоков и больших паросодержаниях кризис теплообмена может одновременно возникать на обеих частях трубки. Однако температура стенки с шероховатой поверхностью существенно ниже по сравнению с гладкой.

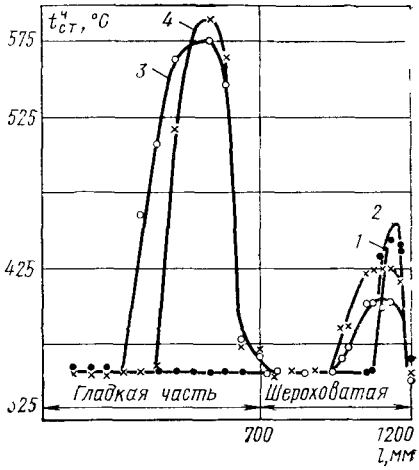


Рис. 12.18. Распределение температуры стенки по длине экспериментального участка [$p=13{,}7$ МПа, $\rho w=1000$ кг/(м^2·с)]:

$1-q=680$ кВт/м^2, $x_{вх}=0{,}1$, $x^{ш}_{гр}=0\,55$, $2-q=750$ кВт/м^2, $x_{вх}=0\,12$, $x^{ш}_{гр}=0\,63$, $3-q=625$ кВт/м^2, $x_{вх}=0{,}35$, $x^{гл}_{гр}=0{,}47$, $x^{ш}_{вх}=0{,}62$, $x^{ш}_{гр}=0{,}72$, $4-q=687$ кВт/м^2, $x_{вх}=0\,29$, $x^{гл}_{гр}=0\,44$, $x^{ш}_{вх}=0\,58$, $x^{ш}_{гр}=0\,71$

Обработка экспериментальных данных в координатах $x_{гр}=f(x_{вх})$ показала, что эти опыты проведены в условиях, когда граничное паросодержание зависит от $x_{вх}$, а $x_{гр}$ для гладкой и шероховатой частей трубки оказывалось одинаковым. Такая же картина наблюдалась и во второй серии опытов, в которой шероховатый участок располагался в начале (рис. 12.19).

Следовательно, использованная авторами работа [214] шероховатость не повлияла на значения граничного паросодержания, однако значительно облегчила температурные условия работы парогенерирующей трубы. Из рис. 12,19, *а, б* видно, что в различных условиях данная шероховатость обеспечивает повышение коэффициента теплоотдачи в 1,5—3 раза.

С повышением давления эффективность шероховатости падает Влияние шероховатости увеличивается с ростом массовой скоро-

сти. Так, в условиях $p=16{,}7$ МПа, $q=600$ кВт/м^2 и $\rho w=1250$ кг/(м^2·с) температура стенки в экстремальной точке на гладкой поверхности $t_{кр}^{гл}=483$°С, а на шероховатой $t_{ст}^{ш}=400$°С, т. е. температурный напор снижался в 3,14 раза. Эффективность шероховатости тем больше, чем больше плотность теплового потока.

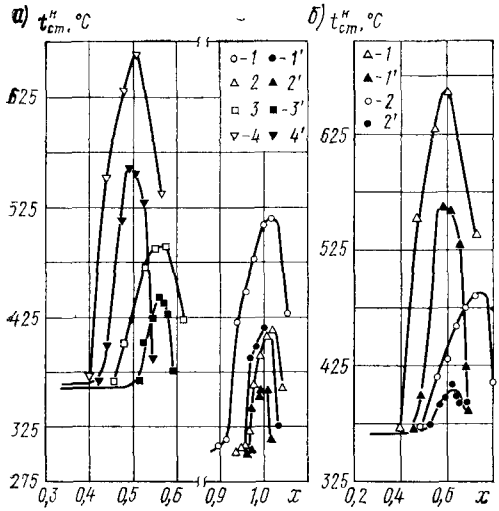


Рис. 12.19. Зависимость $t_{ст}^{н}$ от x:

1, 2, 3, 4 — гладкая стенка; *1′, 2′, 3′, 4′* — шероховатая стенка: *а* — $\rho w=750$ кг/(м^2·с): *1, 1′* — $p=6{,}85$ МПа; $q=600$ кВт/м^2; *2, 2′* — $p=6{,}85$ МПа; $q=400$ кВт/м^2; *3, 3′* — $p=16{,}7$ МПа, $q=400$ кВт/м^2; *4, 4′* — $p=16{,}7$ МПа, $q=600$ кВт/м^2; *б* — $p=16{,}7$ МПа, $q=600$ кВт/м^2: *1, 1′* — $\rho w=750$ кг/(м^2·с); *2, 2′* — $\rho w=1250$ кг/(м^2·с)

Опыты, проведенные в условиях неравномерного по длине канала тепловыделения (по закону косинуса), показали, что закон распределения плотности теплового потока не влияет на значения граничного паросодержания [215].

Таким образом, поверхности с искусственной шероховатостью оказались весьма эффективными с точки зрения интенсификации теплообмена в закризисной области, однако для установления оптимального профиля шероховатости опытных данных пока недостаточно. Необходимо исследовать также и другие формы воздействия на процессы обмена в пристенной области. Например, в однофазных средах успешно работают поверхности типа конфузор-диффузор, создающие знакопеременное по ходу потока поле давления.

ГЛАВА 13
ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛООБМЕНА И КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ ПРИ КИПЕНИИ РАСТВОРОВ И СМЕСЕЙ

§ 13.1. Особенности механизма процесса теплообмена при кипении растворов и смесей

При кипении растворов нелетучих веществ и смесей взаимно растворимых жидкостей зависимость коэффициента теплоотдачи от режимных параметров и свойств раствора (смеси) значительно сложнее, чем при кипении однокомпонентных жидкостей. Например, при кипении однокомпонентных жидкостей коэффициент теплоотдачи с ростом давления непрерывно увеличивается. При кипении раствора вид функции $\alpha=f(p)$ зависит от его концентрации. Из

кривых рис. 13.1, построенных по опытным данным авторов [109], видно, что при концентрации $c=50\%$ коэффициент теплоотдачи к кипящему водному раствору LiBr непрерывно уменьшается при увеличении давления от 4,0 до 100 кПа. При $c=25\%$ этот эффект выражен слабее, а при $c=10\%$ уменьшение α наблюдается только при давлениях, меньших 50 кПа. При $p>50$ кПа зависимость α от p для данного раствора оказывается такой же, как и при кипении однокомпонентных жидкостей. Аналогичные результаты получены в работе [109] и при кипении раствора LiCl.

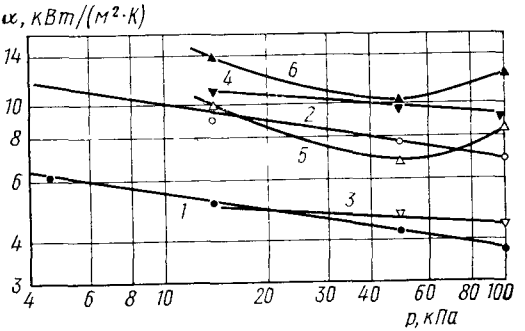


Рис. 13.1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от давления при кипении водного раствора LiBr в большом объеме [109]:

1 — $c=50\%$ масс., $q=53{,}5\div57$ кВт/м²; *2* — $c=50\%$, $q=134$ кВт/м²; *3* — $c=25\%$, $q=53{,}5$ кВт/м², *4* — $c=25\%$, $q=134$ кВт/м²; *5* — $c=10\%$, $q=90$ кВт/м²; *6* — $c=10\%$, $q=140$ кВт/м²

При прочих равных условиях коэффициент теплоотдачи к кипящему раствору α меньше коэффициента теплоотдачи при кипении чистого растворителя $\alpha_р$, а соотношение между α и $\alpha_р$ зависит от свойств раствора, его концентрации, плотности теплового потока, давления и других факторов. Как видно из рис. 13.2, зависимость $\alpha=f(c)$ для таких растворов, как KBr, NaCl, LiCl, представляет собой непрерывно убывающую с ростом концентрации растворенного вещества функцию (разумеется, это справедливо в пределах исследованного диапазона изменения концентрации). При кипении растворов NaOH, $NaNO_3$ и Na_2CO_3 кривые $\alpha=f(c)$ проходят через минимум, резко выраженный для раствора NaOH и значительно слабее для растворов $NaNO_3$ и Na_2CO_3.

При кипении смесей жидкостей, не образующих азеотропных составов, зависимость α от концентрации низкокипящего (НК) компонента смеси $c'_{нк}$ имеет один экстремум — минимум (рис. 13.3, *а*, *б*, *в*, *г* и 13.4, *а*, *б*)*. При этом коэффициент теплоотдачи α смеси может быть в несколько раз меньше его аддитивного значения

$$\alpha_{ад}=\alpha_{нк}c'_{нк}+\alpha_{вк}(1-c'_{нк}).$$

Здесь $\alpha_{нк}$ и $\alpha_{вк}$ — коэффициенты теплоотдачи при кипении чистых НК- и ВК-компонентов при давлении смеси.

При кипении азеотропных смесей на кривой $\alpha=f(c'_{нк})$ можно наблюдать несколько экстремальных точек — максимум в районе

* На приведенных рисунках и в дальнейшем в этой главе символами c и $c_{нк}'$ обозначены исходные, т. е. вдали от поверхности раздела фаз (поверхности пузыря), концентрации растворенного вещества в растворе и низкокипящего (НК) компонента в жидкой фазе смеси соответственно.

концентрации азеотропного состава $c_{аз}$ и два минимума, соответственно слева и справа от $c_{аз}$ (рис. 13.4, *в*). Вид кривых $\alpha = f(c'_{нк})$ для азеотропных смесей существенно зависит от свойств компонентов смеси и плотности теплового потока. Для данной смеси зависимости $\alpha = f(c'_{нк})$ при различных значениях q могут быть принципиально различными (кривые *1* и *4* на рис. 13.4, *г*). Показатель степени при q в уравнении $\alpha \sim q^n$ для бинарных смесей также зависит от концентрации. Например, при кипении смеси вода — аммиак [204] значение n с ростом концентрации аммиака сначала уменьшается от 0,7 до 0,55, а затем вновь увеличивается до 0,7 при кипении второго чистого компонента.

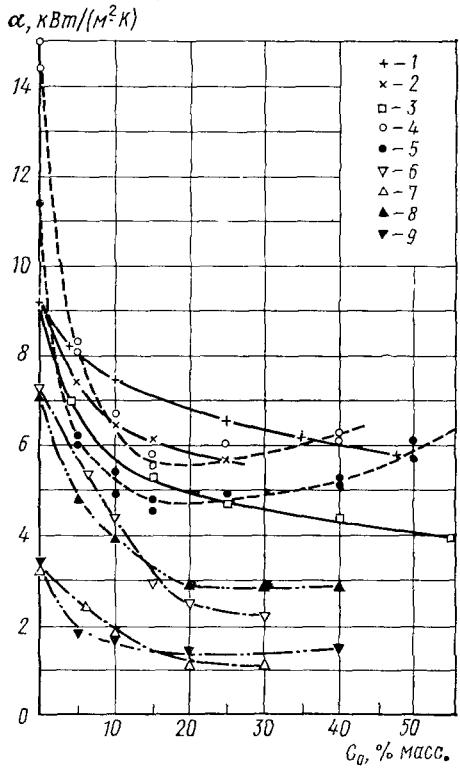


Рис. 13.2. Зависимость α от c при кипении водных растворов в большом объеме:

1, 2, 3 — соответственно KBr, NaCl, LiCl (q = =95 кВт/м², p=1,6·10⁵ Па [6]); *4, 5* — NaOH (q=125 и 77 кВт/м², p=1,0 10⁵ Па [155]), *6, 7* — Na_2Co_3 (q=51,7 и 13,8 кВт/м², p= =1,0 10⁵ Па), *8, 9* — $NaNO_3$ (q=51,7 и 13,8 кВт/м², p=1,0 10⁵ Па [227]

Сложный характер зависимостей $\alpha = f[c(c'_{нк}), q, p]$ при кипении растворов и смесей нельзя объяснить только изменением их теплофизических свойств с ростом концентрации одного из компонентов. Причину столь сложного вида этих зависимостей следует искать в особенностях процесса кипения и механизма переноса теплоты, обусловленных наличием в жидкости растворенного вещества. Одна из этих особенностей заключается в том, что у поверхности растущих на греющей стенке паровых пузырей формируется концентрационный пограничный слой (к.п.с.) с большей концентрацией нелетучего вещества или высококипящего (ВК) компонента смеси у поверхности пузыря по сравнению с их концентрациями в основном объеме жидкости. Повышение концентрации ВК-компонента у поверхности пузыря обусловлено преимущественным переходом в паровую фазу НК-компонента, а при кипении растворов в паровую фазу переходит практически только растворитель. Таким образом, в пределах к.п.с. концентрация раствора (смеси) изменяется от максимального значения

у поверхности пузыря $c_п$ до их исходных концентраций. Возникающие в неоднородном концентрационном поле градиенты химических потенциалов $\operatorname{grad}\mu_i > 0$ вызывают встречные потоки компонентов раствора (смеси) в направлении нормали к поверхности раздела

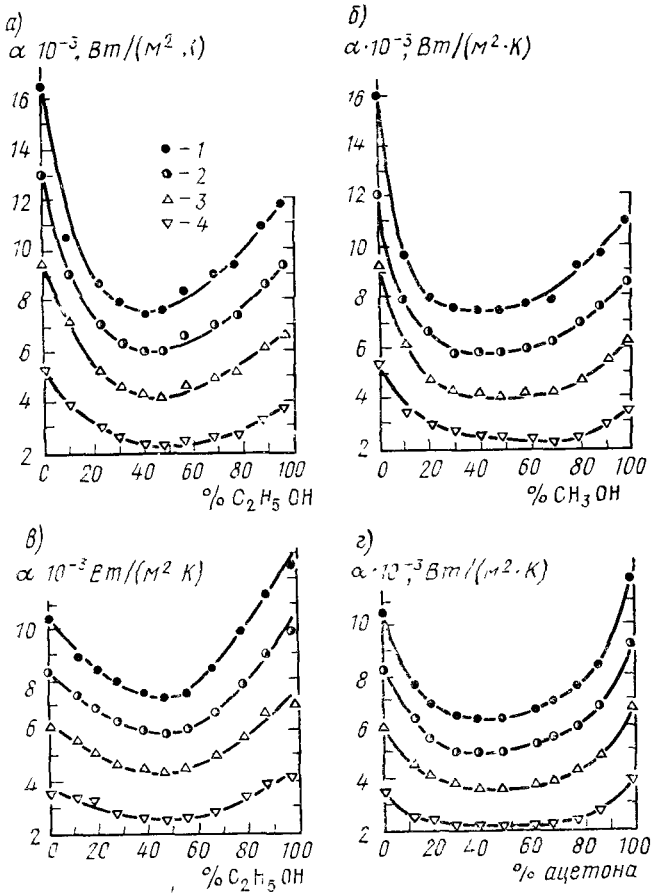


Рис. 13.3. Зависимость α от $c'_{нк}$ при кипении смесей, не образующих азеотропов, в большом объеме ($p = 1{,}0 \cdot 10^5$ Па) [33]:

а — этанол — вода, *б* — метанол — вода, *в* — этанол — бутанол, *г* — ацетон — бутанол, *1* — $q = 232$ кВт/м², *2* — $q = 174$ кВт м², *3* — $q = 116{,}3$ кВт/м², *4* — $q = 58{,}2$ кВт/м²

фаз. Например, вследствие того что $c_п > c$, частицы растворителя движутся к поверхности пузыря, а частицы растворенного вещества — из к.п.с. в глубь раствора. Такая относительно простая картина наблюдается при отсутствии или слабо выраженном эффекте термодиффузии. Аналогичная картина наблюдается и при кипении смесей.

С повышением концентрации нелетучего вещества в растворе или ВК-компонента смеси температура насыщения у поверхности пузыря $t_{нш}$ оказывается больше температуры насыщения раствора (смеси) исходного состава $t_н$, соответственно $\Delta t_н = t_{нш} - t_н$. Следова-

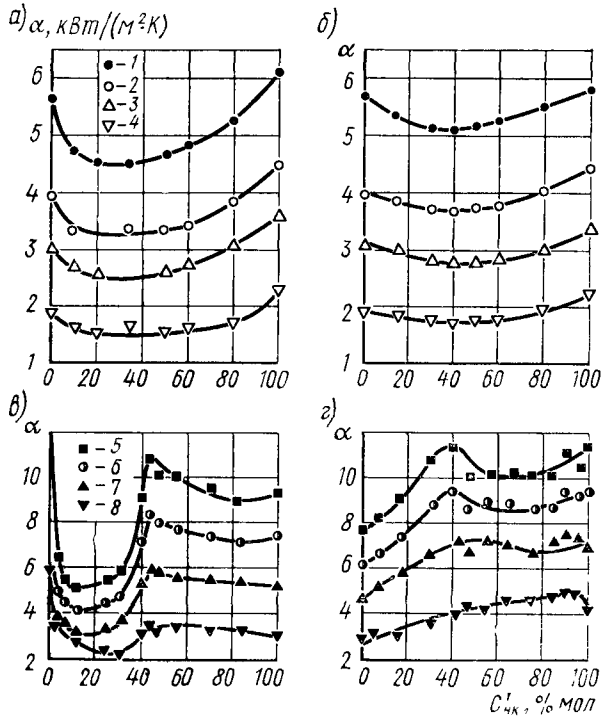


Рис. 13.4. Зависимость α от $c'_{нк}$ при кипении неазеотропных (*а*, *б*) [18] и азеотропных (*в*, *г*) [34] смесей (p=0,1 МПа):

а — н-пропанол — н-амиловый спирт; *б* — н-бутаиол — н-амиловый спирт, *в* — н-пропанол — вода; *г* — этанол — бензол; *1* — q=105 кВт/м², *2* — q=70 кВт/м²; *3* — q=52 кВт/м²; *4* — q=29 кВт/м², *5* — q=232 кВт/м², *6* — q=174,4 кВт/м²; *7* — q=116,3 кВт/м²; *8* — q=58,2 кВт/м²

тельно, при испарении раствора (смеси) в паровой пузырь радиусом R разность температур жидкости у поверхности пузыря и в основном объеме должна быть определена в виде суммы двух составляющих $(\Delta t_ж) = \Delta t + \Delta t_н$, одна из которых Δt обусловлена эффектами Лапласа и Томсона, а другая $\Delta t_н$ — обогащением раствора нелетучим веществом или смеси ВК-компонентом у поверхности пузыря.

При кипении однокомпонентных жидкостей или азеотропной смеси с концентрацией азеотропного состава $c_{аз}$ значение $\Delta t_н = 0$.

Повышение температуры кипения в зоне зарождения и роста паровых пузырей приводит к снижению истинного перегрева жидкости у теплоотдающей поверхности и соответственно к уменьше-

нию числа активных зародышей паровой фазы, скорости роста и частоты отрыва паровых пузырей [203, 231]. Например, по данным автора [231], при кипении смесей вода — бутиловый спирт и вода — метилэтилкетон скорость роста паровых пузырей была в 4—5 раз, а частота отрыва в 1,5—3 раза меньше, чем при кипении чистого НК-компонента. Разумеется, столь резкое уменьшение $w_п$ и f в условиях $\Delta t_н > 0$ обусловлено не только снижением истинного перегрева жидкости, но и дополнительным сопротивлением инвазии пара в паровые пузыри вследствие протекания в концентрационном пограничном слое диффузионных процессов.

Так как интенсивность теплообмена при кипении непосредственно связана с внутренними характеристиками процесса парообразования, то при прочих равных условиях α при $\Delta t_п > 0$ должен быть меньше значения α_0, которое установилось бы при $\Delta t_н = 0$, т. е. в случае, если бы раствор или смесь кипели как однокомпонентные жидкости. Именно в результате депрессирующего воздействия к.п.с. α при кипении растворов меньше, чем при кипении чистого растворителя. Соотношения, устанавливающиеся между α, $\alpha_{вк}$ и $\alpha_{нк}$, при кипении смесей подчиняются более сложным закономерностям, которые будут рассмотрены ниже.

Значение $\Delta t_н$ зависит от разности концентраций в пределах к.п.с Δc, а также от крутизны кривой, определяющей вид функции температуры насыщения раствора (смеси) от концентрации. При одинаковом Δc значение $\Delta t_н$ будет тем больше, чем больше производная $dt_н/dc$. Если производная $dt_н/dc$ характеризует свойства раствора (смеси), то Δc зависит не только от свойств последних, но и от режимных параметров, при которых происходит процесс кипения. Так, Δc возрастает с ростом массовой скорости испарения J_0, которая, в свою очередь, пропорциональна плотности теплового потока q. Следовательно, $\Delta c \sim q$. С ростом коэффициента диффузии D разность концентраций в к.п.с. уменьшается. Наложение турбулентного обмена на процесс молекулярной диффузии также способствует снижению Δc, поэтому при проведении процесса в условиях вынужденного движения с ростом скорости w разность концентраций Δc уменьшается.

Рассмотрев процесс формирования нестационарного концентрационного слоя в полубесконечной области раствора нелетучего вещества, авторы работы [183] получили выражение для повышения концентрации на границе раздела фаз

$$\Delta c = 1{,}1284 J_0 \sqrt{\tau / D}. \qquad (13.1)$$

При выводе принято, что в момент времени $\tau = 0$ раствор находится в равновесии с паром растворителя. В момент времени $\tau > 0$ раствор начинает испаряться с плоской поверхности раздела фаз с постоянной массовой скоростью J_0. Для простоты рассмотрен процесс «чистой диффузии».

Из уравнения (13.1) видно, что Δc пропорциональна J_0 в первой степени и обратно пропорциональна $\sqrt{D}$. Следовательно, процесс

переноса массы вещества, обусловленный испарением, оказывает большее влияние на Δc, чем процесс переноса молекулярной диффузией.

При кипении смесей весьма важной характеристикой процесса является неравенство составов паровой и жидкой фаз $\Delta c_{нк}=c''_{нк}-c'_{нк}$. Здесь $c''_{нк}$ — концентрация НК-компонента в паровой фазе. Очевидно, что чем больше абсолютное значение $\Delta c_{нк}$, тем интенсивнее испаряется НК-компонент по сравнению с ВК-компонентом и, следовательно, тем больше депрессирующее воздействие к.п.с.

Таким образом, в общем случае $\Delta t_н$ является функцией многих переменных, характеризующих термодинамические и теплофизические свойства кипящих многокомпонентных систем, а также условия проведения опытов. Например, при кипении смесей

$$\Delta t_н = f\left(c''_{нк},\ \mathrm{d}t_к/\mathrm{d}c'_{нк},\ \Delta c_{нк},\ D,\ q,\ p,\ w,\ldots\right). \qquad (13.2)$$

§ 13.2. Теплообмен при кипении смесей

В гл. 6 показано, что число действующих на единице площади поверхности центров парообразования, а вместе с этим и интенсивность теплообмена при кипении в значительной мере зависят от минимального радиуса кривизны зародыша паровой фазы, в который может испаряться жидкость при данном ее перегреве. Если бы при кипении смеси ее температура насыщения в пределах к.п.с. не менялась, т. е. смесь с присущими ей остальными теплофизическими и термодинамическими свойствами кипела как однокомпонентная жидкость, то минимальный (критический) радиус зародыша паровой фазы приближенно можно было бы определить из уравнения (6.8):

$$(R_{кр})_0 \approx (2\sigma T_н)/(r\rho''\Delta t). \qquad (13.3)$$

В реальных условиях ($\Delta t_н > 0$) истинный перегрев жидкости оказывается меньше Δt, следовательно, критический радиус кривизны зародыша паровой фазы $(R_{кр})_{см}$ больше $(R_{кр})_0$. Очевидно, что отношение $(R_{кр})_{см}/(R_{кр})_0$ находится в прямой зависимости от отношения разностей температур жидкости у поверхности пузыря и в основном объеме при $\Delta t_н > 0$ и в условиях $\Delta t_н = 0$, т. е.

$$(R_{кр})_{см}/(R_{кр})_0 \sim (\Delta t + \Delta t_н)/\Delta t = 1 + \Delta t_н/\Delta t. \qquad (13.4)$$

Воспользовавшись приближенным равенством $\Delta t_н/\Delta t \approx \mathrm{d}t_н/\mathrm{d}t$, получим

$$(R_{кр})_{см}/(R_{кр})_0 \sim 1 + \mathrm{d}t_н/\mathrm{d}t^*. \qquad (13.5)$$

Для бинарных смесей $\mathrm{d}t_н$ определим из обобщенного уравнения

---

* Радиус зародыша паровой фазы непосредственно связан со скачком давления на криволинейной границе раздела фаз, однако отношение перепадов давления можно заменить отношением соответствующих значений Δt, необходимых для компенсации скачков давления.

Ван-дер-Ваальса, которое может быть записано для каждой из соответствующих фаз: в переменных состава жидкой фазы применительно к процессу испарения и в переменных состава паровой фазы применительно к процессу конденсации. Для процесса испарения уравнение Ван-дер-Ваальса имеет вид

$$[(v''-v')-\Delta c_{\text{нк}}(\partial v/\partial c'_{\text{нк}})_{pt}]\,\mathrm{d}p=[(s''-s')-\Delta c_{\text{нк}}(\partial s/\partial c'_{\text{нк}})_{pt}]\,\mathrm{d}t+$$
$$+\Delta c_{\text{нк}}[\partial^2 Z/\partial(c'_{\text{нк}})^2]_{pt}\,\mathrm{d}c'_{\text{нк}}, \qquad (13.6)$$

В этом уравнении v', v'', s', s'' — парциальные молярные значения объема и энтропии жидкой и паровой фаз соответственно; $\Delta c_{\text{нк}}=c''_{\text{нк}}-c'_{\text{нк}}$; Z — изобарно-изотермический потенциал; выражения, заключенные в квадратные скобки, т. е. коэффициенты при $\mathrm{d}p$ и $\mathrm{d}t$, представляют собой изменения объема и энтропии двухфазной системы при изобарно-изотермическом образовании одного моля пара из бесконечно большого количества жидкой фазы.

При кипении смесей кривую зависимости коэффициента теплоотдачи от концентрации НК-компонента $\alpha=f(c'_{\text{нк}})$ экспериментально строят либо в условиях постоянного давления и переменной в связи с изменением состава температуры насыщения, либо при $t_{\text{н}}=\text{const}$ и переменном давлении. Однако очень важно подчеркнуть, что в обоих случаях α при любом промежуточном значении $c'_{\text{нк}}$ определяется при неизменном для данного опыта давлении. Следовательно, изменение концентрации и температуры смеси в к.п.с. в процессе формирования последнего происходит при $p=\text{const}$. Очевидно, что в этих же условиях должны быть определены значения $\mathrm{d}t$ и $\mathrm{d}t_{\text{н}}$, входящие в соотношение (13.5). Тогда из уравнения (13.6) следует

$$\left|\mathrm{d}t_{\text{н}}=-\frac{\Delta c_{\text{нк}}[\partial^2 Z/\partial(c'_{\text{нк}})^2]_{pt}\,\mathrm{d}c'_{\text{нк}}}{(s''-s')-\Delta c_{\text{нк}}(\partial s/\partial c'_{\text{нк}})_{pt}}\right|_p. \qquad (13.7)$$

Подставив это значение $\mathrm{d}t_{\text{н}}$ в соотношение (13.5), получим

$$\frac{(R_{\text{кр}})_{\text{см}}}{(R_{\text{кр}})_0}\backsim 1-\frac{\Delta c_{\text{нк}}[\partial^2 Z/\partial(c'_{\text{нк}})^2]_{pt}}{(s''-s')-\Delta c_{\text{нк}}(\partial s/\partial c'_{\text{нк}})_{pt}}\left(\frac{\partial c'_{\text{нк}}}{\partial t}\right)^{*}_{p}. \qquad (13.8)$$

На основании уравнения (13.8) можно сделать более детальный анализ зависимости $\alpha=f(c'_{\text{нк}})$ при кипении бинарных смесей. Прежде всего заметим, что при давлениях, не очень близких к крити-

---

* Соотношение (13.8) выведено *Н Г Стюшиным*. В работах [33, 34] зависимость $R_{\text{кр}}$ от свойств смеси получена в ином виде, однако принципиальная разница заключается в том, что в уравнении авторов [33, 34] не определены условия, при которых должна быть получена производная от $c'_{\text{нк}}$ по $t_{\text{н}}$. Двухкомпонентная двухфазная система имеет две степени свободы, поэтому в рассматриваемом случае температуру насыщения смеси и ее концентрацию необходимо рассматривать как независимые переменные. Следовательно, чтобы однозначно определить производную dp/dt на линии насыщения для смеси нужно задать закон изменения концентрации.

ческому, разность энтропий $s''—s'$ много больше величины $\Delta c_{\text{нк}}(\partial s/\partial c'_{\text{нк}})_{pt}$, поэтому в этих условиях знаменатель второго члена правой части уравнения (13.8) всегда положителен. На основе принципа минимальности характеристических функций можно утверждать, что в условиях равновесия вторая производная от изобарно-изотермического потенциала по концентрации НК-компонента при p и $t=\text{const}$ также больше нуля: $[\partial^2 Z/\partial (c'_{\text{нк}})^2]_{pt}>0$. Для бинарных смесей, не образующих азеотропные составы, неравенство концентраций НК-компонента в паровой и жидкой фазах $\Delta c_{\text{нк}}>0$, в то время как производная $(\partial c'_{\text{нк}}/\partial t)_p<0$. Для азеотропных смесей с минимальной температурой кипения при $p=\text{const}$ слева от азеотропа $\Delta c_{\text{нк}}>0$, а $(\partial c'_{\text{нк}}/\partial T)_p<0$. Справа от азеотропа знаки рассматриваемых величин меняются на обратные. Следовательно, во всех случаях произведение $\Delta c_{\text{нк}}(\partial c'_{\text{кн}}/\partial T)_p<0$. Последнее справедливо и для азеотропных смесей с максимальной температурой кипения.

Таким образом, из уравнения (13.8) следует, что для бинарных смесей при давлениях, не очень близких к критическому, отношение $(R_{\text{кр}})_0/(R_{\text{кр}})_{\text{см}}<1{,}0$, т. е. возникновение к.п.с. приводит к снижению α, к тем более значительному, чем больше абсолютные значения $\Delta c_{\text{нк}}$ и производной $(\partial c'_{\text{нк}}/\partial t)_p$. Этот же результат был получен в предыдущем параграфе из общих физических представлений о процессе теплообмена при кипении смесей и растворов.

Неравенство составов фаз $\Delta c_{\text{нк}}$ для бинарных смесей, не образующих азеотропов, изменяется от $\Delta c_{\text{нк}}=0$ для первого чистого компонента до $\Delta c_{\text{нк}}=0$ для второго чистого компонента, принимая при некоторой промежуточной концентрации максимальное значение (рис. 13.5, кривые *1, 2, 3, 5, 7, 9, 12, 14*). Для азеотропных смесей по мере увеличения концентрации НК-компонента от 0 до $c_{\text{аз}}$ значения $\Delta c_{\text{нк}}$ сначала возрастают от нуля до максимума, а затем уменьшаются до нуля при $c'_{\text{нк}}=c_{\text{аз}}$. Справа от азеотропа $\Delta c_{\text{нк}}<0$, однако абсолютное значение этой величины изменяется с ростом $c'_{\text{нк}}$, так же как и в левой части диаграммы (рис. 13.5, кривые *4, 6, 8, 10, 11, 13*).

Отсюда следует, что если бы интенсивность теплообмена при кипении бинарных смесей зависела только от значения $\Delta c_{\text{нк}}$, то для смесей, не образующих азеотропов, зависимость $\alpha=f(c'_{\text{нк}})$ имела бы минимум при концентрации, отвечающей максимуму на кривой $\Delta c_{\text{нк}}=f(c'_{\text{нк}})$, а для азеотропообразующих смесей — один максимум при $c'_{\text{нк}}=c_{\text{аз}}$ и два минимума при концентрациях, отвечающих экстремумам на кривых $\Delta c_{\text{нк}}=f(c'_{\text{нк}})$, соответственно слева и справа от азеотропа. Опыты показывают, что для целого ряда смесей (как неазеотропных, так и азеотропных) экстремумы на кривых $\alpha=f(c'_{\text{нк}})$ действительно совпадают с экстремумами на кривых $\Delta c_{\text{нк}}=f(c'_{\text{нк}})$. Например, при кипении азеотропной смеси изопропанол — вода совпадение экстремальных значений концентраций наблюдается в обоих интервалах изменения $c'_{\text{нк}}$, т. е. в интервале $0<c'_{\text{нк}}<c_{\text{аз}}$ и в интервале $c_{\text{аз}}<c'_{\text{нк}}<1{,}0$ [225]. Однако во многих случаях реальные зависимости коэффициентов теплоотдачи от концентрации НК-компонентов существенно отличаются от кривых,

вид которых предсказан только на основании изложенного выше анализа влияния неравенства составов фаз. Например, по данным автора работы [204], при кипении водоаммиачных смесей минимальное значение α наблюдается при молярной концентрации аммиака, равной $\approx 39\%$. В то же время по измерениям того же автора максимальное значение $\Delta c_{нк}$ устанавливается при $c'_{нк} \approx 26\%$. Такое же несоответствие в значениях концентраций, отвечающих экстремумам на кривых $\alpha = f(c'_{нк})$ и $\Delta c_{нк} = f(c'_{нк})$, наблюдается и при кипении других смесей. Так, при кипении смеси н-пропиловый спирт — вода (см. рис. 13.4, *в*) при $q = 232$ кВт/м^2 минимальное значение α в до-

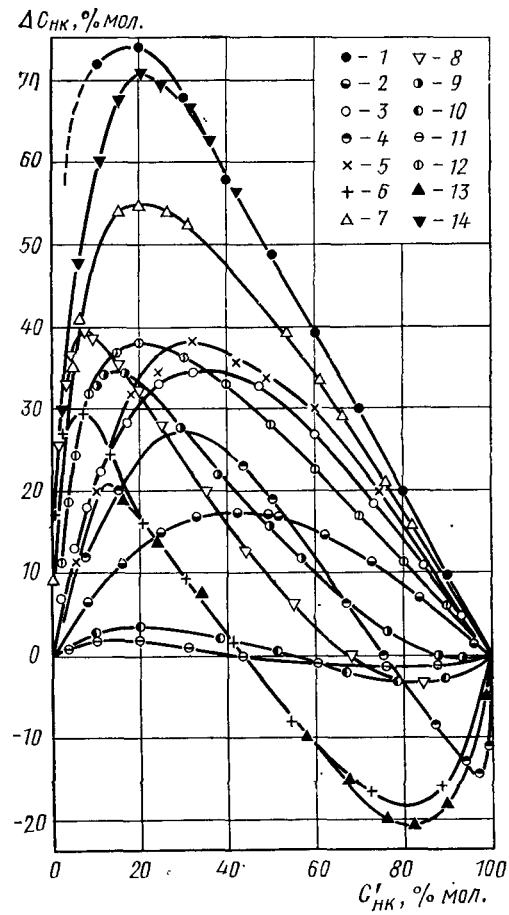


Рис. 13.5. Зависимость $\Delta c_{нк}$ от $c'_{нк}$ для бинарных смесей:

1 — бензол — дифенил (p=202,5 кПа); *2* — и-бутанол — н-амиловый спирт; *3* — н-пропаиол — н-амиловый спирт; *4* — вода — пиридин; *5* — этаиол — н-бутанол; *6* — н-пропанол — вода; *7* — ацетон — н-бутанол (p=99,37 кПа); *8* — изопропанол — вода; *9* — этанол — вода; *10* — бензол — циклогексан; *11* — метилэтилкетон — бензол; *12* — метанол — вода; *13* — этанол — бензол (p=98 кПа); *14* — аммиак — вода. Если давление не указано, то данные по фазовому равновесию получены при p=101 кПа

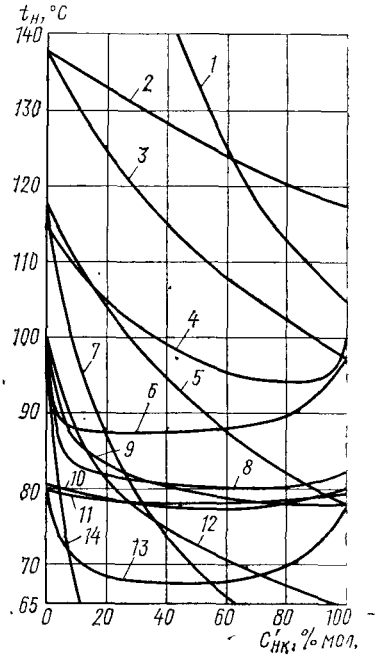


Рис. 13.6. Зависимость температуры насыщения от концентрации НК-компонента $c'_{нк}$ для бинарных смесей: обозначения те же, что на рис. 13.5

азеотропной области устанавливается при концентрации спирта, отвечающей максимуму на кривой $\Delta c_{нк}=f(c'_{нк})$. Однако при уменьшении плотности теплового потока минимум α на кривой $\alpha=f(c'_{нк})$ смещается в сторону больших значений $c'_{нк}$ и при $q=58{,}2$ кВт/м^2 устанавливается при $c'_{нк}\approx 30\%$.

Для смеси этиловый спирт — бензол в доазеотропной области коэффициент теплоотдачи непрерывно увеличивается (рис. 13.4, *г*), в то время как зависимость $\Delta c_{нк}=f(c'_{нк})$ имеет максимум при $c'_{нк}\approx 12\%$.

Отмеченные отклонения объясняются тем, что интенсивность теплообмена при кипении смесей определяется всей совокупностью их термодинамических и теплофизических свойств, а не только величиной $\Delta c_{нк}$. Так, из 13.4, *а*, *б* видно, что при кипении смеси н-пропанола с н-амиловым спиртом влияние концентрационного пограничного слоя проявляется значительнее, чем при кипении смеси того же спирта с н-бутанолом. Это можно объяснить на основании уравнения (13.8).

Действительно, для первой смеси значения $\Delta c_{нк}$ и производной $\partial c'_{нк}/\partial t$ (рис. 13.5 и 13.6) больше, чем для второй (зависимости температуры насыщения от концентрации НК-компонента для смесей, представленных на рис. 13.5, приведены на рис. 13.6).

Для смесей бензола с циклогексаном и с метилэтилкетоном (поз. *10* и *11* на рис. 13.5 и 13.6) значения $\Delta c_{нк}$ и производной $\partial c'_{нк}/\partial t$ настолько малы, что влияние к.п.с. практически не проявляется. Расчет интенсивности теплообмена при кипении таких смесей с достаточной точностью можно производить по формулам, установленным для однокомпонентных жидкостей. На рис. 13.7 опытные данные значений α, полученные автором [18] при развитом кипении чистых бензола, метилэтилкетона и циклогексана, а также их смесей в интервале изменения концентраций от 0 до 1,0, сопоставлены со значениями α, рассчитанными по формуле (7.2). При расчете α к указанным смесям любое из свойств смеси $Y_{см}$ рассчитывалось из условия аддитивности $Y_{см}=Y_{нк}c'_{нк}+Y_{вк}(1-c'_{нк})$. Принималось также, что паровая фаза находится в равновесии с жидкостью, хотя в общем случае состав пара в паровых пузырях может отличаться от равновесного [106, 203]. Теоретическое и экспериментальное исследования динамики составов фаз в процессе кипения смесей криогенных жидкостей показали, что в период роста пузыря, особенно на начальной стадии, состав пара в пузыре может заметно отличаться от равновесного. При увеличении диаметра пузыря до отрывного отклонения действительного состава пара от равновесного уменьшается [106].

Отклонение состава пара в паровом пузыре от равновесного с жидкой фазой при концентрации последней в основном объеме, равной $c'_{нк}$, по-видимому, было впервые отмечено авторами работы [203]. Они показали, что концентрация НК-компонента в паровом пузыре меньше равновесной, если ее сопоставлять с концентрацией в основном объеме жидкости. Это является следствием обеднения

смеси НК-компонентом у поверхности пузыря по сравнению с ее составом в основном объеме. Действительно, в соответствии с третьим законом Д. П. Коновалова производные $(\partial c''_{\text{нк}}/\partial c'_{\text{нк}})_p > 0$ и $(\partial c''_{\text{нк}}/\partial c'_{\text{нк}})_t > 0$, т. е. уменьшение концентрации НК-компонента в жидкой фазе приводит к уменьшению его концентрации в паре.

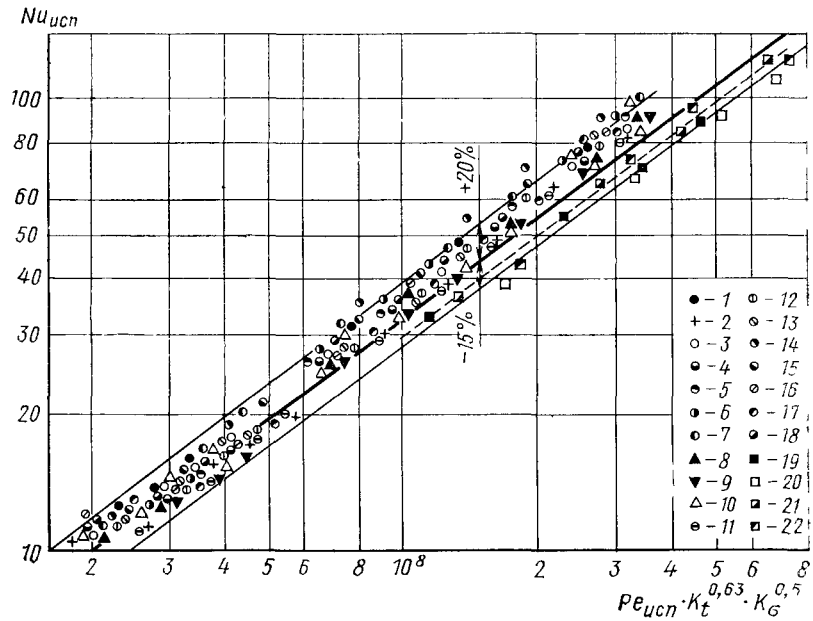


Рис. 13.7. Обобщение опытных данных по теплообмену при кипении в большом объеме индивидуальных углеводородов и их смесей в координатах формулы (7.2):

1 — бензол; *2* — метилэтилкетон; *3* — циклогексан; *4—10* — смесь метилэтилкетон — бензол, соответственно при концентрациях (% мол.): 5, 17,5, 35, 44, 55, 75, 92,5, *11—18* — смесь бензол-циклогексан при концентрациях (% мол.): 7, 23, 41, 52, 65, 80, 94 [18]; *19* — бензол; *20* — этанол; *21, 22* — смесь этанол — бензол, $c'_{\text{нк}}$=20% мол. и $c'_{\text{нк}}$=40% мол [34]

Из рис. 13.7 видно, что при умеренных значениях плотности теплового потока экспериментальные точки группируются около расчетной прямой с разбросом, не превышающим ±15%. При больших плотностях теплового потока часть опытных точек лежит выше расчетной прямой (отклонение до 25%). Это естественно, так как значения α в опытах автора [18] пропорциональны q в степени 0,8, а не 0,75, как это следует из формулы (7.2). Разница в показателях степени при q в уравнении $\alpha \sim q^n$ может быть следствием завышенных расчетных перепадов температур в стенке трубы из-за неточного определения ее толщины и коэффициента теплопроводности. При малых значениях плотности теплового потока перепады температуры в стенке трубы незначительны и не оказывают большого влияния на точность определения α.

При кипении смесей с большой разницей температур насыщения входящих в нее индивидуальных жидкостей следует ожидать существенного снижения интенсивности теплообмена с ростом концентрации НК-компонента, так как в этом случае значения $\Delta c_{нк}$ и производной $\partial c'_{нк}/\partial t$ всегда очень большие, поэтому влияние эффекта изменения $t_н$ в к.п.с. достаточно велико. К таким смесям можно отнести, например, смеси аммиак — вода, бензол — дифенил, бензол — моноизопропилдифенил (МИПД) и др. На рис. 13.8, *а*, *б* представлены опытные данные по интенсивности теплообмена при кипении дифенилбензольных смесей [163]. Из рисунка видно, что для этих смесей минимальное значение $\alpha_{мин}$ в несколько раз меньше α при кипении чистых компонентов.

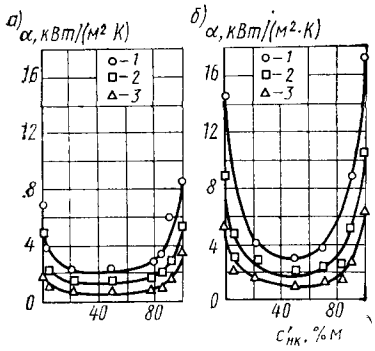


Рис. 13.8. Зависимость α от массовой концентрации бензола $c'_{нк}$ при кипении смеси бензол — дифенил (горизонтальная труба $d=5$ мм):

а — $p=108$ кПа; *б* — $p=800$ кПа; *1* — $q=200$ кВт/м²; *2* — $q=100$ кВт/м²; *3* — $q=50$ кВт/м² [163]

При анализе влияния к.п.с. на вид функции $\alpha=f(c'_{нк})$ необходимо учитывать изменение теплофизических свойств смеси в связи с их зависимостью от концентрации. При этом решающим фактором является направление изменения теплофизических свойств с ростом концентрации одного из компонентов. Влияние этого фактора может ослаблять или усиливать депрессирующее воздействие величины $\Delta t_п$. Если коэффициент теплоотдачи при кипении чистого ВК-компонента $\alpha_{вк}$ больше коэффициента теплоотдачи к чистому НК-компоненту $\alpha_{нк}$, то рост концентрации последнего будет способствовать снижению интенсивности теплообмена. Если при этом кипит азеотропная смесь, то коэффициент теплоотдачи смеси азеотропного состава $\alpha_{аз}$ должен быть меньше $\alpha_{вк}$. Это является следствием именно «ухудшения» (с точки зрения теплообмена) теплофизических свойств смеси с ростом концентрации НК-компонента, так как при кипении чистой жидкости и смеси азеотропного состава $\Delta t_н=0$. Например, для смеси н-пропиловый спирт — вода $\alpha_{вк}>\alpha_{нк}$, поэтому $\alpha_{вк}>\alpha_{аз}$ (см. рис. 13.4, *в*). Резкое снижение α при изменении концентрации н-пропилового спирта от 0 до $\sim 9\%$ ($q=232$ кВт/м²) объясняется наложением влияния изменяемости теплофизических свойств смеси на депрессирующее воздействие $\Delta t_н$. В данном случае оба рассматриваемых фактора действуют в одном направлении — в направлении ухудшения интенсивности теплообмена. При понижении плотности теплового потока значение $\Delta t_н$ становится меньше и соответственно уменьшается ее относительное влияние на вид зависимости $\alpha=f(c'_{нк})$. По этой причине для смеси н-пропиловый спирт — вода при $q=58{,}2$ кВт/м² минимальное значение α устанавливается при большей концентрации ($\sim 30\%$) н-пропанола.

При кипении смеси этиловый спирт-бензол (см. рис. 13.4, *г*) в доазеотропном интервале изменения концентрации зависимость $\alpha=f(c_{\text{нк}})$ не имеет минимума. Это можно объяснить более слабым (по сравнению со смесью н-пропанол — вода) депрессирующим воздействием величины $\Delta t_{\text{н}}$. Действительно, из рис. 13.5 видно, что для смеси этиловый спирт — бензол темп нарастания $\Delta c_{\text{нк}}$ с увеличением концентрации спирта значительно меньше, чем для смеси н-пропанол — вода. Так, при $c'_{\text{нк}}\approx 5\%$ для смеси этанол — бензол значение $\Delta c_{\text{нк}}$ в три раза меньше, чем для смеси н-пропанол — вода (см. рис. 13.5, поз. *13* и *6*). Крутизна кривой $t_{\text{н}}=f(c'_{\text{нк}})$ для первой смеси также меньше, чем для второй, в то время как изменение теплофизических свойств смеси этанол — бензол с ростом концентрации спирта способствует увеличению интенсивности теплообмена ($\alpha_{\text{вк}}<\alpha_{\text{нк}}$).

На рис. 13.7 опытные значения α при кипении чистых бензола и этилового спирта, а также их смесей для $c'_{\text{нк}}=20$ и 40 мол. % сопоставлены с расчетной зависимостью (7.2). Из рисунка видно, что экспериментальные данные авторов [34] (пунктирная линия) в среднем лежат на 10% ниже расчетной прямой. Это подтверждает, что для данной смеси влияние эффекта изменения $t_{\text{н}}$ в к.п.с. весьма незначительно. В диапазоне изменения концентрации спирта от 0 до 40% за счет «улучшения» теплофизических свойств смеси не только компенсируется депрессирующее воздействие к.п.с., но и обеспечивается возрастание α. Значения α при кипении 40%-ной смеси и чистого этилового спирта практически одинаковы, поэтому в диапазоне изменения концентраций спирта от 40 до 100% изменяемость теплофизических свойств смеси не может способствовать росту α. В этих условиях депрессирующее воздействие к.п.с., хотя и незначительное, приводит к небольшому снижению (примерно на 15%) интенсивности теплообмена (см. рис. 13.4, *г*).

В настоящее время для расчета α при кипении смесей предложено несколько формул, в которых влияние процессов, протекающих в к.п.с., отражается комплексами, представляющими собой ту или иную комбинацию из концентраций компонентов. При этом концентрационная функция подбирается таким образом, чтобы расчетная зависимость $\alpha=f(c'_{\text{нк}})$ имела минимум при кипении смесей, не образующих азеотропов, а для азеотропообразующих смесей обычно рассматриваются два диапазона концентраций, соответственно слева и справа от азеотропа, в каждом из которых кривые $\alpha=f(c'_{\text{нк}})$ также должны проходить через минимум. Например, в работе [203] для учета влияния дистилляционного эффекта предложен комплекс $1-(\Delta c_{\text{нк}})^2/[c''_{\text{нк}}\times\times(1-c'_{\text{нк}})]$. Предложенные формулы в лучшем случае удовлетворительно обобщают опытные данные, полученные авторами для какой-либо конкретной смеси.

Следует, однако, иметь в виду, что влияние концентрации на интенсивность теплообмена проявляется только через изменяемость теплофизических и термодинамических свойств смеси в связи с их зависимостью от состава. Следовательно, в обобщенном

уравнении влияние состава должно быть отражено комплексными переменными, характеризующими свойства смеси, а не концентрационной функцией.

Структуру комплексных переменных, характерных для процесса теплообмена при кипении бинарных смесей, можно получить из уравнения (13.8). Если в этом уравнении полное изменение энтропии системы $\Delta s = s'' - s' + \Delta c_{нк}(\partial s/\partial c'_{нк})_{pt}$ заменить отношением $Q/T_н$, где Q является теплотой образования одного моля паровой фазы из бесконечно большого количества жидкости, т. е. дифференциальной теплотой парообразования, то обобщенные переменные, характерные для рассматриваемого процесса, могут быть представлены в виде

$$Z/Q;\ c'_{ик};\ \Delta c_{нк};\ \delta t/T_н. \qquad (13.9)$$

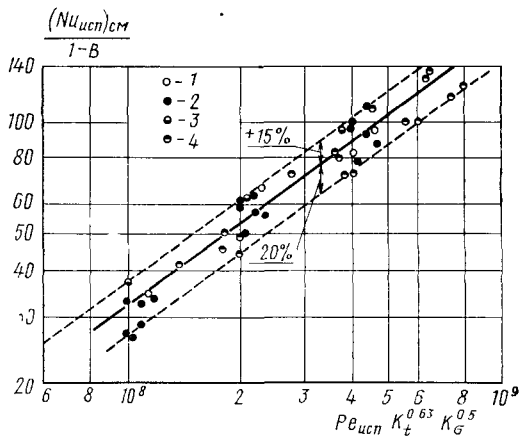


Рис. 13.9. Сопоставление опытных данных значений α при кипении смесей бензол — дифенил ($p=108$ кПа) и этанол — бензол $p=100$ кПа с расчетной зависимостью (13.9):

1 — кипение чистого дифенила, *2* — кипение смеси бензол — дифенил, *3* — кипение чистого бензола [163], *4* — кипение смеси этанол — бензол [34]

В совокупности (13.9) последняя переменная представляет собой относительную величину понижения температуры насыщения смеси с ростом концентрации НК-компонента: $\delta t/T_н = (t_{вк} - t_н)/T_н$. Здесь $t_{вк} - t_н$ — разность температур насыщения чистого ВК-компонента при давлении смеси и смеси при заданных ее концентрации и давлении; $T_н$ — абсолютная температура насыщения смеси при тех же значениях $c'_{нк}$ и p. По существу, эта переменная характеризует крутизну кривой $t_н = f(c'_{нк})$ и наряду с переменной $\Delta c_{нк}$ играет важную роль в процессе теплообмена при кипении смеси.

На рис. 13.9 показано обобщение экспериментальных данных, полученных при кипении смесей дифенил — бензол (рис. 13.8, *а*) [163] и этанол — бензол (см. рис. 13.4, *г*) [34].

Обработка произведена на основе формулы (7.2) с учетом совокупности комплексных переменных (13.9). Расчетная зависимость имеет вид

$$(Nu_{исп})_{см}/(1-B) = 3{,}2 \cdot 10^{-5}\left[Re_{исп} K_t^{0,63} K_э^{0,5}\right]^{0,75}, \qquad (13.10)$$

где

$$B = 1{,}72(\Delta c_{нк})^{0,3}(\delta t/T_н)^{0,6};$$

$$(Nu_{исп})_{см} = \frac{\alpha_{см}}{\lambda}\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}.$$

Расчеты произведены для концентраций $C'_{нк}=0$, 10, 20, 40, 60, 80, 90 и 100% при трех исследованных авторами значениях q (50, 100, 200 кВт/м² [163] и 58,2, 116,3, 232 кВт/м² [34]. При расчетах любая из физических констант смеси определена из условия аддитивности. Из рисунка видно, что для первой смеси разброс экспериментальных данных относительно расчетной прямой не превышает ±15%. Экспериментальные данные для смеси этанол — бензол при концентрациях до 50% практически совпадают с расчетными. При концентрациях 60—80% опытные значения α примерно на 20% ниже расчетных.

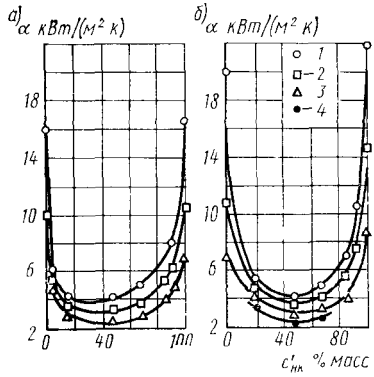


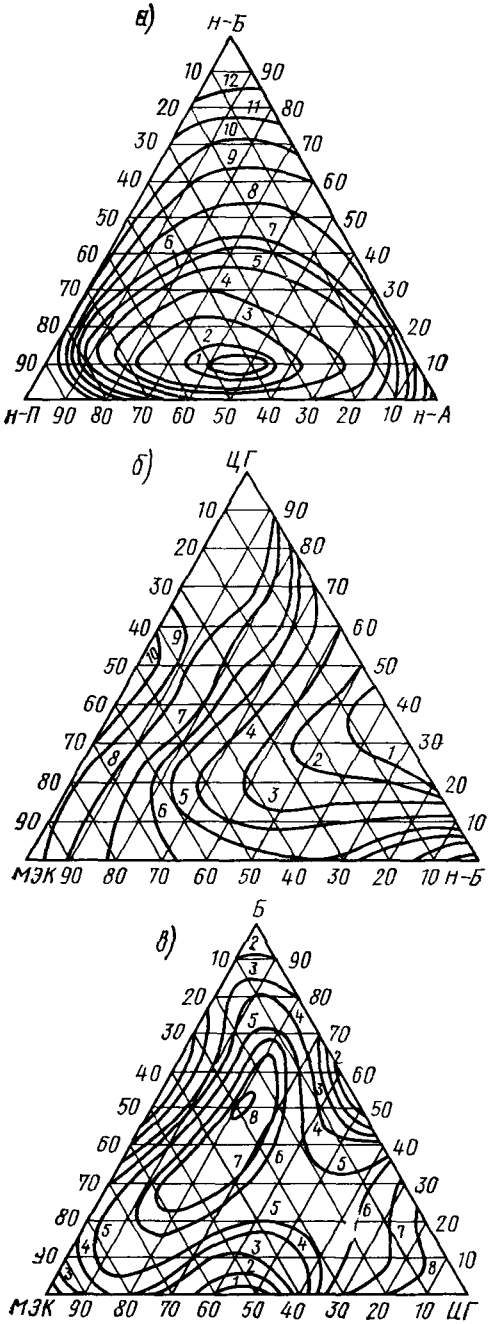
Рис. 13.10. Коэффициенты теплоотдачи при различных значениях $\Delta t_{нед}$ для смеси бензол — дифенил (кипение на горизонтальной трубе $d=5$ мм, $q=290$ кВт/м²):

а — $p=3{,}5\ 10^5$ Па, *б* — $p=8{,}0\ 10^5$ Па, *1* — $\Delta t_{нед}=0$°С, *2* — $\Delta t_{нед}=10$°С, *3* — $\Delta t_{нед}=30$°С, *4* — $\Delta t_{нед}=80$°С

Следует, однако, отметить, что удовлетворительное согласование формулы (13.10) с опытными данными для смесей с существенно различными свойствами не говорит еще о том, что формула (13.10) может претендовать на большую общность. Как уже отмечалось, для смеси этанол — бензол значения $\Delta c_{нк}$ и производной $\partial c'_{нк}/\partial t$ малы, их влияние на интенсивность теплообмена незначительно, поэтому даже не очень точно подобранная функция B в формуле (13.10) может дать удовлетворительные результаты. Как показали расчеты, коэффициент пропорциональности в выражении для функции B не может быть принят одинаковым для различных смесей. Следовательно, формула (13.10) может быть рекомендована для расчета α только при кипении смеси дифенил — бензол, а также смесей, для которых влияние концентрационного пограничного слоя на α пренебрежимо мало.

Недогрев смеси до температуры насыщения оказывает существенное влияние на интенсивность теплообмена. С увеличением $\Delta t_{нед}=t_н-t_ж$ коэффициенты теплоотдачи, рассчитанные по температурному перепаду между стенкой и жидкостью, уменьшаются (рис. 13.10). Влияние концентрации смеси при поверхностном кипении качественно остается таким же, как и в условиях, когда температура жидкости равна $t_н$ [163].

Результаты экспериментов при кипении тройных смесей графически обычно представляют на трехгранной призме, основанием которой служит концентрационный треугольник Гиббса. По высоте призмы откладывают значения α. На каждой из граней призмы



получаются зависимости $\alpha = f(c'_{\text{нк}})$ при кипении смесей, для которых концентрация одного из трех компонентов равна нулю. Сверху призма ограничивается поверхностью, каждая точка которой определяет значение коэффициента теплоотдачи при кипении тройной смеси того или иного состава. Проекции линий пересечения этой поверхности с *горизонтальными плоскостями* образуют в концентрационном треугольнике Гиббса семейство кривых (изоальф), соответствующих определенному значению α при кипении тройной смеси.

На рис. 13.11 показаны изоальфы для трех тройных смесей [18]. Соответствующие им значения α приведены в табл. *13.1*. Как видно из рисунка, рельеф поверхности зависит от свойств бинарных смесей, составляющих тройную смесь. Так, для смеси н-пропанол (н-П) — н-бутанол (н-Б) — н-амиловый спирт (н-А), близкой по своим свойствам к идеальной, рельеф поверхности плавный без глубоких впадин и крутых подъемов. Поверхность вогнутая с минимальным значением α в точке тройного

Рис. 13.11. Изоальфы при кипении тройных смесей ($p = 1{,}0 \cdot 10^5$ Па):

а — н-пропанол — н-бутанол — н-амиловый спирт; *б* — метилэтилкетон — циклогексан — н-бутанол; *в* — метилэтилкетон — бензол — циклогексан

Таблица 13.1. **Коэффициенты теплоотдачи при кипении тройных смесей [18]**

№ изоальф	α, Вт/(м²·К) при плотности теплового потока, Вт/м²					
	17 445	29 075	40 705	52 335	69 780	104 670
Смесь н-пропанол — н-бутанол — н-амиловый спирт (рис. 13.12, *а*)						
1	855	1337	1744	2209	2965	4128
2	872	1366	1802	2267	3024	4187
3	901	1395	1831	2326	3140	4303
4	930	1424	1861	2384	3198	4419
5	959	1453	1918	2442	3256	4535
6	988	1512	1977	2500	3372	4652
7	1017	1570	2035	2558	3489	4768
8	1075	1628	2151	2675	3605	5000
9	1104	1686	2267	2791	3721	5233
10	1139	1802	2326	2849	3838	5350
11	1192	1831	2407	2965	3954	5466
12	1221	1918	2500	3081	4070	5582
Смесь метилэтилкетон — циклогексан — н-бутанол (рис. 13.12, *б*)						
1	988	1395	1802	2209	2791	3838
2	1046	1512	1895	2326	2907	3954
3	1081	1541	1977	2442	3023	4070
4	1116	1570	2070	2558	3140	4303
5	1163	1628	2163	2675	3372	4534
6	1198	1744	2267	2907	3605	4768
7	1232	1861	2349	3140	3838	5117
8	1279	1977	2442	3256	4070	5466
9	1325	2093	2558	3372	4303	5698
10	1372	2209	2675	3489	4419	5931
Смесь метилэтилкетон — бензол — циклогексан (рис. 13.12, *в*)						
1	1512	2326	2965	3489	4642	6338
2	1477	2268	2907	3430	4594	6280
3	1442	2209	2849	3372	4535	6222
4	1407	2151	2791	3114	4477	6164
5	1372	2093	2733	3256	4419	6047
6	1337	2035	2675	3227	4361	5989
7	1279	1977	2616	3198	4303	5931
8	1241	1918	2535	3169	4186	5815

минимума (рис. 13.11, *а*). Иной характер рельефа поверхности для тройных смесей, в состав которых входят две азеотропные бинарные смеси. Примером такой смеси является смесь метилэтилкетон (МЭК) — циклогексан (ЦГ) — н-бутанол (н-Б), для которой опытные значения α представлены на рис. 13.11, *б*. Наибольшей сложностью поверхности обладает смесь, составленная из трех азеотропных бинарных смесей. Характерным представителем таких смесей является смесь метилэтилкетон (МЭК) — бензол

(Б) — циклогексан (ЦГ) (рис. 13.11, *в*). Для таких тройных смесей характерно образование на поверхности глубоких впадин со склонами в сторону бинарной смеси с минимальным значением α.

Коэффициенты теплоотдачи к тройным смесям отклоняются от своих аддитивных величин еще больше, чем к составляющим их бинарным смесям.

Автором работы [31] исследована теплоотдача к двум тройным смесям: ацетон — метанол — вода и этилацетат — этанол — бензол. Первая из них не образует ни двойных, ни тройных азеотропов. Вторая смесь не образует тройного азеотропа, но имеет двойные азеотропы у бинарных составляющих (этилацетат — этанол и этанол — бензол). Конфигурация изоальф для этих смесей не меняется с изменением плотности теплового потока q.

§ 13.3. Теплообмен при кипении растворов

На рис. 13.12 приведена зависимость температурной депрессии $\Delta t_д$ от массовой концентрации для некоторых растворов электролитов. Из рисунка видно, что для всех представленных здесь растворов крутизна кривой $\Delta t_д = f(c)$ увеличивается с ростом концентрации. Следовательно, при одной и той же разности концентраций у поверхности пузыря и в основном объеме жидкости $\Delta c = c_п - c$ превышение температуры насыщения у поверхности пузыря над ее значением в основном объеме $\Delta t_н = t_{нп} - t_н$ с ростом концентрации становится больше. Для растворов $\Delta t_н$ естественно назвать *избыточной температурной депрессией,* так как она представляет собой разность значений $\Delta t_д$ у поверхности пузыря и в основном объеме раствора [183]. Очевидно, что с ростом избыточной температурной депрессии уменьшается истинный перегрев жидкости, а следовательно, и интенсивность теплообмена. Однако избыточная температурная депрессия может увеличиваться только до тех пор, пока раствор у поверхности пузыря не станет насыщенным ($c_п = c_{нас}$) [183]. Если этому условию отвечает какое-то значение $c = c_1$, то для раствора, растворимость которого не зависит от температуры, при изменении исходной концентрации от $c = c_1$ до $c = c_{нас}$ величина $\Delta t_н = t_{нп} - t_н$ может только уменьшаться, так как рост $t_н$ будет происходить при неизменном значении $t_{нп}$.

Следовательно, в интервале изменения концентрации от 0 до c_1 коэффициент теплоотдачи при кипении раствора должен уменьшаться, а при $c_1 < c < c_{нас}$ — увеличиваться. Это качественно согласуется с опытными данными (см. рис. 13.2). В реальных условиях проведения процесса минимум на кривой $\alpha = f(c)$ можно наблюдать при концентрациях $c < c_1$, а также при $c > c_1$. Например, интенсивность теплообмена при $c > c_1$ с ростом концентрации будет увеличиваться только в том случае, если уменьшение депрессирующего воздействия $\Delta t_н$ не компенсируется отрицательным влиянием фактора изменяемости свойств раствора в связи с их зависимостью от концентрации. Изменение свойств раствора мо-

жет привести к смещению минимума на кривой $\alpha=f(c)$ и в сторону меньших концентраций. Действительно, вид зависимости $t_н=f(c)$ определяется микроструктурными свойствами раствора (кривая *1* на рис. 13.13). Концентрация раствора у поверхности

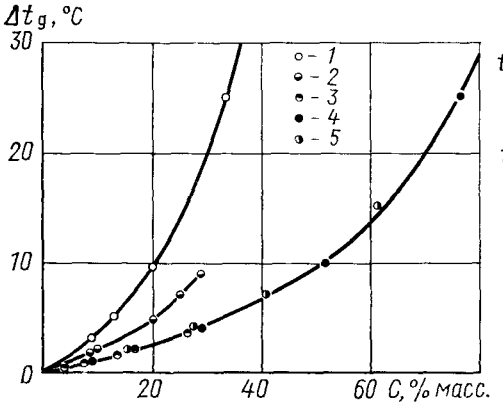


Рис. 13.12. Зависимость температурной депрессии $\Delta t_д$ растворов от концентрации ($p=1{,}01\cdot10^5$ Па):

1 — LiCl, *2* — NaCl, *3* — KBr, *4* — NH_4NO_3; *5* — $NaNO_3$

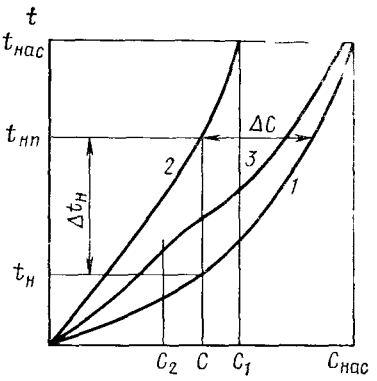


Рис. 13.13. Зависимость температуры насыщения от концентрации раствора:

1 — в основном объеме ($t_н$), *2* — у поверхности испарения ($t_{нп}$), *3* — реальная качественная зависимость $t_{нп}$ от c [183]

пузыря $c_п=c+\Delta c$, поэтому вид функции $t_{н.п}=f(c)$ определяется не только микроструктурными, но и макроскопическими свойствами раствора, и в частности значением коэффициента диффузии D. Как видно из табл. 13.2, для растворов электролитов коэффициент диффузии увеличивается с ростом концентрации и, следовательно, Δc при этом должна уменьшаться*. На рис. 13.13 кривая *2*, характеризующая зависимость $t_{нп}$ от c, проведена в предложении $\Delta c=\text{const}$**. Однако вследствие уменьшения Δc с ростом концентрации раствора кривая *2* деформируется и может принять вид кривой *3*. В этом случае зависимость $\alpha=f(c)$ будет иметь минимум при $c<c_1$.

Итак, при кипении растворов α оказываются тем ниже, чем больше крутизна кривой $\Delta t_д=f(c)$ и чем меньше значение D. На рис. 13.2 сплошными линиями представлены опытные данные авторов [6] для трех растворов электролитов (KBr, NaCl и LiCl), полученные на одной и той же экспериментальной установке. Для этих растворов (см. рис. 13.12) производная $\partial t_п/\partial c$ имеет наи-

---

* Для сильно разбавленных растворов значение D при увеличении концентрации сначала уменьшается, а затем уже начинает возрастать.

** При очень малых концентрациях ($c<\Delta c$) это условие не реализуется.

большее значение для LiCl, наименьшее — для KBr, а раствор NaCl занимает в этом отношении промежуточное положение. Коэффициент диффузии для этих растворов (при средних концентрациях и $t=25°$ С (табл. 13.2) возрастает при переходе от LiCl к NaCl и к KBr. Следовательно, для раствора LiCl (с максимальным значением производной $\partial t_н/\partial c$ и минимальным D) депрессирующее воздействие к.п.с. должно быть максимальным, для раствора KBr — минимальным и промежуточным — для раствора NaCl. Как видим из рис. 13.2, кривые зависимости $\alpha=f(c)$ для этих растворов располагаются в соответствии с приведенным качественным анализом.

Таблица 13.2. **Коэффициенты диффузии разбавленных и концентрированных водных растворов электролитов при $t=25°$C**

Раствор	Бесконечно разбавленный раствор $c=0{,}0\ldots$	$D\ 10^9$, м²/с				
		Концентрация c, моль/л				
		0,1	0,5	1,0	2,0	3,0
KBr	2,016	1,87	1,88	1,97	2,13	2,28
KCl	1,993	1,844	1,85	1,892	1,999	2,112
NaCl	1,610	1,483	1,474	1,484	1,516	1,565
LiCl	1,366	1,260	1,27	1,30	1,360	1,43
LiBr	1,377	1,270	1,32	1,40	1,540	1,65
$MgSO_4$	0,849	—	—	—	—	—
$NaNO_3$	1,568	—	—	—	—	—
NH_4NO_3	1,929	1,769	1,724	1,690	1,633	1,578

При проведении процесса в условиях вынужденного движения жидкости в результате наложения турбулентного обмена снижается депрессирующее воздействие диффузионных процессов, поэтому с ростом скорости кривая *2* на рис. 13.13 должна деформироваться в кривую, подобную кривой *3*.

На рис. 13.14 показаны зависимости α от q при кипении воды и водных растворов KBr, NaCl и LiCl в вертикальной медной с луженой поверхностью трубе внутренним диаметром $d=16$ мм. Значения α определены при паросодержаниях потока, близких к нулю. В сечении, в котором определялось α, поддерживалось постоянное давление $p=1{,}6\cdot10^5$ Па. Из рисунка видно, что при кипении в условиях вынужденного движения зависимости $\alpha=f(c)$ для этих растворов, так же как и при кипении в большом объеме, расположились соответственно значениям производных $\partial t_н/\partial c$ и коэффициентов диффузии. Максимальная интенсивность теплообмена получена для раствора KBr, минимальная — для раствора LiCl и средняя между ними — для раствора NaCl. Например, при $q=100$ кВт/м², $w_0=1{,}8$ м/с (кривые *4* на рис. 13.14, *а, б, в*) и $c=25\%$ для раствора KBr $\alpha=10\,700$ Вт/(м²·К), для раствора NaCl $\alpha=10\,000$ Вт/(м²·К) и для раствора LiCl $\alpha=8200$ Вт/(м²·К).

Из рис. 13.14 видно также, что влияние скорости циркуляции на α при кипении водных растворов оказывается более сильным, чем для воды. Так, при $q=150$ кВт/м^2 коэффициенты теплоотдачи α к воде практически не зависят от скорости вплоть до значений $w_0=1{,}2$ м/с (рис. 13.14, *а*). В отличие от этого при кипении рас-

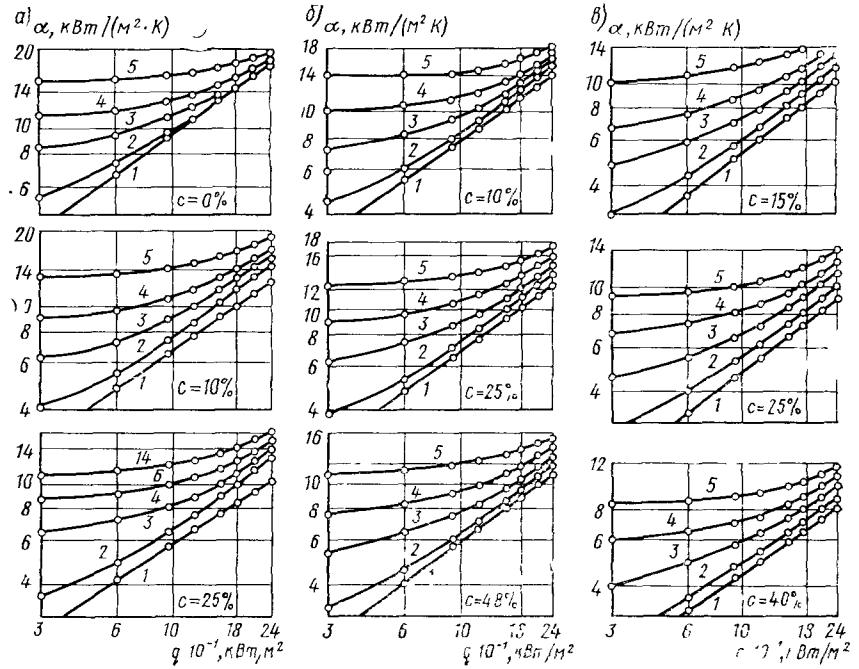


Рис. 13.14. Зависимость α от c, w_0 и q при кипении растворов NaCl (*а*), KBr (*б*) и LiCl (*в*), $p=1{,}6\cdot10^5$ Па:

1 — большой объем; *2* — $w_0=0{,}6$ м/с, *3* — $w_0=1{,}2$ м/с, *4* — $w_0=1{,}8$ м/с *5* — $w_0=2{,}7$ м/с, *6* — $w_0=2{,}4$ м/с (кипение в трубах) [6]

творов уже при малых w_0 (например, 0,6 м/с) во всем исследованном диапазоне изменения q значения α оказывается выше, чем при кипении в большом объеме. В опытах, результаты которых представлены на рис. 13.14, в исследованном диапазоне изменения режимных параметров не обнаружено области, в которой скорость не влияла бы на интенсивность теплообмена.

Следует отметить также, что влияние w_0 на α усиливается по мере увеличения концентрации растворов и оказывается различным для разных растворов. Так, меньше всего w_0 влияет на α при кипении воды, затем следуют растворы KBr, NaCl, наконец, LiCl.

Полученные результаты можно объяснить следующим. При пузырьковом кипении теплота из пристенной области отводится в основное ядро потока как с помощью механизма турбулентного обмена, характерного для однофазной среды, так и в форме тепло-

ты испарения. В области режимных параметров, где наблюдается совместное действие обоих механизмов переноса, интенсификация первого неизбежно влечет за собой ослабление интенсивности второго. Это обусловлено тем, что при $q=\text{const}$ с ростом турбулентности потока уменьшается перегрев жидкости в пристенной области и, следовательно, снижается число активных зародышей паровой фазы и ухудшаются условия для зарождения и роста паровых пузырей [182].

При кипении растворов в отличие от кипения однокомпонентных жидкостей с увеличением турбулентности изменяется не только динамика процесса парообразования, но и интенсифицируются процессы переноса в к. п. с. В результате этого уменьшается $\Delta t_н$ и соответственно повышается интенсивность теплообмена. Очевидно, что чем больше абсолютное значение избыточной температурной депрессии, тем значительнее влияние w_0 при кипении растворов.

В настоящее время расчет интенсивности теплообмена в выпарных аппаратах производят в основном по эмпирическим формулам типа $\alpha=Aq^n p^m$, в которых коэффициенты A и показатели степени при q и p являются функциями концентрации раствора. С ростом концентрации значение n, как правило, уменьшается. Построение обобщенных формул вызывает значительные трудности из-за отсутствия данных по свойствам растворов на линии насыщения. Опубликованные в литературе отдельные, не очень полные данные, как правило, относятся к низким температурам. Например, приведенные в табл. 13.2 значения коэффициентов диффузии определены при $t=25°$ С. Предложенный Нернстом способ пересчета значений D на другие температуры с использованием данных о предельной подвижности ионов дает достаточную точность только для бесконечно разбавленных растворов.

Для растворов с очень малой температурной депрессией влияние к. п. с. пренебрежимо мало, поэтому α при кипении таких растворов (например, для сахарных растворов) можно рассчитывать по формулам, установленным для однокомпонентных жидкостей, например по формуле (7.2).

При расчете выпарных аппаратов, предназначенных для упаривания растворов, необходимо учитывать два дополнительных (по сравнению с чистыми жидкостями) фактора, влияние которых в некоторых случаях приводит к существенному снижению интенсивности теплообмена,— это вспенивание и накипеобразование. Теоретически обоснованных количественных оценок влияния этих факторов до сих пор нет, хотя объем опытного материала, накопленного к настоящему времени, достаточно большой.

Влияние указанных факторов проявляется особенно заметно при упаривании концентрированных растворов. Например, автор работы [153] указывает, что аппараты первой стадии выпарной установки, где происходит упаривание слабых и средних щелоков, работают длительное время без засоления. Продолжительность работы аппаратов второй стадии (для упаривания крепких

щелоков) составляет всего 10—20 ч, по истечении которых существенно снижается интенсивность теплообмена. Это объясняется резким уменьшением растворимости NaCl с повышением концентрации NaOH в растворе, вследствие чего соль выпадает на поверхности нагрева в виде твердого осадка, создающего дополнительное термическое сопротивление.

В работах [100, 101] изложены результаты экспериментального исследования изменения интенсивности теплообмена во времени при различных гидродинамических режимах работы контуров с естественной и с вынужденной циркуляцией при выпаривании 20%-ного раствора NaCl и 60%-ного раствора NH_4NO_3. Исследование проведено на нормально окисленных стальных трубах внутренним диаметром 19 мм с обычным для технических труб состоянием поверхности. В контуре с естественной циркуляцией опыты проведены при двух значениях кажущегося уровня: $h_{ур}=50\%$ и $h_{ур}=100\%$. Максимальная скорость циркуляции, зафиксированная в этих опытах, составляла: для 20%-ного раствора NaCl — $w_0=0{,}7$ м/с ($h_{ур}=50\%$) и $w_0=2{,}35$ м/с ($h_{ур}=100\%$), для 60%-ного раствора NH_4NO_3 — $w_0=0{,}7$ м/с ($h_{ур}=50\%$) и $w_0=1{,}44$ м/с ($h_{ур}=100\%$). При выпаривании растворов на поверхности парогенерирующих труб постепенно нарастал слой накипи и соответственно снижалась интенсивность теплообмена. Выборочные результаты этих опытов приведены в табл. 13.3. Из табл. 13.3 видно, что как в условиях естественной циркуляции, так и при вынужденном движении жидкости скорость снижения интенсивности теплообмена увеличивается с ростом плотности теплового потока. При высоких значениях q коэффициент теплоотдачи в первые 6 сут снижается более чем в два раза, а затем процесс теплообмена стабилизируется. Резкое снижение α при высоких плотностях теплового потока объясняется тем, что в этом случае раствор у теплоотдающей поверхности достигает насыщения и из него выпадают кристаллы соли. При одном и том же значении q интенсивность отложения накипи и снижения α уменьшается при увеличении скорости циркуляции. Например, при $q=396$ кВт/м² и при $w_0=3$ м/с в течение 24 сут значение α снижается в 1,305 раза, а при $w_0=5$ м/с — только в 1,02 раза. Таким образом, повышение скорости циркуляции является эффективным средством борьбы с образованием накипи на теплоотдающей поверхности. Следует отметить, что в рассматриваемом нами случае опыты проведены с высококонцентрированными растворами. Для NaCl массовая концентрация насыщения $c_{нас}\approx 29\%$, поэтому при исходной концентрации $c=20\%$ раствор у поверхности нагрева быстро становился насыщенным. Чтобы избежать быстрого засаливания поверхности парогенерирующих труб при упаривании высококонцентрированных растворов, часто применяют выпарные аппараты с вынесенной зоной кипения.

Таблица 13.3. **Влияние образования накипи на α при кипении водных растворов 20%-ного NaCl и 60%-ного NH_4NO_3 в контурах с естественной и принудительной циркуляцией [100, 101]**

q, кВт/м²	$h_{ур}$, %, или w_0, м/с	α Вт/(м² К) Время работы аппарата сут							
		0	2	4	6	12	18	24	30
Естественная циркуляция, NaCl									
27,9	50	4750	4420	4100	3860	3400	3200	3080	—
52,2	50	7330	—	4940	4200	3350	3120	3000	—
27,9	100	5220	5120	5000	4930	4740	4520	4390	—
52,2	100	—	5700	5450	5230	4770	4500	4340	—
NH_4NO_3									
27,9	50	2450	2270	2090	2000	1770	1600	1540	1500
52,2	50	3450	2840	2350	2050	1620	1440	1430	1430
180,0	50	7300	4000	2230	1750	1350	—	—	—
27,9	100	2450	2380	2330	2240	2140	2040	1970	1940
52,2	100	3250	3000	2840	2720	2440	2280	2220	2120
350,0	100	10500	3800	2800	2240	2180	2180	—	—
Принудительная циркуляция, NH_4NO_3									
23,2	0,7	2420	—	—	2410	2390	2375	2360	
55,7	0,7	3600	3360	3210	3070	2790	2640	2420	
122,2	0,7	5930	4300	3470	3090	2650	2560	2560	
186,0	0,7	9800	4300	3350	2900	2560	2560	2560	
79,1	1,0	4420	4230	4100	3930	3650	3480	3360	3280
158,2	1,0	6870	5560	4800	4220	3580	3460	3400	3360
263,0	1,0	9070	6230	4230	4920	3720	3650	3630	3630
237,3	1,5	8600	7550	6680	6170	5350	5070	4970	4950
396,0	1,5	10000	—	—	9930	—	—	9800	
396,0	4,0	10000	9875	—	9620	9300	9040	8880	
396,0	5,0	10000	9530	9150	8900	8260	7900	7650	

§ 13.4. Кризис теплообмена при кипении смесей и растворов

На рис. 13.15 показаны зависимости плотности критического теплового потока $q_{кр1}$ от концентрации НК-компонента для нескольких бинарных смесей при кипении в большом объеме. Как видно из рисунка, для всех представленных здесь смесей (за исключением смеси пара- и метатерфенилов) отчетливо обнаруживаются максимумы на кривых $q_{кр1}=f(c_{нк}')$; иногда имеются два максимума (кривая *3*, рис. 13.15).

Сопоставление зависимостей $q_{кр1}=f(c_{нк}')$ и $\alpha=f(c_{нк}')$ при кипении одной и той же смеси показывает, что эти зависимости яв-

ляются взаимно обратными, т. е. убывающей ветви кривой $\alpha=f(c_{нк'})$ соответствует возрастающая ветвь кривой $q_{кр1}=f(c_{нк'})$ и наоборот. Такой ход зависимости плотности критического теплового потока от концентрации НК-компонента легко объяснить, если учесть, что кризис теплообмена при кипении непосредственно связан с гидродинамикой пристенного двухфазного слоя. Как уже отмечалось, при кипении смесей уменьшение коэффициента теплоотдачи с ростом значения $\Delta c_{нк}$, а также производной $\partial t_н/\partial c_{нк'}$ обусловлено снижением числа действующих на единице поверхности центров парообразования z, скорости роста паровых пузырей $w_п$, а также изменением других внутренних характеристик процесса кипения, например диаметра пузыря при отрыве от теплоотдающей поверхности d_0. Авторы работы [203] установили, что значение d_0 уменьшается с ростом $\Delta c_{нк}$ и, наоборот, увеличивается при уменьшении последней. Очевидно, что чем меньше число действующих центров парообразования и отрывной диаметр пузыря, тем при большей плотности теплового потока нарушается устойчивость пристенного двухфазного слоя и у теплоотдающей поверхности образуется сплошная паровая пленка. Для того чтобы в условиях $\Delta t_н>0$ у теплоотдающей поверхности создать характерную для кризиса гидродинамическую обстановку, необходимо компенсировать депрессирующее воздействие концентрационного пограничного слоя и довести число активных зародышей паровой фазы до значения, которое наблюдалось бы в случае кипения смеси как однокомпонентной жидкости ($\Delta t_н=0$). Отрывной диаметр пузыря при кипении смеси меньше d_0 для чистых жидкостей, поэтому в момент кризиса в условиях $\Delta t_н>0$ число z, по-видимому, должно быть даже больше, чем при $\Delta t_н=0$. В процессе кипения увеличить число действующих на единице поверхности центров парообразования при прочих равных условиях можно только за счет повышения плотности теплового потока. Как указывают авторы работы [184], именно в этом заключается основная причина того, что при кипении смесей зависимости $q_{кр1}=f(c'_{нк})$ и $\alpha=f(c'_{нк})$ оказываются взаимно обратными, а $q_{кр1}$ для смеси больше, чем $q_{кр1}$ при кипении чистых ее

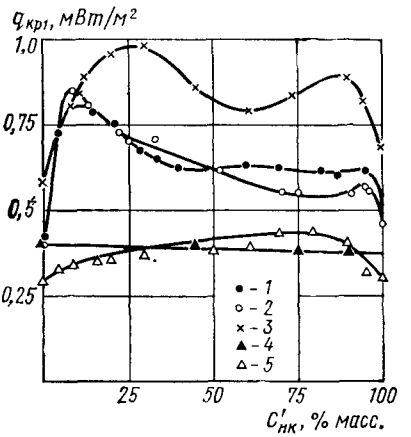


Рис. 13.15. Зависимость $q_{кр1}$ от массовой концентрации $c'_{нк}$ при кипении бинарных смесей органических жидкостей в большом объеме

1 — дифенил — бензол, p=0,2 МПа, *2* — моноизопропилдифенил — бензол, p=0,2 МПа, *3* — дифенил — бензол, p=0,785 МПа [163, 228], *4* — смесь пара и метатерфенилов, p=0,2 МПа (данные Я. Корычанека), *5* — ацетон — толуол, p=0,1 МПа (данные Г. Ивея и Д. Мориса)

компонентов. Последнее необходимо понимать следующим образом: при добавлении к ВК-компоненту небольшого количества НК-компонента $q_{кр1}$ смеси будет больше, чем $q_{кр1}$ при кипении чистого ВК-компонента; при добавлении к НК-компоненту небольшого количества ВК-компонента $q_{кр1}$ при кипении смеси оказывается больше, чем $q_{кр1}$ чистого НК-компонента. Разница в значениях $q_{кр1}$ тем больше, чем больше темп изменения $\Delta c_{ик}$ с ро-

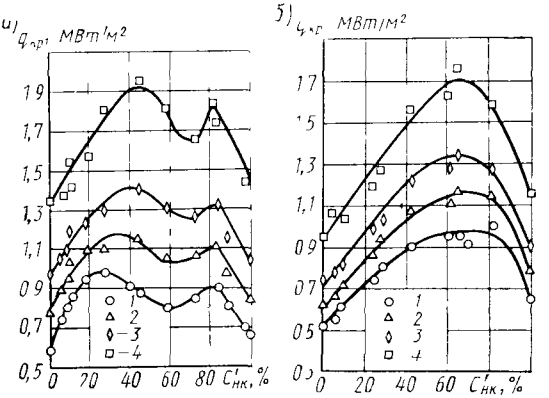


Рис. 13.16. Значения $q_{кр1}$ для дифенилбензольных смесей:

а — p=0,785 МПа, *б* — p=1,77 МПа, *1* — $\Delta t_{нед}$=0°С, *2* — $\Delta t_{нед}$=25°С, *3* — $\Delta t_{нед}$=50°С, *4* — $\Delta t_{нед}$=100°С

стом концентрации соответствующего компонента и чем больше крутизна кривой $t_н = f(c'_{нк})$.

Вторая причина, почему $q_{кр1}$ при кипении смеси больше, чем $q_{кр1}$ при кипении чистых компонентов, связана с обогащением смеси ВК-компонентом в к. п. с. и с повышением вследствие этого ее температуры насыщения у поверхности пузыря на $\Delta t_н$. Действительно, в условиях $\Delta t_н > 0$ необходимо затрачивать большее количество теплоты на подогрев подтекающей в зону испарения смеси исходной концентрации и, следовательно, с избыточной энтальпией перегретой жидкости от единицы теплоотдающей поверхности отводится больший тепловой поток, чем при кипении однокомпонентной жидкости [163]. Как и в первом случае, значение $\Delta q_{пер}$ увеличивается с ростом $\Delta c_{нк}$ и крутизны кривой $t_н = f(c_{нк'})$.

Как правило, для азеотропных бинарных смесей зависимость $q_{кр1} = f(c_{нк'})$ имеет два максимума при концентрациях, соответствующих минимальным значениям α кривых $\alpha = f(c_{ик'})$. Для смесей, близких по своим свойствам к идеальным, с небольшой разницей температур насыщения компонентов зависимость $q_{кр1}$ от состава не имеет экстремумов, и значение $q_{кр1}$ может быть рассчитано из условия аддитивности. Примером может служить

смесь пара- и метатерфенилов; здесь температура насыщения паратерфенила всего лишь на 9° С выше значения $t_н$ метатерфенила. Для смесей с большой разницей температур насыщения компонентов, например бензол — моноизопропилдифенил (МИПД) или бензол — дифенил, максимальные значения $q_{кр1}$ оказываются

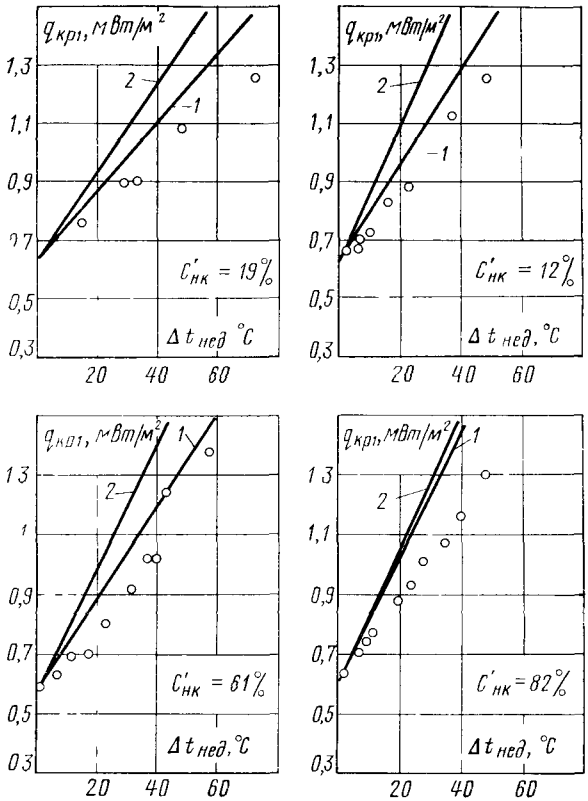


Рис. 13.17. Влияние $\Delta t_{нед}$ на $q_{кр1}$ (дифенилбензольные смеси, p=0,118 МПа)

1 — по формуле (10.10); *2* — по формуле (10.9), о — опытные данные

существенно больше плотностей критического теплового потока чистых компонентов.

На рис. 13.16 приведены значения $q_{кр1}$ при поверхностном кипении дифенилбензольных смесей в зависимости от массовой концентрации и недогрева до температуры насыщения $\Delta t_{нед} = t_н - t_ж$. Там же показаны кривые при кипении насыщенной смеси ($\Delta t_{нед} = 0$). Как видно из рисунка, при постоянных значениях $\Delta t_{нед}$ характер зависимости $q_{кр1}$ от состава в основном сохраняется таким же, как и при $\Delta t_{нед} = 0$. На рис. 13.17 показаны результаты расчета $q_{кр1}$ для дифенилбензольных смесей в условиях

$\Delta t_{\text{нед}} > 0$ по формулам (10.9) и (10.10), установленным для однокомпонентных жидкостей. Здесь же приведены экспериментальные данные значений $q_{\text{кр1}}$. Из рисунка видно, что влияние недогрева на $q_{\text{кр1}}$ при кипении смесей качественно такое же, как и при кипении чистых жидкостей, однако количественные зависимости, установленные для однокомпонентных сред, не отражают специ-

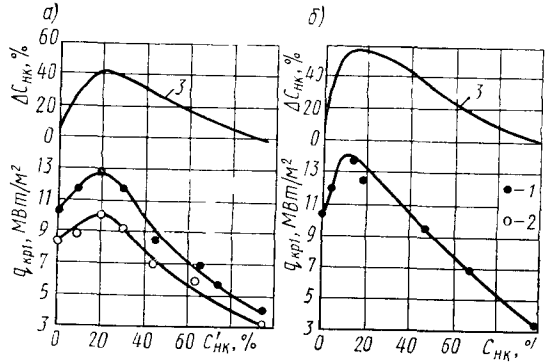


Рис. 13.18. Зависимость $q_{\text{кр1}}$ от скорости циркуляции w_0 и массовой концентрации НК-компонента при кипении смесей этанол — вода (*а*) и ацетон — вода (*б*), $p=0{,}66$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}}=50$°С [202]:

1 — $w_0=5$ м/с, *2* — $w_0=3{,}5$ м/с, *3* — $\Delta c_{\text{нк}}=f(c'_{\text{нк}})$

фики процесса теплообмена при кипении смесей и могут использоваться только для прикидочных расчетов.

Зависимости $q_{\text{кр1}}$ от состава при поверхностном кипении бинарных смесей в трубах показаны на рис. 13.18 [202]. На рисунке приведены также кривые, устанавливающие изменение разности концентраций НК-компонента в паре и в жидкости в зависимости от $c'_{\text{нк}}$. Из рис. 13.18 видно, что характер влияния состава смеси на $q_{\text{кр1}}$ в условиях вынужденного движения остается таким же, как и при кипении в большом объеме. Максимальные плотности критического теплового потока при $w_0=3{,}5$ и 5,0 м/с для данной смеси устанавливаются при концентрации, соответствующей максимуму на кривой $\Delta c_{\text{нк}}=f(c_{\text{нк}}')$. С возрастанием скорости (так же как при кипении чистых жидкостей) значение плотности критического теплового потока увеличивается. Аналогичные зависимости $q_{\text{кр1}}$ от $c_{\text{нк}}'$ и w_0 устанавливаются при кипении в кольцевых каналах (рис. 13.19).

Для растворов нелетучих веществ характер зависимости $q_{\text{кр1}}$ от концентрации несколько иной. Из рис. 13.20 видно, что при кипении растворов практически во всем исследованном диапазоне изменения концентрации (при $c>3\div5\%$) плотность критического теплового потока уменьшается с ростом c. Исключением являются опытные данные авторов работы [211] для растворов NaOH.

По этим данным, для NaOH (так же как и при кипении смесей) кривые $\alpha=f/(c)$ и $q_{кр1}=f(c)$ оказываются взаимно обратными (см. рис. 13.2 и 13 20); следует, однако, отметить, что опытными данными авторов [209] это не подтверждается. Для разбавленных растворов ($c<3\div5\%$) плотность критического теплового по-

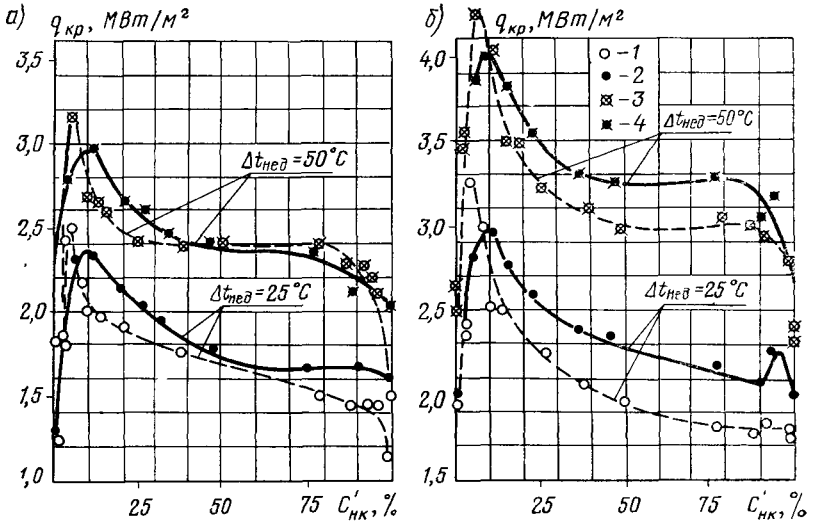


Рис. 13.19. Зависимость $q_{кр1}$ от w_0 и $\Delta t_{нед}$ при кипении смесей бензол — МИПД в трубах и кольцевых каналах:

а — $w_0=4$ м/с; *б* — $w_0=8$ м/с; *1, 3* — кольцевой канал, $p=0{,}294$ МПа (данные К. В. Набойченко); *2, 4* — труба $d=10$ мм, $p=0{,}2$ МПа (данные Л. С. Стермана А. И. Абрамова, Г. Г. Чечеты)

тока увеличивается с ростом концентрации и максимальное ее значение может быть существенно больше $q_{кр1}$ при кипении чистого растворителя (воды).

Своеобразный характер зависимости $q_{кр1}$ от c для растворов нелетучих веществ можно объяснить, если принять во внимание, что воздействие дистилляционного эффекта на интенсивность теплообмена при кипении смесей и растворов проявляется не только через изменение внутренних характеристик процесса, но и через изменение теплофизических свойств жидкостей.

Повышение температуры насыщения у поверхности пузыря поразному влияет на свойства смесей и растворов в зоне испарения, а именно: свойствами жидкости в этой области определяется интенсивность теплообмена [184]. Например, перегрев жидкости, необходимый для ее испарения в паровой пузырь радиусом R, пропорционален коэффициенту поверхностного натяжения σ. Повышение σ по внешнему проявлению эквивалентно дополнительному снижению истинного перегрева жидкости.

При кипении смесей и растворов вследствие разницы температур насыщения у поверхности пузыря и в основном объеме

значение σ меняется в пределах к.п.с. на $\Delta\sigma=\sigma_п-\sigma_н$. Здесь $\sigma_п$ и $\sigma_н$ — соответственно коэффициенты поверхностного натяжения при концентрациях (температурах насыщения) у поверхности пузыря и в основном объеме жидкости. Для смесей величина Δσ ограничена сверху и снизу значениями σ чистых компонентов смеси. В результате обогащения смеси у поверхности раздела фаз ВК-компонентом $\sigma_п$ стремится к $\sigma_{вк}$. Очень часто компоненты смеси имеют близкие значения σ, и тогда влияние Δσ с изменением состава практически не сказывается на интенсивности теплообмена и плотности критического теплового потока. Если коэффициент поверхностного натяжения $\sigma_{вк}$ (ВК-компонента) больше $\sigma_{нк}$ (НК-компонента), то Δσ будет положительной и под ее влиянием произойдет дополнительное снижение α и соответственно увеличится значение $q_{кр1}$. Если $\sigma_{ик}>\sigma_{вк}$, то коэффициент поверхностного натяжения смеси у поверхности пузыря $\sigma_п$ будет меньше $\sigma_н$ и это приведет к обратному воздействию Δσ на α и $q_{кр1}$.

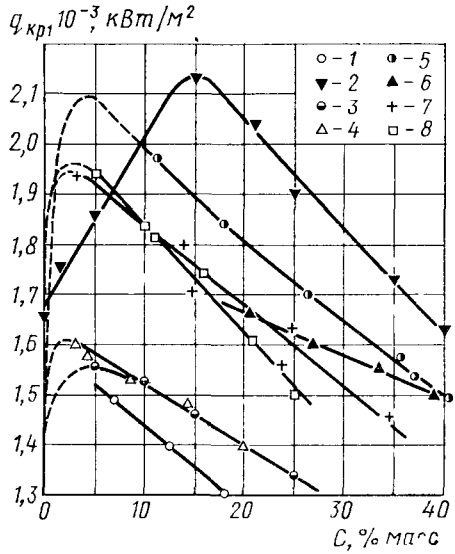


Рис. 13.20. Зависимость $q_{кр1}$ от c при кипении растворов в большом объеме ($p=0{,}1$ МПа):

1 — KCl *2* — NaOH [211], *3* — KCl; *4* — NaCl, *5* — KOH, *6* — NaOH, *7* — лимонная кислота, *8* — бориая кислота [209]

Таким образом, воздействие Δσ на α и $q_{кр1}$ при кипении смесей является более сложным, чем воздействие $\Delta t_н$. Под влиянием $\Delta t_н$ интенсивность теплообмена всегда уменьшается, в то время как в зависимости от знака Δσ воздействие этого фактора может приводить либо к уменьшению, либо к увеличению α.

В отличие от смесей коэффициент поверхностного натяжения растворов у межфазной поверхности всегда больше, чем в основном объеме, так как $c_п>c_и$. Следовательно, при кипении растворов нелетучих веществ под влиянием $\Delta t_н$ и Δσ коэффициент теплоотдачи уменьшается. Конечно, основное влияние на α при кипении растворов и смесей оказывает $\Delta t_н$, однако при анализе процесса теплообмена при кипении смесей и растворов нужно учитывать влияние обоих факторов [184].

На рис. 13 21 и 13.22 приведены результаты исследования кризиса второго рода при кипении растворов NaCl в трубах диаметром 7,23 мм [217]. Из рисунков видно, что некоторые характерные для однокомпонентных жидкостей закономерности кризиса

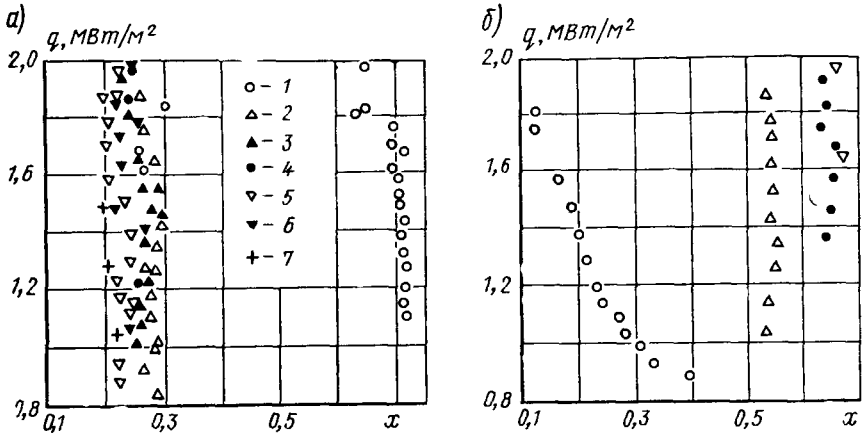


Рис. 13.21. Зависимость $q=f(x, c)$ при кипении растворов NaCl [$\rho w=1000$ кг/(м²·с)]:

а — $p=2{,}94$ МПа; *б* — $p=14{,}7$ МПа, *1* — $c=0$, *2* — $c=6{,}6$; *3* — $c=10$, *4* — $c=34$, *5* — $c=60$, *6* — $c=100$, *7* — $c=160$ г/л

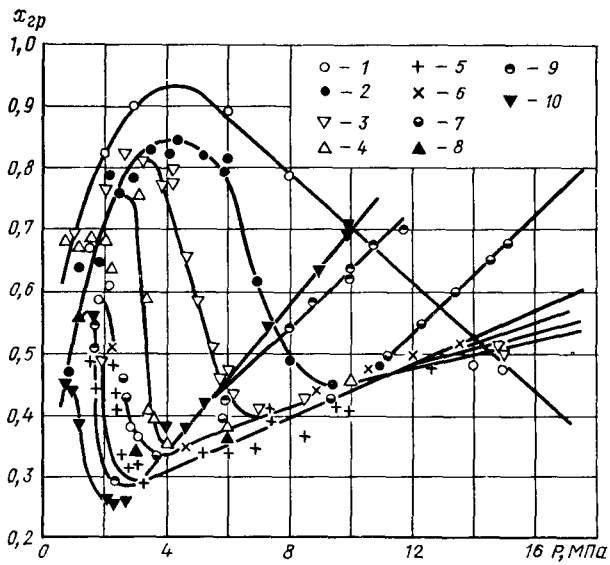


Рис. 13.22. Влияние давления на x_{1p} при различных концентрациях раствора [$\rho w=680$ кг/(м²·с)]·

1 — дистиллированная вода *2—4, 6—10* — растворы NaCl, *5* — умягченная морская вода, *1* — $c=0{,}0$, *2* — $c=0{,}045$, *3* — $c=1{,}0$, *4* — $c=2{,}0$, *5, 6* — $c=3{,}9$ *7* — $c=6{,}6$, *8* — $c=10{,}0$, *9* — $c=34{,}05$ *10* — $c=100{,}0$ г/л

второго рода сохраняются и в рассматриваемом случае. Например, при кипении растворов обнаруживаются области режимных параметров, где граничное паросодержание $x^0_{гр}$ не зависит от плотности теплового потока [вертикальные участки кривых $q=f(x)$, построенных для кризисных условий, рис. 13.21]. Так же как и при кипении однокомпонентных жидкостей, протяженность вертикальных участков уменьшается с ростом давления; при достаточной длине труб (в опытах авторов [217] $L=800\div1000$ мм) граничное паросодержание не зависит от длины. С ростом массовой скорости $x^0_{гр}$ уменьшается.

Специфические свойства растворов сказываются на абсолютных значениях граничного паросодержания и на характере зависимости от давления. Так, при давлении $p=2{,}94$ МПа значения $x^0_{гр}$ более чем в два раза меньше их значений для пароводяной смеси (рис. 13.21, *а*). Обратная картина наблюдается при $p=14{,}7$ МПа (рис. 13 21, *б*). При этом давлении для пароводяной смеси авторы работы [217] не получили вертикального участка на кривой $q=f(x)$, в то время как для растворов при этом давлении четко проявляется независимость $x^0_{гр}$ от q, хотя протяженность вертикального участка меньше, чем при $p=2{,}94$ МПА.

Зависимость $x^0_{гр}$ от давления для растворов более сложная по сравнению с пароводяной смесью (рис. 13.22). Здесь кривые имеют не один, а два экстремума, однако опытных данных по граничным паросодержаниям при кипении растворов еще очень мало, поэтому делать общие выводы о характере влияния свойств растворов на процесс ухудшения теплообмена пока рано.

Часть третья

Примеры расчетов циркуляции и теплообмена в парогенерирующих аппаратах

Пример 1. Гидродинамический и тепловой расчеты испарителя с кипением на поверхностях погруженной греющей секции. Определение качества дистиллята

1. Конструкция испарителя

Испарители с погруженными секциями, в которых кипение воды происходит на теплообменных поверхностях этих секций, получили широкое распространение на тепловых электрических станциях для подготовки добавочной воды, компенсирующей потери пара и конденсата в контурах станции. Конструкция такого испарителя показана на рис. 1.П. Основными элементами его являются вертикальный цилиндрический корпус *1*, греющая секция *2* и устройства по промывке и очистке пара. Греющая секция состоит из обечайки и двух приваренных к ней трубных досок, в которые ввальцованы стальные трубы.

В корпусе испарителя секция закрепляется на лапах, приваренных к верхней части. Центральная часть греющей секции трубками не заполнена и туда по трубе *9* подается пар. При работе испарителя нижняя часть корпуса заполнена водой, уровень которой поддерживается регулятором над греющей секцией. Греющий пар конденсируется на наружных поверхностях трубок и отдает свою теплоту находящейся в них воде. Вследствие наличия перегородки, имеющей у периферии вырезы, движение пара происходит перпендикулярно осям кипятильных трубок от оси греющей секции к периферии в верхней части ее и от периферии к оси в нижней. Конденсат собирается в нижней части секции и по трубе *10* отводится из испарителя. Паровое пространство греющей секции соединено с паровым пространством испарителя трубкой *11* с вентилем. При работе испарителя этот вентиль открыт и неконденсирующиеся газы перепускаются из греющей секции в паровое пространство испарителя.

Над греющей секцией в паровом пространстве испарителя установлено паропромывочное устройство в виде паропромывочного дырчатого листа *3*, на который по трубке *8* подается питательная вода испарителя.

При работе испарителя образовавшийся в греющей секции пар барботирует через эту воду и очищается от захваченных им капель концентрата. Питание испарителя производится умягченной водой. При этом солесодержание ее может доходить до 2000—3000 мг/кг *. Поэтому солесодержание концентрата (а следовательно, и захватываемых паром капель) сравнительно велико и, для того чтобы получить дистиллят, удовлетворяющий требованиям, предъявляемым к добавочной воде современных паровых котлов тепловых электростанций, вторичный пар испарителей, отвод которого производится через штуцер *7*, надо хорошо очистить. Одним из наиболее эффективных методов очистки пара является его промывка. Конечно, пройдя через слой промывочной воды, пар захватывает образующиеся здесь капли, но солесодержание этих капель во много раз меньше солесодержания капель, образовавшихся из концентрата.

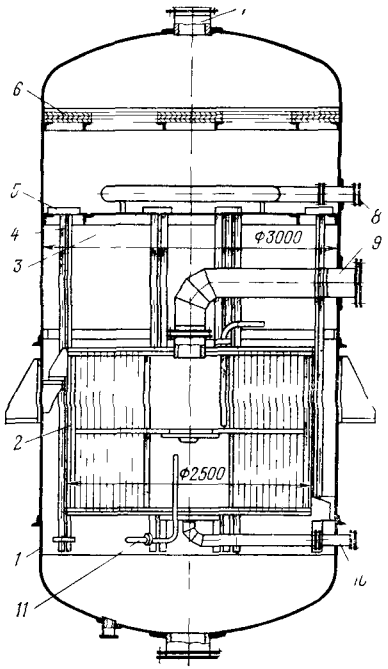


Рис. 1.П. Испаритель с одиоступенчатой промывкой пара

С дырчатого листа вода отводится в водяной объем испарителя по сливным трубам *4*. Перед сливными трубами установлены переливы *5*, с помощью которых поддерживается требуемый уровень (50—60 мм) на листе.

В испарителях, устанавливаемых на блоках с прямоточными котлами (где предъявляются особо высокие требования к качеству питательной воды), наряду с промывкой пара питательной водой проводится промывка конденсатом. Устройство по промывке пара конденсатом устанавливается над промывочным листом, на который подается питательная вода испарителя, и имеет такую же конструкцию. Расход подаваемого на промывку конденсата не превышает 4—5% от производительности испарителя.

---

* При более высоких солесодержаниях питательной воды применяется другое устройство [160].

Над паропромывочными устройствами устанавливается жалюзийный сепаратор *6*.

2. Гидродинамический и тепловой расчеты

Тепловой расчет испарителя проводится для установления его производительности $D_{исп}$ в принятых условиях, а также в процессе эксплуатации для установления значения коэффициента теплопередачи $к$. Уменьшение коэффициента теплопередачи свидетельствует об образовании отложений на поверхностях греющей секции, поэтому по значению $к$ можно судить о состоянии этих поверхностей.

Расчеты, проводимые для определения значений $D_{исп}$ и коэффициента теплопередачи $к$ при определенных режимах, являются проверочными. При проектировании нового типоразмера испарителя необходимо провести конструкторский расчет. В таком расчете первоначально задаются значениями $к$, определяют размеры греющей секции и проводят эскизную проработку конструкции, после чего (так же как в проверочном расчете) устанавливают значение коэффициента теплопередачи. Если расчетное значение $к_р$ совпадает с принятым или отличается от него не намного, тепловой расчет на этом заканчивается. В противном случае расчет повторяется по новому значению коэффициента теплопередачи. Расхождения между принятыми и расчетными значениями можно считать допустимыми, если они не превышают 5—8%.

В проверочном расчете эскизной проработки конструкции не потребуется, однако и здесь необходимо сначала задаться производительностью испарителя или коэффициентом теплопередачи, а затем сравнить эти значения с расчетными; только в том случае, если принятые и расчетные значения $D_{исп}$ и $к$ соответственно совпадут, их можно считать достоверными.

Если производительность испарителя может быть замерена, коэффициент теплопередачи легко определить непосредственно. Однако и в этом случае, чтобы установить, насколько это значение $к$ отличается от того, которое может быть достигнуто в условиях, когда поверхности нагрева не загрязнены, необходимо провести полный гидродинамический и тепловой расчеты.

Из сказанного следует, что методики конструкторского и проверочного расчетов мало различаются между собой.

Проведем конструкторский расчет испарителя для следующих условий: производительность испарителя $D_{исп}=20$ т/ч, давление греющего пара $p_{гр}=0{,}224$ МПа, давление вторичного пара $p_{вт}=0{,}12$ МПа, продувка $P_{пр}=2\%$.

Для принятых условий общее количество теплоты, передаваемое первичным паром,

$$Q=D_{исп}(i''_{ьг}-i'_{вг})+D_{исп}(1+P_{пр}/100)(i'_{вг}-i_{в}),$$

где $i_{в}$ — энтальпия питательной воды испарителя, кДж/кг; $i'_{вт}$ —

энтальпия воды при температуре насыщения, кДж/кг; $i''_{вт}$ — энтальпия вторичного пара, кДж/кг.

При принятых условиях

$$Q = (20000/3600)\cdot(2683{,}8 - 439{,}4) + (20000/3600)\cdot(1 + 2/100) \times (439{,}4 - 435{,}0) = 12492{,}4 \text{ кДж/с}.$$

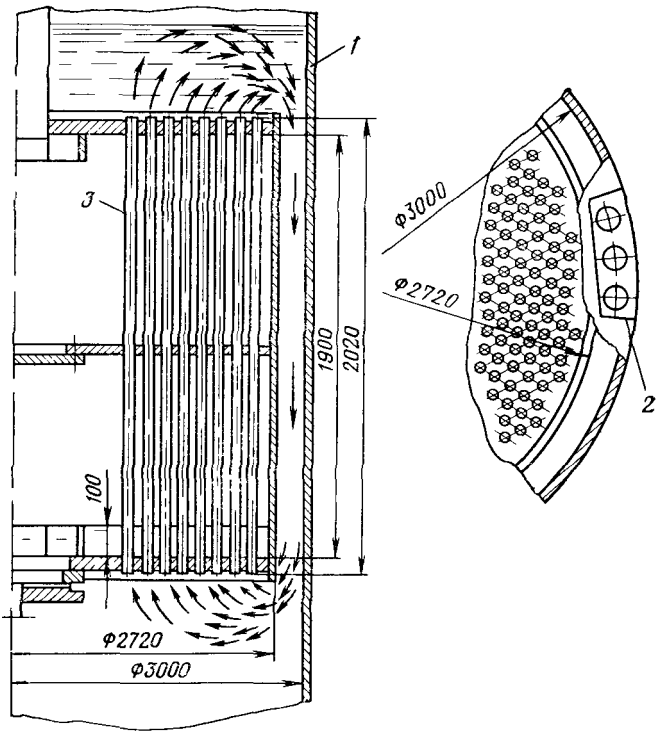


Рис. 2.П. Эскиз греющей секции и схема циркуляции в испарителе:

1 — корпус испарителя *2* — опускные трубы, *3* — трубы греющей секции

Требуемая поверхность теплообмена может быть определена по формуле

$$A_т = Q/(\Delta t_и k).$$

В этой формуле температурный перепад между греющим и вторичным паром

$$t_и = t_{гр} - t_{вт} = 123{,}85 - 104{,}8 = 19{,}05° \text{ С}.$$

Коэффициенты теплопередачи в испарителях рассматриваемого типа обычно находятся в пределах 2,2—2,5 кВт/(м²·°С) При-

мем κ, рассчитанный по отношению к внутренней поверхности труб $A_{т\,вн}$ греющей секции испарителя, $\kappa=2{,}2$ кВт/(м$^2\cdot$°С), тогда

$$A_{т.вн}=Q/(\Delta t_и k_{вн})=12492{,}4/(19{,}05\cdot 2{,}2)=298 \text{ м}^2.$$

Эскиз греющей секции с размерами поверхности теплообмена, равными $A_{т\,ви}$, и схема циркуляции в контуре аппарата приводятся на рис. 2.П. Греющая секция собрана из 1600 труб диаметром 38×2,5 мм и длиной 2,02 м. При работе испарителя теплопередача осуществляется на длине трубы

$$L_{акт}=A_{т.вн}/(\pi d_{вн} z)=298/(\pi\cdot 0{,}033\cdot 1600)=1{,}8 \text{ м},$$

где $d_{вн}$ — внутренний диаметр трубы, м; z — число труб греющей секции.

Теперь можно приступить к расчету теплопередачи.

Для того чтобы установить расчетные значения κ, необходимо определить предварительно коэффициент теплоотдачи от конденсирующегося пара к наружной стенке трубы α_1 и коэффициент теплоотдачи от внутренней стенки к воде, кипящей внутри труб греющей секции α_2. Значение α_1 может быть установлено непосредственно. Чтобы определить α_2, необходимо сначала найти скорость циркуляции воды w_0 в трубах греющей секции.

Определение коэффициента теплоотдачи от конденсирующегося пара к стенке. По данным С. С. Кутателадзе [86, 160], при ламинарном течении пленки конденсата средний коэффициент теплоотдачи может быть определен из формулы

$$\bar{\alpha}=1{,}18\lambda(g/\nu^2)^{1/3}\,\mathrm{Re}^{-1/3}.$$

Здесь Re — значение числа Рейнольдса для пленки конденсата на нижней кромке поверхности охлаждения. Это значение определяется выражением

$$\mathrm{Re}=qH/(r\rho'\nu),$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости, м^2/с; q — плотность теплового потока, кВт/м^2; H — высота теплообменной поверхности, м; r — теплота парообразования, кДж/кг; ρ' — плотность жидкости, кг/м^3; λ — теплопроводность жидкости, кВт/(м·К).

Переход от ламинарного течения к турбулентному происходит при $\mathrm{Re}>\mathrm{Re}_{кр}$. Критическое значение числа Рейнольдса для пленки может быть принято равным 400. Однако при значениях $\mathrm{Re}>100$ экспериментальные данные начинают отклоняться от приведенной зависимости и тем больше, чем выше число Re [87]. В греющих секциях испарителей теплообмен протекает обычно при сравнительно невысоких значениях Re, и в этих условиях, когда $\mathrm{Re}>100$, среднее значение $\bar{\alpha}$ можно определять по формуле [86, 160]

$$\bar{\alpha}=\lambda(g/\nu^2)^{1/3}[(0{,}16\,\mathrm{Pr}^{1/3}\,\mathrm{Re})/(\mathrm{Re}-100+63{,}2\,\mathrm{Pr}^{1/3})]$$

$\frac{qH}{r\rho'\nu}$	$\frac{\bar{\alpha}}{\lambda}\left(\frac{\nu^2}{g}\right)^{1/3}$ при	
	Pr=1,0	Pr=1,75
100	0,254	0,254
171	0,211	0,221
307	0,197	0,212
590	0,197	0,218

или по данным, приведенным в следующей таблице [87]:

В условиях, принятых в рассматриваемом примере, плотность теплового потока, рассчитанная по наружной поверхности трубок, равна

$$q_{\text{нар}}=Q/A_{\text{т.нар}}=12492{,}4/343=$$
$$=36{,}5\ \text{кВт/м}^2,$$

где

$$A_{\text{т.нар}}=A_{\text{т.вн}}(d_{\text{нар}}/d_{\text{вн}})=298\,(38/33)=343\ \text{м}^2,$$

а число Re пленки конденсата на нижней кромке поверхности охлаждения

$$\text{Re}=q_{\text{нар}}H/r\rho'\nu=36{,}5\cdot 1{,}8/(2194{,}4\cdot 939{,}67\cdot 0{,}237\cdot 10^{-6})=134{,}2,$$

где $H=L_{\text{акт}}$, так как затопленная часть труб в теплообмене не участвует. Все физические величины приняты при температуре насыщения для давления греющего (первичного) пара $p_{\text{гр}}=$ =0,224 МПа. Предполагаем, что перегородка не мешает стеканию пленки жидкости, т. е. между трубами и стенками ее имеются соответствующие зазоры. Когда эти зазоры недостаточны, в расчет следует вводить расстояние между трубной доской и перегородкой или расстояние между двумя смежными перегородками.

Так как Re>100, то

$$\bar{\alpha}_1=\lambda\left(\frac{g}{\nu^2}\right)^{1/3}\frac{0{,}16\,\text{Pr}^{1/3}\,\text{Pe}}{\text{Re}-100+63{,}2\,\text{Pr}^{1/3}}=686\cdot 10^{-3}\left(\frac{9{,}81}{0{,}237^2}\cdot 10^{12}\right)^{1/3}\times$$
$$\times\left[\frac{0{,}16\,(1{,}384)^{1/3}\ 134{,}2}{134{,}2-100+63{,}2\,(1{,}384)^{1/3}}\right]=8758\ \text{Вт/(м}^2\cdot\text{С)}.$$

Теплоотдача при конденсации пара не зависит от материала поверхности теплообмена в тех случаях, когда конденсат смачивает поверхность и она достаточно чистая и гладкая. Однако в условиях эксплуатации трубы покрываются слоем окиси. На окисленных стальных трубах коэффициенты теплоотдачи ниже, чем на чистых. Это объясняется как термическим сопротивлением слоя окиси, так и затормаживающим действием окисленной поверхности (вследствие увеличения ее шероховатости) на движение конденсатной пленки. По данным Клюева и Чиркина [160], для труб из углеродистых сталей поправочный множитель к коэффициентам теплоотдачи, рассчитанным по приведенным выше формулам, следует принимать:

Частично окисленная неравномерно шероховатая поверхность	0,75
Поверхность под тонким слоем накипи	0,67
Сильно окисленная равномерно шероховатая поверхность . .	0,64

Учитывая, что при эксплуатации поверхность окисляется, окончательно получим

$$\alpha_1^{\bullet} = 0{,}67 \cdot 8758 = 5868 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{С)}.$$

Определение скорости циркуляции. Методика расчета скорости циркуляции в контуре с естественной циркуляцией описана в гл. 2. Схема движения воды в рассматриваемых условиях показана на рис. 2.П.

Сначала расчет циркуляции проведем графоаналитически (по нормативному методу). По этому методу, задаваясь различными значениями скорости циркуляции w_0, строят кривые изменения сопротивления в подводящих линиях и полезного напора в зависимости от этой величины. Точка пересечения кривых устанавливает значение скорости w_0, при котором развивающийся полезный напор уравновешивает сопротивление движению воды в подводящих линиях.

Примем $w_0 = 1{,}0$ м/с и определим потери в подводящей части контура при данном значении скорости. Эти потери слагаются из потерь в кольцевом пространстве между корпусом испарителя и греющей секцией и потерь на входных участках труб, где нет парообразования.

Площадь сечения кольцевой щели за вычетом площади сечения опускных труб

$$A_{щ} = 0{,}785\,(D_{вн}^2 - D_{гр.с}^2) - 0{,}785 d_{оп.тр}^2 n = 0{,}785\,(3{,}0^2 - 2{,}72^2) - \\ - 0{,}785 \cdot 0{,}066^2 \cdot 22 = 1{,}18 \text{ м}^2,$$

где число опускных труб $n = 22$, а диаметр их $d_{оц\,тр} = 66$ мм (остальные размеры см. по рис. 2.П).

Скорость воды в щели

$$w_0^{\bullet} = w_0 \frac{z\ 0{,}785 d_{вн}^2}{A_{щ}} = 1{,}0\ \frac{1600\ 0{,}785\ 0{,}033^2}{1{,}18} = 1{,}16 \text{ м/с},$$

где z — число труб греющей секции.

Потери давления при движении воды в кольцевой щели

$$\Delta p_{тр.щ} = \lambda_0 H_{щ} \frac{\rho' w_0'^2}{2} = 0{,}075 \cdot 2{,}02\ \frac{954{,}6\ 1{,}16^2}{2} = 97{,}3 \text{ Па}.$$

Здесь приведенный коэффициент трения λ_0 выбран по эквивалентному диаметру щели, определенному по формуле

$$D_{экв} = \frac{4A_{щ}}{U} = \frac{4\ 1{,}18}{\pi\,(3{,}0 + 2{,}72 + 22\ 0{,}066)} = 0{,}213 \text{ м},$$

где U — смоченный периметр *.

---

* Значения коэффициентов гидравлического сопротивления см. в работах [26, 60].

Потери давления на входе и выходе из кольцевой щели

$$\Delta p_{\text{вх.в}}=(\xi_{\text{вх}}+\xi_{\text{в}})\frac{\rho' w_0'^2}{2}=(0{,}5+1{,}0)\frac{954{,}6\cdot 1{,}16^2}{2}=963{,}4 \text{ Па}.$$

Потери давления на входе в трубы греющей секции

$$\Delta p_{\text{вх.тр}}=\xi_{\text{вх}}\frac{\rho' w_0^2}{2}=0{,}5\,\frac{954{,}6\cdot 1{,}0^2}{2}=238{,}7 \text{ Па},$$

а потери при движении воды на прямом участке

$$\Delta p_{\text{гр}}=\lambda_0 h'_{\text{но}}\,\frac{\rho' w^2{}_0}{2}=0{,}8\cdot 0{,}16\,\frac{954{,}6\cdot 1{,}0^2}{2}=61{,}1 \text{ Па},$$

где $h_{\text{но}}$ — высота нижнего необогреваемого участка трубы.

Чтобы определить потери на экономайзерном участке, необходимо установить его высоту $h_{\text{эк}}$. Эта величина определяется выражением [см. уравнение (2.6)]

$$h_{\text{эк}}=\frac{\Delta i_{\text{б}}-(\Delta p_{\text{оп}}+\Delta p_{\text{но}}+\Delta p_{\text{эк}})(\partial i'/\partial p)+g\rho'\,(h_{\text{полн}}-h_{\text{но}})(\partial i'/\partial p)}{4q_{\text{вн}}/(\rho' w_0 d_{\text{вн}})+g\rho'\,(\partial i'/\partial p)}.$$

Здесь

$$\Delta p_{\text{оп}}=\Delta p_{\text{тр.щ}}+\Delta p_{\text{вх.в}}=97{,}3+963{,}4=1060{,}7 \text{ Па};$$

$$\Delta p_{\text{но}}=\Delta p_{\text{вх.тр}}+\Delta p_{\text{тр}}=238{,}7+61{,}1=299{,}8 \text{ Па};$$

$$q_{\text{вн}}=\kappa_{\text{вн}}\Delta t_{\text{и}}=2{,}2\cdot 19{,}05=41{,}9 \text{ кВт/м}^2.$$

В щель вода опускается при температуре насыщения, но здесь несколько нагревается. Общее количество теплоты, передаваемое в щели воде с боковой поверхности греющей секции,

$$Q_{\text{щ}}=\pi D_{\text{гр.с}} H_{\text{гр.с}}\kappa\Delta t_{\text{и}}=\pi\cdot 2{,}72\cdot 2{,}02\cdot 2{,}2\cdot 19{,}05=723{,}4 \text{ кДж/с}$$

и, следовательно, энтальпия воды здесь поднимается на

$$\Delta i_{\text{щ}}=\frac{Q_{\text{щ}}}{0{,}785 d_{\text{вн}}^2 z w_0 \rho'}=\frac{723{,}4}{0{,}785\cdot 0{,}033^2\cdot 1600\cdot 1{,}0\cdot 954{,}6}=0{,}55 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta i_{\text{б}}=-\Delta i_{\text{щ}}=-0{,}55 \text{ кДж/кг}.$$

В расчетах обычно потерями давления на экономайзерном участке $\Delta p_{\text{эк}}$ пренебрегают. Учесть влияние $\Delta p_{\text{эк}}$ можно, если сначала задаться значением $h_{\text{эк}}$, а затем методом последовательного приближения добиться того, чтобы это значение совпало со значением, определяемым приведенной формулой. Примем $h_{\text{эк}}=1{,}0$ м, тогда

$$\Delta p_{\text{эк}}=\lambda_0 h_{\text{эк}}(\rho' w_0^2/2)=0{,}8\cdot 1{,}0(954{,}6\cdot 1{,}0^2/2)=381{,}5 \text{ Па};$$

$$h_{\text{эк}}=\frac{-0{,}55-(1060{,}7+299{,}8+381{,}5)\,9{,}83\cdot 10^{-4}+\dfrac{4\cdot 41{,}9}{954{,}6\cdot 1{,}0\cdot 0{,}033}+}{+9{,}81\cdot 954{,}6\,(2{,}02-0{,}16)\cdot 9{,}83\cdot 10^{-4}}=1{,}02 \text{ м}.$$

$$+9{,}81\cdot 954{,}9\cdot 9{,}83\ 10^{-4}$$

Принятое значение $h_{эк}$ и рассчитанное почти совпали.

Поэтому можно считать высоту экономайзерного участка равной 1,02 м, а потери на нем

$$\Delta p_{эк}=381{,}5(1{,}02/1{,}0)=389 \text{ Па}.$$

Таким образом, общее сопротивление в подводящих линиях (до сечения, в котором происходит закипание потока)

$$\Delta p_{подв}=\Delta p_{оп}+\Delta p_{н.о}+\Delta p_{эк}=1060{,}7+299{,}8+389{,}5=1750 \text{ Па}.$$

Определим развиваемый полезный напор при этой же скорости $w_0=1{,}0$ м/с.

Количество пара, образующееся в одной трубе,

$$G_1'=Q/(zr)=12492{,}4/(1600\cdot 2244{,}4)=3{,}48\cdot 10^{-3} \text{ кг/с},$$

а приведенная скорость пара на выходе из труб греющей секции

$$w_{ок}'=G_1'/(\rho''0{,}785d_{вн}^2)=(3{,}48\cdot 10^{-3})/(0{,}70\cdot 0{,}785\cdot 0{,}033^2)=5{,}82 \text{ м/с}.$$

Движущий напор определяется по средней приведенной скорости пара в трубе. Так как на входе в трубу пара нет, то $w''_{0\,расч}=w''_{ок}/2=5{,}82/2=2{,}91$ м/с.

При этом значении $w''_{0\,расч}$ расходное паросодержание

$$\beta_{расч}=w_{0расч}'/(w_{0расч}''+w_0)=2{,}91/(2{,}91+1{,}0)=0{,}744.$$

Истинное объемное паросодержание φ определяют обычно с помощью номограмм норм расчета циркуляции или по аналитическим зависимостям (см. гл. 1). При давлениях $p\geqslant 1{,}0$ МПа значения φ, определенные по номограммам и аналитическим зависимостям (1.32), (1.34) или (3.41), практически совпадают. Для низких давлений номограмм нет. В соответствии с зависимостью (3.41)

$$\varphi_{расч}=\beta_{расч}(1+w^*/w_{см.расч})^{-1},$$

где

$$w^*=w_{пуз}\psi_{вз}.$$

Скорость смеси

$$w_{см.расч}=w_{0расч}''+w_0=2{,}91+1{,}0=3{,}91 \text{ м/с}.$$

Скорость всплытия одиночного пузыря в неподвижной жидкости [см. формулу (3.42)]

$$w_{пуз}\cong 1{,}5\sqrt[4]{g\sigma\frac{\rho'-\rho''}{(\rho')^2}}=1{,}5\sqrt[4]{\frac{9{,}81\cdot 58{,}0\cdot 10^{-3}(954{,}6-0{,}7)}{954{,}6^2}}=$$
$$=0{,}234 \text{ м/с},$$

а фактор взаимодействия [см. формулу (3.43)]

$$\psi_{вз}=1{,}4\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{1{,}5}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)^5=1{,}4\left(\frac{954{,}6}{0{,}7}\right)^{1/5}\left(1-\frac{0{,}7}{954{,}6}\right)^5=5{,}91$$

и, следовательно, групповая скорость всплыгия пузырей $w^*=0{,}234\cdot 5{,}91=1{,}383$ м/с. Тогда $\varphi_{\text{расч}}=0{,}744/(1+1{,}383/3{,}91)=0{,}55$*.

Движущий напор

$$\Delta p_{\text{дв}}=g(\rho'-\rho'')\varphi_{\text{расч}}h_{\text{пар}}=9{,}81(954{,}6-0{,}7)\cdot 0{,}55\cdot 0{,}84=4323 \text{ Па}.$$

Здесь высота трубы, по которой течет пароводяная смесь,

$$h_{\text{пар}}=h_{\text{полн}}-h'_{\text{н.о}}-h_{\text{эк}}=2{,}02-0{,}16-1{,}02=0{,}84 \text{ м},$$

где $h_{\text{н.о}}$ — высота нижних необогреваемых участков труб.

На пароводяной линии имеются потери на трение в самой трубе, местные потери на выходе и потери на ускорение потока. Потери на трение рассчитываются по формуле (1.49), которую можно привести к виду

$$\Delta p_{\text{тр}}=\lambda_0 h_{\text{пар}}\frac{\rho' w_0^2}{2}\left[1+\psi\frac{w''_{\text{ок}}}{2w_0}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right]=$$

$$=0{,}8\cdot 0{,}84\frac{954{,}6\cdot 1{,}0^2}{2}\left[1+1{,}5\frac{5{,}82}{2\cdot 1{,}0}\left(1-\frac{0{,}7}{954{,}6}\right)\right]=1719 \text{ Па},$$

а потери на выходе потока из труб

$$\Delta p_{\text{вых}}=\xi_{\text{вых}}\frac{\rho' w_0^2}{2}\left[1+\frac{w''_0}{w'_0}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right]=$$

$$=1{,}2\frac{954{,}6\cdot 1{,}0^2}{2}\left[1+\frac{5{,}82}{1{,}0}\left(1-\frac{0{,}7}{954{,}6}\right)\right]=3904 \text{ Па}.$$

Как было показано ранее [см. гл. 1, зависимость (1.58)], потери на ускорение могут быть рассчитаны по формуле

$$\Delta p_{\text{уск}}=(\rho' w_0)^2(y_2-y_1),$$

где

$$y=x^2/(\rho''\varphi)+(1-x)^2/[\rho'(1-\varphi)].$$

Для сечения, в котором жидкость закипает, $x=0$ и $\varphi=0$. Следовательно, $y_1=1/\rho'=1/954{,}6$ м^3/кг **. В выходном сечении

$$w_{\text{см.к}}=w''_{\text{ок}}+w_0=5{,}82+1{,}0=6{,}82 \text{ м/с}.$$

$$\beta_{\text{к}}=w''_{\text{ок}}/(w''_{\text{ок}}+w_0)=5{,}82/(5{,}82+1{,}0)=0{,}853$$

и

$$\varphi_{\text{к}}=\beta_{\text{к}}/(1+w^*/w_{\text{см.к}})=0{,}853/(1+1{,}383/6{,}82)=0{,}71.$$

Весовое паросодержание в этом сечении

$$x_{\text{к}}=G''/(G''+G')=\rho'' w''_{\text{ок}}/(\rho' w_0)=0{,}7\cdot 5{,}82/(954{,}6\cdot 1{,}0)=0{,}00426.$$

---

* При расчете по формуле (1.32) $\varphi_{\text{расч}}$ примет значение 0,6.

** Когда $x\to 0$ и $\varphi\to 0$, $x^2/(\rho''\varphi)$ также обращается в нуль.

Тогда

$$y_2=\frac{x^2_к}{\rho''\varphi}+\frac{(1-x_к)^2}{\rho'(1-\varphi)}=\frac{0{,}00426^2}{0{,}7\cdot 0{,}71}+\frac{(1-0{,}00426)^2}{954{,}6(1-0{,}71)}\approx\frac{1}{954{,}6\cdot 0{,}29}\ м^3/кг.$$

Таким образом, потери на ускорение

$$\Delta p_{уск}=954{,}6^2\cdot 1{,}0^2[1/(954{,}6\cdot 0{,}29)-1/954{,}6]=2337\ Па.$$

Полезный напор

$$\Delta p_{пол}=\Delta p_{дв}-\Delta p_{тр}-\Delta p_{вых}-\Delta p_{уск}=4323-1719-3904-2337=$$
$$=-3637\ Па.$$

Проведя аналогичные расчеты при $w_0=0{,}6$ м/с и $w_0=0{,}8$ м/с, получим:

для $w_0=0{,}6$ м/с $\quad \Delta p_{подв}=582$ Па

и $\Delta p_{пол}=872$ Па;

для $w_0=0{,}8$ м/с $\quad \Delta p_{подв}=1043$ Па

и $\Delta p_{пол}=-1334$ Па.

Построив кривые изменения полезного напора и потерь в подводящих линиях в зависимости от w_0 (рис. 3.П), получим в точке пересечения искомое значение скорости циркуляции $w_0=0{,}63$ м/с.

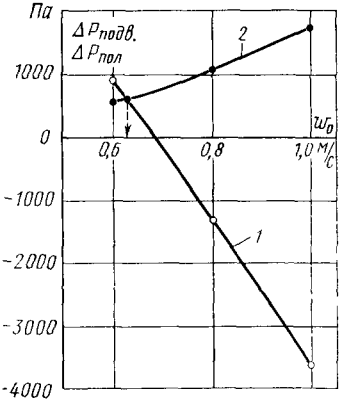


Рис. 3.П. К определению скорости циркуляции в трубах испарителя:
1 — $\Delta p_{пол}=f(w_0)$; *2* — $\Delta p_{подв}=f(w_0)$

Теперь определим скорость циркуляции, используя формулу (2.13). В соответствии с этой формулой для рассматриваемых условий

$$w_0=\sqrt{\frac{2g\varphi_{расч}h_{пар}}{Z_{подв.прив}+\dfrac{\Sigma\Delta p_{дв\,п}}{(\rho' w_0^2)/2}}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)}.$$

Сначала, так же как при расчете по нормативному методу, зададимся значением $w_0=1{,}0$ м/с. При этом значении w_0 полный приведенный коэффициент гидравлического сопротивления подводящей части контура (включающего опускную часть, необогреваемый и экономайзерный участки) определяется так:

$$Z_{подв.прив}=Z_{оп}\left(\frac{w_{оп}}{w_0}\right)^2+Z_{н.о}+Z_{эк}=(0{,}5+0{,}075\cdot 2{,}02+1{,}0)\times$$

$$\times\left(\frac{1{,}16}{1{,}0}\right)^2+(0{,}5+0{,}8\cdot 0{,}16)+0{,}8\cdot 1{,}02=2{,}22+0{,}63+0{,}82=3{,}67,$$

где полные коэффициенты гидравлических сопротивлений опускного $Z_{оп}$, необогреваемого $Z_{но}$ и экономайзерного $Z_{эк}$ участков определены по установленным выше величинам.

Из данных приведенного выше расчета

$$\frac{\Sigma\Delta p_{дв\,п}}{(\rho' w_0^2)/2}=\frac{\Delta p_{гр}+\Delta p_{вых}+\Delta p_{уск}}{(\rho' w^2{}_0)/2}=\frac{1719+3904+2337}{(954{,}6\cdot 1{,}0^2)/2}=16{,}7,$$

а истинное объемное паросодержание $\varphi_{расч}=0{,}55$ и, следовательно,

$$w_0=\sqrt{\frac{2\ 9{,}81\ 0{,}55\cdot 0{,}84}{3{,}67+16{,}7}\left(1-\frac{0{,}7}{954{,}6}\right)}=0{,}667\ \text{м/с}.$$

Это значение не совпало с тем, которым мы задались. Поэтому следует провести расчет при другом значении w_0. Примем $w_0=0{,}63$ м/с и по методике, аналогичной примененной выше, определим высоту экономайзерного участка $h_{эк}$. Эта высота окажется равной 0,884 м. Приведенный коэффициент сопротивления на опускных линиях $Z_{оп\,прив}$ и коэффициент $Z_{но}$ на необогреваемом участке останутся такими же, что и при $w_0=1{,}0$ м/с, и, следовательно, $Z_{подв\,прив}=2{,}22+0{,}63+0{,}8\cdot 0{,}884=3{,}56$. Истинное объемное паросодержание, рассчитанное по тем же приведенным выше зависимостям $\varphi_{расч}$ при $w_0=0{,}63$ м/с, окажется равным 0,59; потери на трение для двухфазного потока $\Delta p_{тр}=1186$ Па; потери на выходе из пучка $\Delta p_{вых}=2355$ Па и на ускорение $\Delta p_{уск}=1125$ Па.

Таким образом,

$$\frac{\Delta p_{дв.п}}{(\rho'\omega_0^2)/2}=\frac{1186+2355+1125}{(954{,}6\ 0{,}63^2)/2}=24{,}63,\ \text{а}$$

$$w_0=\sqrt{\frac{2\ 9{,}81\ 0{,}59\ 0{,}976}{3{,}56+24{,}63}\left(1-\frac{0{,}7}{954{,}6}\right)}=0{,}634\ \text{м/с}.$$

Это значение достаточно хорошо согласуется с принятым, поэтому повторный расчет не требуется.

Полученное по данной методике значение скорости циркуляции $w_0=0{,}634$ м/с почти не отличается от значения, определенного по нормативному методу ($w_0=0{,}63$ м/с). Расхождение между этими значениями (составляющие 0,64%) значительно ниже предела точности, с которой могут определяться эти скорости. Полагая третий знак после запятой в значении w_0 излишним и недостаточно достоверным, примем $w_0=0{,}63$ м/с *.

Определение коэффициента теплоотдачи от стенки к кипящей воде. В соответствии с зависимостями (8.5) и (8.7) (см. гл. 8) определим значение комплекса:

$$\frac{q_{вн}}{r_{вг}\rho'' w_0}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{1{,}45}\left(\frac{r_{вг}}{c_p T_н}\right)^{0{,}33}=$$

$$=\frac{41{,}9}{2244{,}6\ 0{,}7\ 0{,}63}\left(\frac{0{,}7}{954{,}6}\right)^{1.45}\left(\frac{2244{,}6}{4{,}22\cdot 377{,}8}\right)^{0{,}33}=1{,}197\cdot 10^{-6}.$$

* В практических расчетах следует пользоваться, конечно, одним из рассмотренных здесь методов определения w_0.

Так как комплекс

$$[q_{вн}/(r\rho''w_0)](\rho''/\rho')^{1,45}[r/(c_pT_и)]^{0,33} < 0,4\cdot 10^{-5},$$

то $Nu_к/Nu=1$ и коэффициент теплоотдачи определяется по формуле

$$Nu=0,023\,Re^{0,8}\cdot Pr^{0,37}.$$

В нашем случае $Re=w_0d_{вн}/\nu=(0,63\cdot 0,033/0,28)\cdot 10^6=74250$, а $Pr=1,648$ и, следовательно, $Nu=0,023\cdot 74250^{0,8}\cdot 1,204=219,3$. Отсюда

$$\alpha_2=Nu\,\lambda/d_{вн}=219,3(0,68/0,033)=4519\ Вт/(м^2\cdot °C).$$

Сопротивление оксидной пленки в испарителях с трубками греющей секции из углеродистой стали $R_{окс}$ обычно находится в пределах $(0,4—1,0)\cdot 10^{-4}$ м²·°С/Вт. Приняв $R_{окс}=0,65\cdot 10^{-4}$ м²·°С/Вт, получим

$$\alpha_2'=1/(1/\alpha_2+R_{окс})=1/(1/4519+0,65\cdot 10^{-4})=3492\ Вт/(м^2\cdot °C).$$

Определение коэффициента теплопередачи. По отношению к внутренней поверхности труб коэффициент теплопередачи определяется по формуле

$$\kappa_{вн}=\frac{1}{\frac{1}{\alpha_1}+\frac{d_{вн}}{2\lambda_{ст}}\ln\frac{d_{нар}}{d_{вн}}+\frac{1}{\alpha_2'}\frac{d_{вн}}{d_{нар}}}=$$

$$=\frac{1}{\frac{1}{5868}+\frac{0,033}{2\ 47}\ln\frac{0,038}{0,033}+\frac{1}{3492}\cdot\frac{0,033}{0,038}}=2134\ Вт/(м^2\cdot °C).$$

Это значение $\kappa_{вн}$ отличается от значения, принятого нами в начале расчета, на $[(2200—2134)/2200]\cdot 100=3,0\%$. Такое расхождение вполне допустимо. Поэтому гидродинамический и тепловой расчеты испарителя можно считать законченными.

3. Расчет паропромывочных устройств и определение качества дистиллята

В настоящее время в качестве паропромывочного устройства в испарителях обычно используют паропромывочный дырчатый лист, над которым с помощью переливов поддерживается требуемый уровень промывочной воды (см. рис. 3.13 и рис. 1.П). Гидродинамическая устойчивость барботажного слоя (беспровальный режим) обеспечивается здесь соответствующим выбором скоростей пара в отверстиях дырчатого листа. Как было показано в гл. 3, в беспровальном режиме средняя скорость пара в отверстиях должна быть не ниже значения, определяемого выражением (3.32)

$$\bar{w}''_{отв}=\sqrt{\frac{2g\rho'}{\xi_{отв}\rho''}}\sqrt{H(1-\bar{\varphi})+\frac{2\sigma}{R_1g\rho'}}.$$

Среднее объемное паросодержание промывочного слоя $\bar{\varphi}$ зависит от приведенной скорости пара w_0'' [см. уравнение (3.33)]. При производительности испарителя $D_{исп}$ общий расход пара $D_{общ}$, поступающего на паропромывочное устройство, определяется выражением

$$D_{общ}=D_{исп}+\Delta D=D_{исп}+D_{исп}(1+P_{пр}/100)[(i'_{вт}-i_{в})/r_{вт}],$$

где ΔD — количество пара, сконденсировавшееся в промывочной воде в процессе барботажа, кг/с; $P_{пр}$ — величина продувки, %.

Обычно в испаритель вода поступает из деаэратора, где поддерживается давление 0,117 МПа, энтальпия питательной воды испарителя $i_{в}=436$ кДж/кг. Поэтому $D_{общ}=20\,000+20\,000(1+2/100)[(439{,}4-436{,}0)/2244{,}4]=20\,040$ кг/ч, а приведенная скорость пара

$$w_0''=D_{общ}/(3600\rho''0{,}785D_{вн}^2)=20040/(3600\cdot 0{,}7\cdot 0{,}785\cdot 3{,}0^2)=1{,}126 \text{ м/с}.$$

В соответствии с уравнением (3.34) среднее паросодержание определятся из зависимости $\bar{\varphi}^2/(1-\bar{\varphi})=w_0''^2/(gH)$ или $\bar{\varphi}^2/(1-\bar{\varphi})=1{,}126^2/(9{,}81\cdot 0{,}065)$, в которой действительная высота уровня на паропромывочном листе H принята равной 0,065 м.

Решив данное уравнение, получим $\bar{\varphi}=0{,}731$.

Коэффициент сопротивления $\xi_{отв}$ выбирается в зависимости от относительной площади живого сечения отверстий $A_{отв}/A_{вн}$.

Предполагая $A_{отв}/A_{вн}=0{,}075$, принимаем $\xi_{отв}=2{,}6$ (см. рис. 3.11). Таким образом,

$$w''_{отв}=\sqrt{\frac{2\cdot 9{,}81\cdot 954{,}6}{2{,}6\cdot 0{,}7}}\sqrt{0{,}065(1-0{,}731)+\frac{2\cdot 5{,}8\cdot 10^{-2}}{0{,}003\cdot 9{,}81\cdot 954{,}6}}=$$
$$=14{,}92 \text{ м/с}.$$

Здесь диаметр отверстий в дырчатом листе принят равным 6 мм. Тогда общая площадь отверстий

$$A_{отв}=D_{общ}/(3600\rho''w''_{отв})=20040/(3600\cdot 0{,}7\cdot 14{,}92)=0{,}533 \text{ м}^2, \text{ а}$$
$$A_{отв}/(0{,}785D_{вн}^2)=0{,}533/(0{,}785\cdot 3{,}0^2)=0{,}0754,$$

что достаточно хорошо согласуется с принятым значением отношения $A_{отв}/A_{вн}$.

Для определения качества дистиллята установим сначала влажность пара ω в сечении непосредственно под промывочным листом. Воспользуемся для этого формулой (4.9) *:

$$\omega=6{,}1\cdot 10^9\frac{Fr^{1{,}38}}{Ar^{1{,}1}}\left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\Big/H\right)^{0{,}92}.$$

* Формула (4.9) получена для условий, когда солесодержание воды $S_{в}$, из которой образуется пар, ниже критического $S_{кр}$. В испарителях солесодержание коицентрата всегда значительно выше $S_{кр}$. Поэтому действительный унос здесь имеет более высокие значения. Однако, так как расчет основывается на данных, полученных при испытании многих испарителей при различных режимах, ошибки, связаиные с недостаточной точностью формулы в данных условиях, компенсируются соответствующим выбором коэффициентов, оценивающих эффективиость очистки пара в промывочных устройствах и сепараторе.

Здесь $\mathrm{Fr}=w_0^{**}/(gH)=1{,}126^2/(9{,}81\cdot 0{,}6)=0{,}2154$,

$$\mathrm{Ar}=\frac{g\left(\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\right)^3}{\nu^2}\cdot\frac{\rho'-\rho''}{\rho''}=$$

$$=\frac{9{,}81\left(\sqrt{\dfrac{5{,}8\cdot 10^{-2}}{9{,}81(954{,}6-0{,}7)}}\right)^3}{0{,}28^2}\cdot 10^{12}\cdot\frac{954{,}6-0{,}7}{0{,}7}=2{,}63\cdot 10^9,$$

$$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}\Big/H=\sqrt{\frac{5{,}8\cdot 10^{-2}}{9{,}81(954{,}6-0{,}7)}}\Big/0{,}6=4{,}15/10^3.$$

а высота парового пространства от истинного уровня до дырчатого листа H принята равной 0,6 м *.

Тогда влажность пара на входе в отверстия промывочного листа $\omega=6{,}1\cdot 10^9[0{,}2154^{1{,}38}/(2{,}63\cdot 10^9)^{1{,}1}](4{,}15/10^3)^{0{,}92}=0{,}2\cdot 10^{-3}$.

При данном значении ω солесодержание 1 кг пара, поступающего на паропромывочное устройство, определится так:

$$S_{\text{п1}}=\omega S_{\text{к}}=0{,}2\cdot 10^{-3}\cdot 50\,000=10\ \text{мг/кг},$$

где приведенное солесодержание концентрата $S_{\text{к}}=50\,000$ мг/кг.

При приведенном солесодержании питательной воды испарителя $S_{\text{п в}}=1000$ мг/кг солесодержание промывочной воды на паропромывочном устройстве

$$S_{\text{пр.в1}}=S_{\text{п.в}}+S_{\text{п1}}=1000+10=1010\ \text{мг/кг}.$$

Унос с этого листа

$$S_{\text{п2}}=S_{\text{п1}}(1-\eta_{\text{пр}})+\omega S_{\text{пр.в1}}.$$

Коэффициент очистки на паропромывочных листах испарителей находится в пределах 0,9—0,95. Учитывая, что в рассматриваемом примере нагрузка испарителя для давления 0,12 МПа выбрана сравнительно высокой, примем $\eta_{\text{пр}}=0{,}9$. Тогда

$$S_{\text{п2}}=10(1-0{,}9)+0{,}2\cdot 10^{-3}\cdot 1010\cong 1{,}2\ \text{мг/кг}.$$

Для испарителя с одноступенчатой промывкой солесодержание дистиллята $S_{\text{д}}=S_{\text{п2}}(1-\eta_{\text{ж.с}})$, где коэффициент очистки в жалюзийном сепараторе $\eta_{\text{ж.с}}$ может приниматься равным 0,75—0,85. Приняв $\eta_{\text{ж.с}}=0{,}8$, получим

$$S_{\text{д}}=1{,}2(1-0{,}8)=0{,}24\ \text{мг/кг}=240\ \text{мкг/кг}.$$

Испарители с одноступенчатой промывкой в слое питательной воды применяют для подготовки добавочной воды на электростан-

---

* Когда H больше 0,8—1,0 м, в расчет следует вводить эти предельные значения высоты парового пространства, так как в этих условиях ω определяется транспортируемым уносом, величина которого от H не зависит.

циях с паротурбинными установками и барабанными котлами. При прямоточных паровых котлах требования к качеству питательной воды значительно выше и здесь, когда для подготовки добавочной воды применяют испарители, их оборудуют двухступенчатой промывкой пара. На первой ступени промывка ведется питательной водой испарителя, на втором — конденсатом.

В рассматриваемом примере при двухступенчатой промывке солесодержание пара перед вторым паропромывочным устройством $S_{п2}=1{,}2$ мг/кг. Обычно расход конденсата, подаваемого на это устройство, составляет 3—5% от производительности испарителя. При $D=0{,}04D_{исп}$ солесодержание промывочной воды

$$S_{пр.в2}=S_{п2}(D_{исп}/D_к)\eta_{пр}\cong 1{,}2\,[20/(0{,}04\cdot 20)]\cdot 0{,}9=27 \text{ мг/кг*},$$

а солесодержание пара на входе в жалюзийный сепаратор

$$S_{п3}=S_{п2}(1-\eta_{пр})+\omega S_{пр.в2}=1{,}2\,(1{,}0-0{,}9)+0{,}2\cdot 10^{-3}\cdot 27{,}0=$$
$$=0{,}1254 \text{ мг/кг}=125{,}4 \text{ мкг/кг}.$$

Тогда солесодержание дистиллята

$$S_д=S_{п3}(1-\eta_{ж.с})=125{,}4\,(1-0{,}8)=25{,}8 \text{ мкг/кг}.$$

В проведенном расчете по определению солесодержания дистиллята имеется ряд допущений. Кроме того, коэффициенты, оценивающие эффективность промывочных устройств и жалюзийного сепаратора, не могут быть выбраны в каждом отдельном случае с достаточной точностью. Поэтому конечные результаты расчета следует рассматривать лишь как ориентировочные.

Однако с достаточной точностью можно указать диапазон солесодержаний, который при принятых условиях охватывает возможные значения $S_д$ дистиллята. Так, подобные расчеты, проведенные при различных возможных значениях $\eta_{пр}$ и $\eta_{ж\,с}$ для режима, принятого в рассмотренном примере при коэффициентах промывки на листе со слоем питательной воды $\eta_{пр1}=0{,}90\div 0{,}95$, а на листе со слоем конденсата $\eta_{пр2}=0{,}80\div 0{,}90$ и значениях коэффициента очистки жалюзийного сепаратора $\eta_{ж\,с}=0{,}75\div 0{,}85$, показывают, что солесодержание дистиллята при одноступенчатой промывке находится в пределах 180—300 мкг/кг, а при двухступенчатой — в пределах 10—60 мкг/кг.

Пример 2. Расчет циркуляции в испарителе с вынесенной зоной кипения

Конструкция испарителя показана на рис. 4.П (см. вкладку). В испарителях такого типа в греющей секции вода не догревается до температуры насыщения и парообразование происходит в верхней части подъемной трубы. Образующийся здесь пар, отделив-

* Значением солесодержания конденсата пренебрегаем.

шись от основной массы жидкости, поступает в очистительные устройства, расположенные в паровом объеме испарителя. Вода попадает в объем между корпусом и подъемной трубой и по опускным трубам движется вниз во входную камеру греющей секции. Движущий напор циркуляции развивается на верхнем испарительном участке подъемной трубы.

В конструкции, показанной на рис. 4.П (так же как в испарителе обычного типа, рис. 1.П), для тонкой очистки пара применены паропромывочные устройства и жалюзийный сепаратор.

Испарители с вынесенной зоной кипения работают обычно под вакуумом или при давлении, близком к атмосферному. Температура воды в них не превышает 100—105°С. Так как при этом на поверхностях теплообмена парообразования не происходит, накипь практически не осаждается на них при питании испарителей сырой водой с затравкой или водой, обработанной лишь известкованием или содоизвестковым методом.

При работе с затравкой в испаритель вводят мелкокристаллическую взвесь природного мела и строительного гипса [29]. Осаждение солей жесткости в процессе парообразования происходит на частичках взвеси (которые являются здесь центром кристаллизации), вследствие этого накипь на греющие поверхности не выпадает. Обработка воды, подаваемой в испаритель с вынесенной зоной кипения, может ограничиваться также лишь подкислением ее.

Испарители такого типа широко применяют для опреснения морской воды. Требования к качеству дистиллята при этом не столь высокие, как на тепловых электрических станциях, поэтому очистка ее ведется в паровом пространстве испарителя лишь с помощью сепараторов (промывочные устройства не применяют, см. рис. 4.29, *б*).

Методика теплового расчета испарителя с вынесенной зоной кипения и естественной циркуляцией и расчет теплопередачи немногим отличаются от рассмотренных выше, в предыдущем примере. Коэффициент теплоотдачи от конденсирующегося пара α_1 определяется по тем же зависимостям, а коэффициент теплоотдачи α_2 рассчитывается по обычной зависимости для конвективного теплообмена. Однако и здесь для определения коэффициента α_2 необходимо знать скорость циркуляции w_0. Расчет по определению w_0 в испарителях рассматриваемого типа имеет некоторые особенности.

Определим скорость циркуляции в испарителе с вынесенной зоной кипения производительностью 25 т/ч, работающем при давлении вторичного пара $p_{вт}=0{,}065$ МПа. Схема циркуляции и основные размеры, характеризующие циркуляционный контур, показаны на рис. 4.П. Греющая секция собрана из 1600 труб $\varnothing$ 38×2,5 мм и длиной 4000 мм. Вода поступает из паропромывочного устройства по трубам $\varnothing$ 66 мм. В нижнюю камеру греющей секции она перетекает по трем опускным трубам $\varnothing$ 800 мм. Подъемная труба имеет $\varnothing$ 1400 мм и длину 3600 мм. Уровень воды в испарителе поддерживается на расстоянии 200 мм от выходного сечения подъемной трубы.

Построим кривые изменения сопротивлений в подводящей части контура и полезного напора в зависимости от скорости циркуляции в трубах греющей секции w_0. Парообразование происходит в верхней части подъемной трубы, и, следовательно, подводящая часть циркуляционного контура состоит из опускной линии, труб греющей секции, переходного участка (из греющей секции в подъемную трубу) и экономайзерного участка подъемной трубы. Проведем гидродинамический расчет при $w_0=0{,}8$ м/с. При этом значении w_0 количество циркулирующей в контуре воды

$$G_{конт}=A_{тр}\rho' w_0=1{,}368\cdot 966{,}4\cdot 0{,}8=1058 \text{ кг/с},$$

где площадь поперечного сечения всех труб греющей секции

$$A_{тр}=0{,}785 d_{вн}^2 z=0{,}785\cdot 0{,}033^2\cdot 1600=1{,}368 \text{ м}^2.$$

Скорость воды в опускных трубах

$$w_{оп}=G_{конт}/(\rho'\cdot 3a_{оп.тр})=1058/(966{,}4\cdot 3\cdot 0{,}5)=0{,}73 \text{ м/с},$$

где площадь сечения опускной трубы

$$a_{оп.тр}=0{,}785 d_{оп.тр}^2=0{,}785\cdot 0{,}8^2=0{,}5 \text{ м}^2.$$

Гидравлическое сопротивление опускных труб

$$\Delta p_{оп}=(\xi_{вх}+\sum\xi_{пов}+\xi_{вых}+\lambda_0 L_{оп})(\rho' w_{оп}^2/2)^*.$$

Здесь $\xi_{вх}=0{,}5$; $\xi_{вых}=1{,}0$ и $\xi_{пов}=0{,}2$.

Коэффициент трения для технических труб, применяемых в аппаратостроении, в области квадратичного закона сопротивления $\xi_{тр}=0{,}025\div 0{,}035$. Приняв $\xi_{тр}=0{,}03$, получим приведенный коэффициент трения $\lambda_0=\lambda/d=0{,}03/0{,}8=0{,}0375$, тогда

$$\Delta p_{оп}=(0{,}5+2\cdot 0{,}2+1{,}0+0{,}0375\cdot 7{,}76)(966{,}4\cdot 0{,}73^2/2)=564 \text{ Па}.$$

Сопротивление греющей секции

$$\Delta p_{гр.с}=(\xi_{вх}+\lambda_0 L_{гр.с}+\xi_{вых})(\rho' w_0^2/2)=$$
$$=(0{,}5+0{,}8\cdot 4{,}0+1{,}0)(966{,}4\cdot 0{,}8^2/2)=1453{,}5 \text{ Па}.$$

Сопротивление на входе в переходный участок учтено при определении гидравлического сопротивления греющей секции. Коэффициент сопротивления диффузора определяется по формуле [60] $\xi_{диф}=K\xi_{вых}$. При угле раствора диффузора $\alpha\geqslant 40°$ коэффициент $K=1$; $\xi_{вых}$ определяется в зависимости от отношения площади выходного сечения греющей секции $A_{вх}$ (сечение на входе в диффузор) к большей площади $A_{вых}$.

---

* Сопротивлениями движения воды в корпусе испарителя пренебрегаем. Значения коэффициентов гидравлических сопротивлений здесь и далее выбираются по данным, приведенным в [26, 60]. Полная длина опускных труб устанавливается по чертежу испарителя (рис. 4.П).

Для нашего случая

$$A_{вх}/A_{вых}=(d_{вх}/d_{вых})^2=(2{,}6/3{,}2)^2=0{,}66 \text{ и } \xi_{вых}=0{,}1.$$

Следовательно,

$$\Delta p_{диф}=\xi_{диф}(\rho' w_{вх}^{*2}/2)=0{,}1\cdot 966{,}4\cdot 0{,}208^2/2=2{,}1 \text{ Па},$$

где скорость во входном сечении

$$w'_{вх}=w(A_{тр}/A_{вх})=0{,}8\,[1{,}363/(0{,}785\cdot 2{,}6^2)]=0{,}206 \text{ м/с}.$$

Скорость в выходном сечении конфузорной части

$$w'_{вых}=G_{конг}/(\rho'\cdot 0{,}785 D_{вых}^2)=1058/(966{,}4\cdot 0{,}785\cdot 1{,}4^2)=0{,}712 \text{ м/с},$$

а потери (при отношении $A_{вых}/A_{вх}=0{,}194$)

$$\Delta p_{конф}=\xi_{конф}(\rho' w'^{2}_{вых}/2)=0{,}45\,(966{,}4\cdot 0{,}712^2/2=110{,}2 \text{ Па}.$$

В рассматриваемых условиях высота экономайзерного участка определится по формуле

$$h_{эк}=h'_{п.гр}-\frac{\Delta p_{подв}}{\rho' g}-\frac{Q_т/G_{конст}}{\rho' g\,(\partial i'/\partial p)},$$

где $h'_{п\,тр}$ — расстояние от уровня жидкости в корпусе испарителя до входного сечения подъемной трубы, м; $Q_т$ — количество теплоты, подаваемой к циркулирующей воде в греющей секции, кДж/с; потери на подводящей линии

$\Delta p_{подв}=\Delta p_{о\,т}+\Delta p_{гр.с}+\Delta p_{пер.уч}+\Delta p_{эк}$. Здесь $\Delta p_{пер.уч}=\Delta p_{конф}+\Delta p_{диф}$

Примем $h_{эк}=2{,}2$ м, тогда

$$\Delta p_{эк}=\lambda_0 h_{эк}(\rho' w_{эк}^2/2)=0{,}0214\cdot 2{,}2\,(966{,}4\cdot 0{,}712^2/2)=11{,}5 \text{ Па},$$

где $\lambda_0=\xi_{тр}/d_{п.тр}=0{,}03/1{,}4=0{,}0214$;

полные потери на подводящей линии

$$\Delta p_{подв}=564+1453{,}5+112{,}3+11{,}5=2141{,}3 \text{ Па}.$$

Из теплового расчета установлено, что $Q_т=16\cdot 10^3$ кДж/с*. Следовательно,

$$h_{эк}=3{,}4-\frac{2141{,}3}{966{,}4\cdot 9{,}81}-\frac{16\ 10^3}{1{,}058\cdot 10^3\cdot 966{,}4\cdot 9{,}81\ 16{,}3\ 10^{-4}}=2{,}195 \text{ м}.$$

Принятое значение $h_{эк}$ почти не отличается от расчетного. Поэтому можно считать $h_{эк}=2{,}2$ м, $\Delta p_{эк}=11{,}5$ Па, а $\Delta p_{подв}=2141{,}3$ Па.

Определим развиваемый полезный напор при той же скорости в трубах греющей секции $w_0=0{,}8$ м/с. Количество образующегося

---

* Методика теплового расчета не отличается от рассмотренной в примере 1.

пара $G''=Q_т/r_{вт}=16\cdot10^3/2288{,}4=6{,}99$ кг/с, а приведенная скорость пара на выходе из подъемной трубы

$$w''_{ок}=G''/(\rho''\cdot0{,}785D^2_{п.тр})=6{,}99/(0{,}394\cdot0{,}785\cdot1{,}4^2)=11{,}53\ \text{м/с}.$$

Высота участка подъемной трубы, на котором происходит самоиспарение жидкости,

$$h_{пар}=h_{п.тр}-h_{эк}=3{,}6-2{,}2=1{,}4\ \text{м}.$$

где $h_{п\,тр}$ — полная высота подъемной трубы.

Движущий напор развивается не на всей высоте $h_{пар}$, а лишь на расстоянии от сечения, где жидкость закипает до уровня жидкости в корпусе испарителя. Это расстояние

$$h_{пар.расч}=h'_{п.тр}-h_{эк}=3{,}4-2{,}2=1{,}2\ \text{м}.$$

Для определения среднего значения паросодержания на участке высотой $h_{пар\,расч}$ можно полагать, что самоиспарение происходит равномерно по всей высоте $h_{пар}$. Тогда приведенная скорость пара в выходном сечении участка, на котором развивается движущий напор,

$$(w''_{ок})'=w''_{ок}\,(h_{пар\,расч}/h_{пар})=11{,}53(1{,}2/1{,}4)=9{,}88\ \text{м/с},$$

а среднее значение приведенной скорости на этом участке

$$\bar{w}''_{0\,расч}=(w''_{ок})'/2=9{,}88/2=4{,}94\ \text{м/с}.$$

При этом значении $w''_{0\,расч}$ расходное паросодержание

$$\beta_{расч}=\bar{w}''_{0расч}/(\bar{w}''_{0расч}+w_{0п.тр})=4{,}94/(4{,}94+0{,}712)=0{,}874.$$

Приведенная здесь скорость циркуляции в подъемной трубе $w_{0\,п\,тр}$ равна скорости воды в выходном сечении конфузора переходного участка, т. е. $w_{0п\,тр}=w'_{вых}=0{,}712$ м/с.

Истинное объемное паросодержание в соответствии с зависимостью (3.41)

$$\varphi_{расч}=\beta_{расч}(1+w^*/w_{см.расч})^{-1},$$

где $w^*=w_{пуз}\psi_{вз}$.

Скорость смеси

$$w_{см.расч}=\bar{w}''_{0расч}+w_{0п.тр}=4{,}94+0{,}712=5{,}65\ \text{м/с}.$$

Скорость всплытия одиночного пузыря в неподвижной жидкости [см. формулу (3.42)]

$$w_{пуз}\cong1{,}5\sqrt[4]{g\sigma\frac{\rho'-\rho''}{(\rho')^2}}=1{,}5\sqrt[4]{9{,}81\cdot61{,}3\cdot10^{-3}\,\frac{966{,}4-0{,}394}{966{,}4^2}}=$$

$$=0{,}237\ \text{м/с},$$

а фактор взаимодействия

$$\psi_{вз}=1{,}4\,(\rho'/\rho'')^{1/5}(1-\rho''/\rho')^5=1{,}4\,(966{,}4/0{,}394)^{1/5}=6{,}67.$$

Следовательно, групповая скорость всплытия пузырей

$$w^*=0{,}237\cdot 6{,}67=1{,}58\ \text{м/с}.$$

Тогда $\varphi_{расч}=0{,}874/(1+1{,}58/5{,}65)=0{,}683$. Движущий напор

$$\Delta p_{\ в}=g\,(\rho'-\rho'')\,\varphi_{расч}h_{пар.расч}=$$

$$=9{,}81\,(966{,}4-0{,}394)\,0{,}683\cdot 1{,}2=7767\ \text{Па}.$$

На участке испарения имеются потери на трение в самой трубе, местные потери на выходе пароводяной смеси в паровой объем испарителя и потери на ускорение потока. Кроме того, необходимо принять во внимание, что часть перепада затрачивается на подъем жидкости от отметки, соответствующей уровню в корпусе испарителя, до выходного сечения подъемной трубы, т. е. в данном примере на высоту $h_{прев}=0{,}2$ м.

Потери на трение

$$\Delta p_{тр}=\lambda_0 h_{пар}\,\frac{\rho' w_{0\,п\ гр}^2}{2}\left[1+\psi\,\frac{w''_{ок}}{2w_{0\,п\ гр}}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right]=$$

$$=0{,}0215\cdot 1{,}4\,\frac{966{,}4\ \ 0{,}712^2}{2}\left[1+1{,}5\,\frac{11{,}53}{2\ \ 0{,}712}\left(1-\frac{0{,}394}{966{,}4}\right)\right]=96{,}7\ \text{Па}.$$

Потери на выходе

$$\Delta p_{вых}=\xi_{вых}\,\frac{\rho' w_{0\,п\ тр}^2}{2}\left[1+\frac{w''_{ок}}{w_{0\,п.\,гр}}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right]=$$

$$=1{,}2\,\frac{966{,}4\ \ 0{,}712^2}{2}\left[1+\frac{11{,}53}{0{,}712}\left[1-\frac{0{,}394}{966{,}4}\right)\right]=5048\ \text{Па}.$$

Потери на ускорение

$$\Delta p_{уск}=(\rho' w_0)^2(y_2-y_1),$$

где y_1 и y_2 — значения комплекса $y=\dfrac{x^2}{\rho''\varphi}+\dfrac{(1-x)^2}{\rho'(1-\varphi)}$

в начальном и конечном сечениях парообразующего участка.

В начальном сечении $y_1=1/\rho'=1/966{,}4$ м³/кг; в выходном сечении

$$\beta_к=w''_{ок}/(w''_{ок}+w_{0п.тр})=11{,}53/(11{,}53+0{,}712)=0{,}94;$$

$$\varphi_к=\beta_к/(1+w^*/w_{см.к})=0{,}94/(1+1{,}58/12{,}24)=0{,}832;$$

а $$x_к=\rho'' w''_{ок}/(\rho' w_{0п.тр})=0{,}394\cdot 11{,}53/(966{,}4\cdot 0{,}712)=0{,}0066.$$

Следовательно,

$$y_2=\frac{x_к^2}{\rho'\varphi_к}+\frac{(1-x_к)^2}{\rho''(1-\varphi_к)}=\frac{0{,}0066^2}{0{,}394\ \ 0{,}832}+$$

$$+\frac{(1-0{,}0066)^2}{966{,}4\,(1-0{,}832)}\cong\frac{1}{966{,}4\ \ 0{,}168};$$

потери на ускорение

$$\Delta p_{\text{уск}} = (966{,}4 \cdot 0{,}712)^2 [1/(966{,}4 \cdot 0{,}168) - 1/966{,}4] = 2426 \text{ Па}.$$

Перепад, расходуемый на подъем жидкости на высоту $h_{\text{прев}}$,

$$\Delta p_{\text{прев}} = h_{\text{прев}} g (\rho' - \rho'')(1 - \varphi_{\text{к}}) = 0{,}2 \cdot 9{,}81 (966{,}4 - 0{,}394)(1 - 0{,}832) = 318{,}3 \text{ Па}.$$

Полезный напор

$$\Delta p_{\text{пол}} = \Delta p_{\text{дв}} - \Delta p_{\text{тр}} - \Delta p_{\text{вых}} - \Delta p_{\text{уск}} - \Delta p_{\text{прев}} = 7767 - 96{,}7 - 5048 - 2426 - 318{,}3 = -122 \text{ Па}.$$

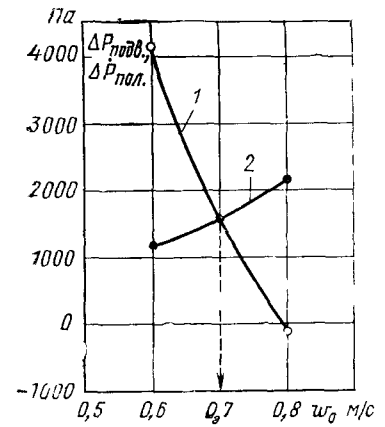


Рис. 5.П. К определению скорости циркуляции в трубах греющей секции:

1 — $\Delta p_{\text{пол}} = f(w_0)$; *2* — $\Delta p_{\text{подв}} = f(w_0)$

Проведя аналогичный расчет при скорости $w = 0{,}6$ м/с, получим для этой скорости $\Delta p_{\text{подв}} = 1200$ Па, $\Delta p_{\text{пол}} = 4150$ Па.

Из сопоставлений значений $\Delta p_{\text{подв}}$ и $\Delta p_{\text{пол}}$, рассчитанных при $w_0 = 0{,}6$ и $0{,}8$ м/с, легко установить, что истинная скорость циркуляции $0{,}6 \text{ м/с} < w_0 < 0{,}8$ м/с, поэтому третье значение w_0 следует выбирать между этими значениями.

Построив кривые изменения полезного напора и потерь в линиях, по которым движется вода до сечения подъемной трубы, где начинается самоиспарение (рис. 5 П), получим в точке пересечения этих кривых искомое значение скорости циркуляции w_0, равное 0,7 м/с.

Теперь определим скорости циркуляции в отдельных элементах контура используя формулу (2.13). По этой формуле установим значение скорости $w_{0\,\text{п тр}}$ в подъемной трубе. По значению $w_{0\,\text{п.тр}}$ определение скоростей в других элементах контура не встретит затруднений. В соответствии с формулой (2.13) для рассматриваемого контура

$$w_{0\,\text{п.тр}} = \sqrt{\frac{2g\varphi_{\text{расч}} h_{\text{пар расч}}}{Z_{\text{подв прив}} + \dfrac{\sum \Delta p_{\text{тв п}}}{(\rho' w_{0\,\text{п.тр}}^2)/2}} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right)}.$$

Так же как и раньше, зададимся сначала значением скорости в греющей секции $w_0 = 0{,}8$ м/с. Тогда скорость циркуляции в подъемной трубе $w_{0\,\text{п тр}} = w'_{\text{вых}} = 0{,}712$ м/с. Полный приведенный коэффи-

циент гидравлического сопротивления подводящей части контура в данном случае (см. рис. 4.П) определится зависимостью

$$Z_{\text{полв.прив}} = Z_{\text{оп}}\left(\frac{w_{\text{оп}}}{w_{0\text{ п. гр}}}\right)^2 + Z_{\text{гр.с}}\left(\frac{w_0}{w_{0\text{ п.гр}}}\right)^2 + Z_{\text{диф}}\left(\frac{w_{\text{диф}}}{w_{0\text{ п. гр}}}\right)^2 +$$

$$+ Z_{\text{конф}}\left(\frac{w_{\text{конф}}}{w_{0\text{ п. гр}}}\right)^2 + Z_{\text{эк}}.$$

Воспользовавшись приведенными выше значениями коэффициентов гидравлических сопротивлений на опускной линии, в трубах греющей секции, диффузоре, конфузоре и на экономайзерном участке подъемной трубы, а также рассчитанными уже скоростями воды в этих элементах контура, установим

$$Z_{\text{полв.прив}} = (0{,}5 + 2\cdot 0{,}2 + 1{,}0 + 0{,}0375\cdot 7{,}76)\left(\frac{0{,}73}{0{,}712}\right)^2 +$$

$$+ (0{,}5 + 0{,}8\cdot 4{,}0 + 1{,}0)\left(\frac{0{,}8}{0{,}712}\right)^2 + 0{,}1\left(\frac{0{,}208}{0{,}712}\right)^2 +$$

$$+ 0{,}45\left(\frac{0{,}712}{0{,}712}\right)^2 + 0{,}0214\cdot 2{,}2 = 8{,}74.$$

Для рассматриваемой схемы подъемной части контура

$$\frac{\sum \Delta p_{\text{дв п}}}{\rho' w_{0\text{ п.тр}}^2/2} = \frac{\Delta p_{\text{гр}} + \Delta p_{\text{вых}} + \Delta p_{\text{уск}} + \Delta p_{\text{прев}}}{\rho' w_0^2/2},$$

или

$$\frac{\Sigma \Delta p_{\text{дв.п}}}{\rho' w_{0\text{ п.тр}}^2/2} = \frac{96{,}7 + 5048 + 2426 + 318{,}3}{966{,}4\ \ 0{,}712^2/2} = 32{,}21.$$

Значения $\Delta p_{\text{тр}}$, $\Delta p_{\text{вых}}$, $\Delta p_{\text{уск}}$ и $\Delta p_{\text{прев}}$ см. в расчете, проведенном по нормативному методу. Истинное объемное паросодержание при ($w_0 = 0{,}8$ м/с) $\varphi_{\text{расч}} = 0{,}683$, а $h_{\text{пар расч}} = 1{,}2$ м (см. выше) и, следовательно,

$$w_{0\text{ п.тр}} = \sqrt{\frac{2\ 9{,}81\ 0{,}683\ 1{,}2}{8{,}74 + 32{,}21}\left(1 - \frac{0{,}394}{966{,}4}\right)} = 0{,}627 \text{ м/с}.$$

Это значение не совпало с тем, которое должно быть при $w_0 = 0{,}8$ м/с ($w_{0\text{п тр}} = 0{,}712$). Поэтому проведем расчет при другом значении w_0. Скорость w_0 выберем при этом такой, чтобы $w_{0\text{п тр}}$ была близка к значению, определяемому по формуле; примем $w_0 = 0{,}7$ м/с. Соотношение между скоростями в отдельных элементах контура при различных расчетных режимах остается одним и тем же; следовательно,

$$w_{0\text{п.тр}} = w_0 (w_{0\text{ п.тр}}/w_0)' = 0{,}7\cdot 0{,}712/0{,}8 = 0{,}623,$$

где $(w_{0\text{п тр}}/w_0)'$ — отношение скоростей в подъемной трубе и трубах греющей секции при рассмотренном ранее расчетном режиме (при $w_0 = 0{,}8$ м/с).

В зависимости, определяющей $Z_{\text{подв.прив}}$, произведения $Z_{\text{эл}}(w_{\text{эл}}/w_{0\text{п гр}})^2$ для каждого элемента контура будут иметь те же значения, что и при рассмотренной ранее скорости w_0, изменится лишь $Z=\lambda_0 h_{\text{эк}}$, так как высота экономайзерного участка зависит от принятого значения скорости воды в греющей секции w_0. При принятой скорости $w_0=0{,}623$ м/с потери в подводящих линиях (определенные по тем же рассмотренным ранее зависимостям) $\Delta p_{\text{подв}}=1638$ Па, а высота экономайзерного участка $h_{\text{эк}}=2{,}11$ м. При этом значении $h_{\text{э}}$, приведенный коэффициент гидравлического сопротивления подводящей части контура

$$Z_{\text{по дв.конт}}=8{,}693+0{,}0214\cdot 2{,}11=8{,}738.$$

Высота участка трубы, по которому движется двухфазный поток,

$$h_{\text{пар}}=3{,}6-2{,}11=1{,}49 \text{ м}.$$

Потери на трение на этом участке $\Delta p_{\text{тр}}=88{,}9$ Па, потери на выходе из трубы $\Delta p_{\text{вых}}=4388{,}5$ Па, на ускорение потока $\Delta p_{\text{уск}}=2012{,}9$ Па, а перепад $\Delta p_{\text{прев}}$, расходуемый на подъем жидкости на высоту $h_{\text{прев}}=0{,}2$ м, составит 305,1 Па. Следовательно,

$$\frac{\Sigma\Delta p_{\text{дв.п}}}{\rho' w_{0\text{ п.гр}}^2/2}=\frac{88{,}9+4388{,}5+2012{,}9+305{,}1}{966{,}4\cdot 0{,}623^2/2}=36{,}23.$$

Рассчитанное при этом режиме истинное объемное паросодержание $\varphi_{\text{расч}}=0{,}69$, а высота, на которой развивается движущий напор, $h_{\text{пар расч}}=1{,}49-0{,}2=1{,}29$ м. Таким образом,

$$w_{0\text{п.тр}}=\sqrt{\frac{2\cdot 9{,}81\cdot 0{,}69\ 1{,}29}{8{,}738+36{,}23}\left(1-\frac{0{,}394}{966{,}4}\right)}=0{,}623 \text{ м/с}.$$

Установленное значение $w_{0\text{п.тр}}$ не отличается от принятого в данном варианте расчета. По результатам расчета скорость циркуляции в подъемной трубе $w_{0\text{п.тр}}=0{,}623$ м/с, а в трубах греющей секции $w_0=0{,}7$ м/с. Эти значения не отличаются от значений, установленных при расчете по нормативному методу (см. рис. 5.П).

Пример 3. Гидродинамический расчет замкнутого циркуляционного контура парового котла

Расчет циркуляции в контуре парового котла, когда давление пара в нем $p\geqslant 1{,}0$ МПа, ведется обычно по нормативному методу гидравлического расчета [26]. Методика такого расчета описана в гл. 2.

Проведем расчет контура, схема которого показана на рис. 6.П. Подъемная часть контура составлена из 30 труб ∅60×5 мм, опускных труб — 3, внутренний диаметр их $d_{\text{вн}}=90$ мм, а длина 50 м; отводящих труб — 6, диаметр их $d_{\text{вн}}=90$ мм, а $L_{\text{отв}}=6$ мм. Остальные необходимые для расчета размеры приведены на рисунке.

Давление пара, отводимого из барабана парового котла, $p=0{,}6$ МПа, плотность теплового потока, рассчитанная по всей обогреваемой поверхности подъемных труб, $q=70$ кВт/м^2.

При расчете по нормативному методу здесь, так же как в рассмотренных примерах, скорость циркуляции в контуре w_0 определится по кривым, устанавливающим зависимость сопротивления в подводящих линиях и полезного напора от w_0. Строятся такие кривые по результатам расчета, проведенного для нескольких значений скорости циркуляции.

Проведем расчет для скорости $w_0=0{,}5$ м/с.

Для рассматриваемых условий площадь сечения подъемных труб

$$A_{\text{под}}=0{,}785d^2_{\text{вн}}n_{\text{под}}=0{,}785\,(50^2/10^6)\cdot 30=$$
$$=0{,}059\ \text{м}^2,$$

где $n_{\text{под}}$ — количество труб.

Следовательно, общий расход воды в контуре

$$G_0=w_0A_{\text{под}}\rho'=0{,}5\cdot 0{,}059\cdot 758=22{,}3\ \text{кг/с}.$$

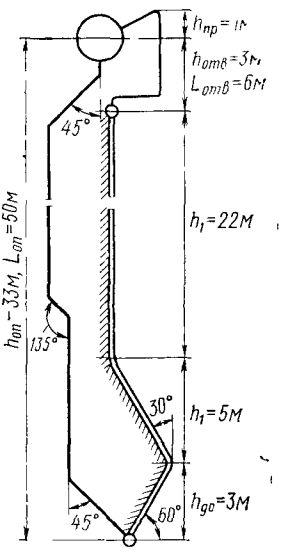


Рис. 6.П. Схема контура

Для принятого значения w_0 скорость воды в опускных трубах

$$w_{\text{оп}}=\frac{G_0}{0{,}785d^2_{\text{оп}}n_{\text{оп}}\rho'}=\frac{22{,}3}{0{,}785\cdot 0{,}092\cdot 3\cdot 758}=1{,}54\ \text{м/с},$$

а потери давления в опускных линиях (от барабана до нижнего коллектора)

$$\Delta p_{\text{оп}}=(\xi_{\text{вх.оп}}+\lambda_{0\,\text{оп}}L_0+\sum\xi_{\text{пов.оп}}+\xi_{\text{вых.оп}})(\rho' w^2_{\text{оп}}/2)=$$
$$=(0{,}5+0{,}2\cdot 50+0{,}7+1{,}3)(758\cdot 1{,}54^2/2)=11235{,}5\ \text{Па}.$$

Здесь значения коэффициентов гидравлического сопротивления на входе в трубу $\xi_{\text{вх}}$, выходе из нее $\xi_{\text{вых}}$ и при поворотах потока $\xi_{\text{пов}}$, а также приведенный коэффициент трения (для труб диаметром ∅ 90 мм из углеродистой стали) выбраны по данным работы [26].

Для определения высоты, на которой развивается движущий напор, необходимо установить сечение, в котором начинается парообразование. Это сечение определяется длиной экономайзерного участка $L_{\text{эк}}$, которая в соответствии с формулой (2.6) устанавливается зависимостью

$$L_{\text{эк}}=\frac{\Delta i_{\text{б}}-(\Delta p_{\text{оп}}+\Delta p_{\text{до}}+\Delta p_{\text{эк}})(\partial i'/\partial p+g\rho'\,(h_{\text{полн}}-h_{\text{до}})(\partial i'/\partial p)}{4\bar{q}_{\text{вн}}/(\rho' w_0 d_{\text{вн}})+g\rho'\,(\partial i'/\partial p)\sin\alpha}.$$

В подобных расчетах при определении $L_{эк}$ потерями на экономайзерном участке $\Delta p_{эк}$ и на участке до начала обогрева $\Delta p_{до}$ обычно пренебрегают. Однако эти величины целесообразно учитывать при определении общих потерь в подводящих линиях (до сечения, в котором начинается парообразование). Поэтому определим $L_{эк}$ также с учетом этих величин. Примем $L_{эк}=0{,}8$ м, тогда

$$\Delta p_{до}+\Delta p_{эк}=[\xi_{вх.под}+\xi_{пов.под}+\lambda_{0\,под}(L_{до}+L_{эк})](\rho' w_0^2/2)=$$
$$=[0{,}7+0{,}2+0{,}42(3{,}5+0{,}8)](758\cdot 0{,}5^2/2)=256{,}5 \text{ Па}.$$

Значения $\xi_{вх}$, $\xi_{пов}$ и λ_0 здесь также выбраны по данным, приведенным в работе [26].

В рассматриваемых условиях $\Delta i_б=0$, а $\partial i'/\partial p=5{,}6\cdot 10^{-5}$ кДж·м²/(кг·Н) (см. рис. 2.2) и, следовательно,

$$L_{эк}=\frac{-(11235{,}5+256{,}5)\ 5{,}6\ 10^{-5}+9{,}8\cdot 758\,(33-3{,}0)\ 5{,}6\cdot 10^{-5}}{4\ 70/(758\cdot 0{,}5\cdot 0{,}05)+9{,}8\cdot 758\ 5{,}6\ 10^{-5}\ 0{,}866}=0{,}78 \text{ м}.$$

Принятое значение $L_{эк}$ с достаточной точностью совпало с рассчитанным. Однако, если бы даже имело место заметное расхождение в значениях этих величин, определять новое значение $L_{эк}$ не требуется, так как $\Delta p_{эк}$ почти не отражается на расчетном значении $L_{эк}$. В этом случае необходимо лишь пересчитать $\Delta p_{эк}$ (по установленной в расчете длине экономайзерного участка). Таким образом, общее сопротивление в подводящих линиях

$$\Delta p_{под}=\Delta p_{оп}+(\Delta p_{до}+\Delta p_{эк})=11235{,}5+256{,}5=11492{,}0 \text{ Па}.$$

Теперь определим развиваемый полезный напор. Длина первого паросодержащего участка (рис. 6.П)

$$L_{п1}=h_1\cos 30^\circ-L_{эк}=5/0{,}866-0{,}78=4{,}99 \text{ м},$$

а высота его $h_{п1}=L_{п1}\cos 30^\circ=4{,}99\cdot 0{,}85=4{,}32$ м.

Количество пара, образующегося на первом участке,

$$D_{п1}=(Q_1-Q_{эк})/r=\pi d_{вн}L_{п1}n_{по\,1}\bar{q}/r=$$
$$=3{,}14\cdot 0{,}05\cdot 4{,}99\cdot 30\cdot 70/1569{,}4=1{,}05 \text{ кг/с},$$

а на втором

$$D_{п2}=Q_2/r=\pi d_{вн}L_{п2}n_{по\,1}\bar{q}/r=$$
$$=3{,}14\cdot 0{,}05\cdot 22\cdot 30\cdot 70/1569{,}4=4{,}62 \text{ кг/с}.$$

За экономайзерным участком из-за уменьшения давления в элементах подъемной части контура температура потока понижается и часть жидкости испаряется. Самоиспарение не вносит существенных изменений в значения $D_{п1}$ и $D_{п2}$. Поэтому в большинстве случаев его можно либо вообще не учитывать, либо рассчитывать по зависимостям, построенным в предположении, что изменение температуры среды вдоль труб элементов контура может быть принято

линейным. Такие зависимости применительно к рассматриваемым условиям имеют следующий вид:

$$D'_{п1}=D_{п1}\left(1+\frac{L_{эк}}{L_{п1}+L_{п2}}\,\frac{L_{п1}}{L_{дв.п.общ}}\right)$$

и

$$D'_{п2}=D_{п2}\left(1+\frac{L_{эк}}{L_{п1}+L_{п2}}\,\frac{L_{п2}}{L_{дв.п.общ}}\right),$$

где $D'_{п1}$ и $D'_{п2}$ — общее количество пара, образующееся на первом и втором участках контура с учетом самоиспарения жидкости; $L_{дв.п\ общ}$ — длина труб, по которым протекает двухфазный поток.

В тех случаях, когда требуется обеспечить бо́льшую точность при определении $D'_{п1}$ и $D'_{п2}$, количества пара, образующегося при самоиспарении жидкости, могут быть рассчитаны по предварительно построенным кривым измерения температуры потока вдоль труб рассматриваемой части контура.

Воспользовавшись приведенными зависимостями, установим:

$$D'_{п1}=1{,}05\left(1+\frac{0{,}783}{4{,}99+22{,}0}\,\frac{4{,}99}{32{,}99}\right)=1{,}055\ \text{кг/с},$$

$$D'_{п2}=4{,}62\left(1+\frac{0{,}783}{4{,}99+22{,}0}\,\frac{22{,}0}{32{,}99}\right)=4{,}709\ \text{кг/с}.$$

Соответственно средние приведенные скорости пара на этих участках:

$$\overline{w}^{\bullet}_{01}=D'_{п1}/(2\rho''A_{по т})=\frac{1{,}055}{2\ 30{,}85\cdot 0{,}059}=0{,}29\ \text{м/с},$$

$$\overline{w}^{\bullet}_{02}=(D'_{п1}+0{,}5D'_{п2})/(\rho''A_{по т})=(1{,}055+0{,}5\cdot 4{,}709)/(30{,}85\cdot 0{,}059)=$$

$$=1{,}87\ \text{м/с};$$

средние скорости смеси:

$$\overline{w}_{см1}=w_0+\overline{w}^{\bullet}_{01}(1-\rho''/\rho')=0{,}5+0{,}29\,(1-30{,}85/785)=0{,}778\ \text{м/с},$$

$$\overline{w}_{см2}=w_0+\overline{w}_{02}(1-\rho''/\rho')=0{,}5+1{,}87\,(1-30{,}85/785)=2{,}295\ \text{м/с}.$$

Этим значениям приведенной скорости пара и скорости смеси соответствуют расходные паросодержания:

$$\beta_1=\overline{w}^{\bullet}_{01}/\overline{w}_{см1}=0{,}29/0{,}778=0{,}373,$$

$$\beta_2=\overline{w}^{\bullet}_{02}/\overline{w}_{см2}=1{,}87/2{,}295=0{,}815.$$

Первый участок установлен наклонно и объемное напорное паросодержание здесь определяется по зависимости $\varphi_1=K_\alpha C\beta_1$, в которой $K=0{,}8$, а $C=0{,}645$ (см. номограммы, рис. 1.12 и 1.13). Следовательно, $\varphi_1=0{,}80\cdot 0{,}645\cdot 0{,}373=0{,}197$.

Второй участок вертикальный, и в трубах этого участка паросодержания определяются по формуле $\varphi_2=C\beta_2$ или, приняв значение C по рис. 1.12, получим $\varphi_2=0{,}81\cdot 0{,}815=0{,}66$.

Для этих значений φ движущие напоры окажутся равными

$$\Delta p_{дв1} = g(\rho' - \rho'')\varphi_1 h_{п1} = 9{,}81\,(758 - 30{,}85)\,0{,}197 \cdot 4{,}32 = 6071 \text{ Па};$$

$$\Delta p_{дв2} = g(\rho' - \rho'')\varphi_2 h_{п2} = 9{,}81\,(758 - 30{,}85)\,0{,}66 \cdot 22 = 103\,576 \text{ Па},$$

а общий движущий напор, развиваемый пучком обогреваемых труб,

$$\Delta p_{дв.пучка} = \Delta p_{дв1} + \Delta p_{дв2} = 6071 + 103\,576 = 109\,647 \text{ Па}.$$

Потери в паросодержащей части пучка состоят из потерь на трение $\Delta p_{тр\,п}$, местных потерь в гибе $\Delta p_{пов\,п}$ и на выходе потока в коллектор $\Delta p_{вых\,п}$, а также потерь на ускорение пароводяного потока $\Delta p_{уск}$. В подобных расчетах (как отмечалось уже, см. гл. 2) потерями на ускорение потока $\Delta p_{уск}$ обычно пренебрегают. Однако здесь мы определим $\Delta p_{уск}$ (для того чтобы оценить, насколько потери на ускорение могут сказаться на результатах) и установим значение скорости циркуляции с учетом и без учета этих потерь.

Потери на трение $\Delta p_{тр}$ определяют по среднему значению паросодержания, рассчитываемому по формуле

$$\bar{x} = 0{,}5 w''_{0\,к} \rho'' / (w_0 \rho').$$

Приведенная скорость пара на выходе из труб пучка

$$w''_{0\,к} = (D'_{п1} + D'_{п2})/(\rho'' A_{под}) = (1{,}055 + 4{,}709)/(30{,}85 \cdot 0{,}059) = 3{,}167 \text{ м/с}$$

и, следовательно, $\bar{x} = 0{,}5 \cdot 3{,}167 \cdot 30{,}85/(0{,}5 \cdot 758) = 0{,}1289$ кг/кг.

Тогда

$$\Delta p_{тр.п} = \lambda_0 L_п (\rho' w_0^2/2)\,[1 + \psi \bar{x}(\rho'/\rho'' - 1)] = 0{,}42 \cdot 26{,}99\,(758 \cdot 0{,}5^2/2) \times$$
$$\times [1 + 1{,}5 \cdot 0{,}1289\,(758/30{,}85 - 1)] = 5969 \text{ Па}.$$

Здесь $L_п = L_{п1} + L_{п2} = 4{,}99 + 22 = 26{,}99$ м, а коэффициент ψ определен по номограмме рис. 1.12 для приведенной скорости $w_0 = 0{,}5$ м/с и давления в контуре $p_0 = 6{,}0$ МПа.

Потери давления на поворотах определяют по формуле

$$\Delta p_{пов.п} = \sum \xi_{пов} (\rho' w_0^2/2)\,[1 + \bar{x}_1 (\rho'/\rho'' - 1)]\,.$$

В рассматриваемых условиях в обогреваемой части контура имеется один поворот потока на 30° за первым обогреваемым участком. В таких условиях для однофазного потока $\xi'_{пов} = 0{,}1$, а для двухфазного, когда за поворотом имеется вертикальный участок трубы, $\xi'_{пов} = 4\xi'_{пов} = 4 \cdot 0{,}1 = 0{,}4$ [26].

Таким образом,

$$\Delta p_{пов.п} = 0{,}4\,(0{,}5^2 \cdot 758/2)\,[1 + 0{,}047\,(758/30{,}85 - 1)] = 80 \text{ Па}.$$

Здесь $x_1 = D'_{п1}/(w_0 \rho' A_{под}) = 1{,}055/(0{,}5 \cdot 758 \cdot 0{,}059) = 0{,}047$ кг/кг.

Потери давления на выходе

$$\Delta p_{вых.п} = \xi_{вых} (\rho' w_0^2/2)\,[1 + x_{вых}(\rho'/\rho'' - 1)] =$$
$$= 1{,}2\,(758 \cdot 0{,}5^2/2)\,[1 + 0{,}2578\,(758/30{,}85 - 1)] = 805 \text{ Па},$$

где $x_{вых} = 2\bar{x} = 2 \cdot 0{,}1289 = 0{,}2578$.

Потери на ускорение определяются зависимостью

$$\Delta p_{\text{уск}} = (\rho' w_0)^2 (y_2 - y_1),$$

где $y = x^2/(\rho''\varphi) + (1-x)^2/[\rho'(1-\varphi)]$ [см. формулу (1.58)].

Для сечения, в котором начинается парообразование, $x = 0$ и $\varphi = 0$, а $y_1 = 1/\rho'' = 1/758 = 1{,}32/10^3$ м^3/кг.

На выходе из второго обогреваемого участка скорость смеси $w_{\text{см к}} = w_0 + w''_{\text{ок}}\ (1 - \rho''/\rho') = 0{,}5 + 3{,}167\,(1 - 30{,}85/758) = 3{,}538$ м/с, а объемное расходное паросодержание $\beta_{\text{к}} = w''_{\text{ок}}/w_{\text{см к}} = 3{,}167/3{,}538 = 0{,}895$.

При этом в соответствии с номограммой, представленной на рис. 1.12, $C = 0{,}83$, а $\varphi_{\text{вых}} = C\beta_{\text{к}} = 0{,}83 \cdot 0{,}895 = 0{,}743$ и, следовательно,

$$y_2 = x^2_{\text{вых}}/(\rho''\varphi_{\text{вых}}) + (1 - x^2_{\text{вых}})/[\rho'(1 - \varphi_{\text{вых}})] = 0{,}2578^2/(30{,}85 \cdot 0{,}743) + \\ + (1 - 0{,}2578)^2/[758\,(1 - 0{,}743)] = 5{,}73/10^3 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Тогда потери на ускорение

$$\Delta p_{\text{уск}} = (758 \cdot 0{,}5)^2\,[(5{,}73 - 1{,}32)/10^3] = 633 \text{ Па}.$$

Общие потери давления в пучке

$$\Delta p_{\text{сопр.пучка}} = \Delta p_{\text{тр.п}} + \Delta p_{\text{пов.п}} + \Delta p_{\text{вых.п}} + \Delta p_{\text{уск}} = \\ = 5969 + 80 + 805 + 633 = 7487 \text{ Па},$$

а развиваемый в обогреваемой части контура полезный напор

$$\Delta p_{\text{пол.пучка}} = \Delta p_{\text{дв.пучка}} - \Delta p_{\text{сопр.пучка}} = 109\,647 - 7487 = 102\,160 \text{ Па}.$$

Без учета потерь на ускорение потока $\Delta p'_{\text{пол пучка}} = 102\,793$ Па.

Таким образом, значения движущего и полезного напоров, развиваемых в парообразующих трубах, установлены. В пароотводящих трубах также протекает пароводяной поток и, следовательно, здесь также развивается движущий напор. Однако в зависимости от сечения этих труб и общего сопротивления полезный напор здесь может иметь как положительное, так и отрицательное значение.

Определим значения $\Delta p_{\text{дв}}$ и $\Delta p_{\text{пол}}$ для этих труб. Площадь сечения пароотводящих труб

$$A_{\text{отв}} = 0{,}785 d^2_{\text{отв}} n_{\text{отв}} = 0{,}785 \cdot 0{,}09^2 \cdot 6 = 0{,}03815 \text{ м}^2,$$

а скорость циркуляции, рассчитанная по этому сечению,

$$w_{0\,\text{отв}} = w_0 (A_{\text{под}}/A_{\text{отв}}) = 0{,}5 \cdot (0{,}059/0{,}03815) = 0{,}77 \text{ м/с}.$$

Приведенная скорость пара в отводящих трубах

$$w''_{0\,\text{отв}} = w''_{\text{ок}} (A_{\text{по}}/A_{\text{отв}}) = 3{,}167 \cdot (0{,}059/0{,}03815) = 4{,}9 \text{ м/с},$$

а скорость смеси

$$w_{\text{см.отв}} = w_{0\,\text{отв}} + w''_{0\,\text{отв}}\,(1 - \rho''/\rho') = 0{,}77 + 4{,}9\,(1 - 30{,}87/758) = 5{,}47 \text{ м/с}.$$

Тогда объемное расходное паросодержание в них составит

$$\beta_{\text{отв}} = w''_{0\,\text{отв}}/w_{\text{см.отв}} = 4{,}9/5{,}47 = 0{,}895.$$

При $w_{\text{см}} > 3{,}5$ м/с, когда $\beta \leqslant 0{,}9$, коэффициент C в формуле $\varphi = C\beta$ можно выбирать по номограмме рис. 1.8, *а* по значениям $w_{\text{см}} = 3{,}5$ м/с. Однако для таких значений $w_{\text{см}}$ можно также непосредственно определить φ в зависимости от массового паросодержания x по номограмме рис. 1.8, *в*. По номограмме (см. рис. 1.8, *а*) $C = 0{,}83$ и

$$\varphi_{\text{отв}} = 0{,}83 \cdot 0{,}895 = 0{,}743.$$

То же значение $\varphi_{\text{отв}}$ можно установить, воспользовавшись номограммой рис. 1.8, *в*.

Полученному значению объемного паросодержания $\varphi_{\text{отв}}$ соответствует движущий напор

$$\Delta p_{\text{дв.отв}} = g(\rho' - \rho'')\varphi_{\text{отв}} h_{\text{отв}} = 9{,}81(758 - 30{,}85) \cdot 0{,}743 \cdot 3 = 15\,900 \text{ Па}.$$

Потери на трение в отводящих трубах

$$\Delta p_{\text{тр.отв}} = \lambda_0 L_{\text{отв}} (\rho' w^2_{0\,\text{отв}}/2)[1 + x_{\text{отв}}\psi_{\text{отв}}(\rho'/\rho'' - 1)] =$$

$$= 0{,}2 \cdot 6{,}0(758 \cdot 0{,}77^2/2)[1 + 0{,}2578 \cdot 1{,}49(758/30{,}85 - 1)] = 2711 \text{ Па}.$$

Здесь в соответствии с рис. 1.12 коэффициент $\psi = 1{,}49$.

Потери на преодоление местных сопротивлений состоят из потерь на входе в отводящие трубы из коллектора, потерь в поворотах и на выходе потока в барабан. Потери на входе зависят от отношения h/d и для наших условий определяются коэффициентом $\xi_{\text{вх}} = 0{,}75$ [26]. Коэффициент местных сопротивлений в гибах для пароводяного потока зависит от расположения и длины участка трубы за поворотом [26]. За первым поворотом в рассматриваемом контуре следует горизонтальный участок с $l/d < 10$, поэтому здесь $\xi_{\text{пов}}$ равен коэффициенту сопротивления поворота для однофазного потока на тот же угол, т. е. $\xi_{\text{пов}} = \xi'_{\text{пов}} = 0{,}2$. За вторым поворотом следует вертикальный участок, относительная длина которого $l/d > 10$. Здесь $\xi_{\text{пов}} = 4\xi'_{\text{пов}} = 4 \cdot 0{,}2 = 0{,}8$. За третьим поворотом следует опускной участок, а угол поворота здесь больше 90° и $\xi_{\text{пов}} = 2\xi'_{\text{пов}} = 2 \cdot 0{,}2 = 0{,}4$.

Таким образом, $\Sigma\xi_{\text{пов}} = 0{,}2 + 0{,}8 + 0{,}4 = 1{,}4$.

Коэффициент потерь на выходе в барабан для двухфазного потока $\xi_{\text{вых}} = 1{,}2$ [26] и, следовательно, потери на преодоление всех местных сопротивлений в отводящих трубах окажутся равными

$$\Delta p_{\text{м.отв}} = (\xi_{\text{вх}} + \Sigma\xi_{\text{пов}} + \xi_{\text{вых}})(\rho' w^2_{0\,\text{отв}}/2)[1 + x_{\text{отв}}(\rho'/\rho'' - 1)] =$$

$$= (0{,}75 + 1{,}4 + 1{,}2)(758 \cdot 0{,}772^2/2)[1 + 0{,}2578(758/30{,}85 - 1)] =$$

$$= 5327 \text{ Па}.$$

Полное сопротивление отводящих труб

$$\Delta p_{\text{сопр.отв}} = \Delta p_{\text{тр.отв}} + \Delta p_{\text{м.отв}} = 2711 + 5327 = 8038 \text{ Па}.$$

Пароводяной поток в контуре (рис. 6.П) подается в паровое пространство барабана, поэтому здесь имеются еще потери на подъем пароводяной смеси выше уровня жидкости в барабане. Эти потери определятся из зависимости

$$\Delta p_{\text{в.у}} = g(1-\varphi_{\text{отв}})(\rho'-\rho'')h_{\text{в.у}} = 9{,}81(1-0{,}743)(758-30{,}85)1{,}0 = 1833 \text{ Па}.$$

Полезный напор в отводящих трубах

$$\Delta p_{\text{пол.отв}} = \Delta p_{\text{дв.отв}} - \Delta p_{\text{сопр.отв}} - \Delta p_{\text{в.у}} = 15\,900 - 8038 - 1833 = 6029 \text{ Па}$$

Таким образом, полезный напор, развиваемый в контуре,

$$\Delta p_{\text{пол.конт}} = \Delta p_{\text{пол.пучка}} + \Delta p_{\text{пол.отв}} = 102\,160 + 6029 = 108\,189 \text{ Па}.$$

Без учета потерь на ускорение потока

$$\Delta p'_{\text{пол.конт}} = 108\,822 \text{ Па}.$$

Проведя аналогичные расчеты при скоростях циркуляции $w_0 = 1{,}1$ м/с и $w_0 = 1{,}5$ м/с, получим следующие результаты: для $w_0 = 1{,}1$ м/с полезный напор контура с учетом потерь на ускорение $\Delta p_{\text{пол. конт}} = 60\,755$ Па, а без учета этих потерь $\Delta p'_{\text{пол. конт}} = 62\,289$ Па; потери в подводящих линиях $\Delta p_{\text{под}} = 55\,946$ Па; для $w_0 = 1{,}5$ м/с полезные напоры $\Delta p_{\text{пол. конт}} = 28\,676$ Па и $\Delta p'_{\text{пол. конт}} = 30\,899$ Па, потери в подводящих линиях $\Delta p_{\text{под}} = 103\,999$ Па.

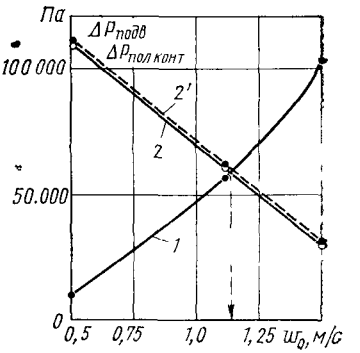


Рис. 7.П. К определению скорости циркуляции:
1 — $\Delta p_{\text{подв}} = f(w_0)$;
2, 2' — $\Delta p_{\text{пол конт}} = f(w_0)$ с учетом и без учета $\Delta p_{\text{уск}}$ соответственно

Построив кривые изменения полезного напора и потерь в подводящих линиях в зависимости от w_0, получим (в результате пересечения кривых) искомое значение скорости циркуляции, равное 1,13 м/с с учетом $\Delta p_{\text{уск}}$ и 1,14 м/с без учета $\Delta p_{\text{уск}}$ (рис. 7.П). Разница в этих значениях находится в пределах точности расчета, поэтому (как уже отмечалось) потери на ускорение здесь можно не учитывать.

Теперь определим скорость циркуляции в обогреваемых трубах контура методом последовательного приближения по аналитической зависимости (2.13). В соответствии с этой формулой для рассматриваемого контура

$$w_0 = \sqrt{\frac{2g(\varphi_1 h_{\text{п1}} + \varphi_2 h_{\text{п2}} + \varphi_{\text{огв}} h_{\text{огв}})\left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right)}{Z_{\text{подв.прив}} + \frac{\sum \Delta p_{\text{дв.т}}}{(\rho' w_0^2)/2}}}.$$

Так же как в расчете по нормативному методу, примем сначала $w_0=0{,}5$ м/с. В этих условиях скорость в опускных трубах составляет 1,54 мс, а на необогреваемом и экономайзерном участках — 0,5 м/с. Полный приведенный коэффициент гидравлического сопротивления подводящей части контура

$$Z_{\text{подв.прив}}=Z_{\text{оп}}(w_{\text{оп}}/w_0)^2+Z_{\text{но.эк}},$$

где $Z_{\text{но эк}}$ — общий коэффициент гидравлического сопротивления необогреваемого участка подъемной части контура и экономайзерного участка.

Так как

$$Z_{\text{оп}}=\xi_{\text{вх.оп}}+\lambda_{0\,\text{оп}}L_0+\sum\xi_{\text{пов.оп}}+\xi_{\text{вых.оп}}=0{,}5+0{,}2\cdot 50+0{,}7+1{,}3=12{,}5,\text{ а}$$

$$Z_{\text{но.эк}}=\xi_{\text{вх.по}\,t}+\xi_{\text{пов.под}}+\lambda_{0\,\text{по}\,t}(L_{\text{до}}+L_{\text{эк}})=0{,}7+0{,}2+0{,}42\,(3{,}5+0{,}8)=$$
$$=2{,}706,$$

то $\Delta Z_{\text{подв прив}}=12{,}5\,(1{,}54/0{,}5)^2+2{,}706=121{,}286$. Комплекс $\Sigma\Delta p_{\text{дв п}}/[(\rho' w_0^2)/2]$ определится из зависимости

$$\sum\Delta p_{\text{дв.п}}/\left[(\rho' w_0^2)/2\right]=(\Delta p_{\text{сопр.пучка}}+\Delta p_{\text{сопр.отв}}+\Delta p_{\text{в.у}})/\left[(\rho' w_0^2)/2\right].$$

Подставив числовые значения величин, входящих в правую часть этой зависимости, получим, что

$$\sum\Delta p_{\text{дв.п}}/\left[(\rho' w_0^2)/2\right]=(7487+8038+1833)/[(758\times 0{,}5^2)/2]=183{,}177.$$

Тогда

$$w_0=\sqrt{\frac{2\;9{,}81\,(0{,}197\;4{,}32+0{,}66\;22+0{,}743\;3}{121{,}286+183{,}177}\left(1-\frac{30{,}85}{758}\right)}=1{,}043\text{ м/с}.$$

Как и следовало ожидать, рассчитанная скорость циркуляции не совпала с принятой $w=0{,}5$ м/с. Из этого следует, что расчет нужно повторить при другом значении w_0, близком к рассчитанному по формуле. Действительное значение скорости циркуляции определится тогда, когда принимаемое и рассчитанное значения практически совпадут, т. е. будут различаться не более чем на 4—5%. Достаточное соответствие наблюдается, даже если принять, например, $w_0=1{,}1$ м/с. При этом рассчитанное значение окажется равным 1,127 м/с, т. е. будет отличаться от принятого всего на 2,45% Полное соответствие между принятым и рассчитанным значениями будет наблюдаться, если принять $w_0=1{,}13$ м/с. Действительно, в этих условиях скорость воды в опускных трубах $w_{\text{оп}}=1{,}54\ (1{,}13/0{,}5)=$ $=3{,}48$ м/с, а длина экономайзерного участка $L_{\text{эк}}$ (рассчитанная по тем же приведенным выше зависимостям) окажется равной 1,33 м. Полный коэффициент гидравлического сопротивления опускных труб $Z_{\text{оп}}$ при переходе от одного режима к другому не изменяется, а $Z_{\text{но эк}}$ в рассматриваемых условиях несколько увеличится, так как здесь длина экономайзерного участка возрастет (по сравнению

с режимом при $w_0=0{,}5$ м/с). Таким образом, при $w_0=1{,}13$ м/с

$$Z'_{\text{но.эк}}=\xi_{\text{вх.по т}}+\xi_{\text{пов.по т}}+\lambda_{\text{о.под}}(L_{\text{по}}+L_{\text{эк}})=0{,}7+0{,}2+$$
$$+0{,}42\,(3{,}5+1{,}33)=2{,}93,$$

а

$$Z_{\text{почв.прив}}=12{,}5\,(3{,}48/1{,}13)^2+2{,}93=121{,}5.$$

Высота первого участка парообразования здесь окажется равной 3,846 м, а среднее объемное напорное паросодержание $\varphi_1=0{,}1175$. Паросодержание на втором обогреваемом участке φ_2 окажется равным 0,5366, а в отводящих трубах $\varphi_{\text{отв}}=0{,}6322$. Рассчитанные в этих условиях сопротивления в линиях двухфазного потока: $\Delta p_{\text{сопр пучка}}=19\,606$ Па, $\Delta p_{\text{сопр отв}}=19\,740$ Па, а потери на подъем пароводяной смеси выше уровня воды в барабане котла $\Delta p_{\text{в у}}=2625$ Па. Все эти величины рассчитываются по тем же зависимостям, что и при $w_0=0{,}5$ м/с (см. выше). Таким образом, комплекс

$$\frac{\sum \Delta p_{\text{дв.п}}}{(\rho' w_0^2)/2}=\frac{19\,606+19\,740+2\,625}{(758\ \ 1{,}13^2)/2}=86{,}7,$$

а скорость циркуляции

$$w_0=\sqrt{\frac{2\ \ 9{,}81\,(0{,}1175\ \ 3{,}846+0{,}5366\ \ 22+0{,}6322\ \ 3}{121{,}5+86{,}7}\left(1-\frac{30{,}85}{758}\right)}=1{,}131\ \text{м/с}.$$

Это значение w_0 полностью совпадает с принятым. Такое же значение скорости циркуляции получено по нормативному методу расчета циркуляции в контурах паровых котлов. Расчеты по определению скорости естественной циркуляции в различных контурах (см. примеры 1, 2 и 3) со всей определенностью показывают, что описанные в гл. 2 различные методы приводят к одним и тем же результатам

Проведем проверку надежности циркуляции в контуре. Подъемные трубы контура выведены в общий коллектор (см. рис. 6.П) Поэтому контур работает устойчиво, если невозможны застой и опрокидывание циркуляции.

При застое циркуляции полезный напор считается равным движущему и определяется по формуле (2.21):

$$\Delta p_{\text{заст}}=\varphi_{\text{заст}} g\,(\rho'-\rho'')\,h.$$

В данном случае $h=27$ м (см. рис. 6.П); $\varphi_{\text{заст}}$ устанавливается по среднему расчетному значению скорости пара $\overline{w''_{0\text{р}}}$ в разверенной трубе. Для определения этой величины вычислим сначала количество теплоты, воспринятое средой на каждом участке этой трубы, и средние приведенные скорости пара в ней.

Количество теплоты, переданное потоку на первом участке,

$$Q_1=\pi d_{\text{вн}} L_1 n_{\text{по т}}\bar{q}=3{,}14\cdot 0{,}05\cdot 5{,}77\cdot 30\cdot 70=1903\ \text{кДж/с};$$

на втором

$$Q_2=\pi d_{\text{вн}} L_2 n_{\text{по т}}\bar{q}=3{,}14\cdot 0{,}05\cdot 22\cdot 30\cdot 70=7250\ \text{кДж/с}.$$

Тогда

$$\overline{w}''_{01}=Q_1/(2r\rho''A_{\text{пол}})=1903/(2\cdot 1569{,}4\cdot 30{,}85\cdot 0{,}059)=0{,}33\ \text{м/с}$$

и

$$\overline{w}''_{02}=(Q_1+0{,}5Q_2)/(r\rho''A_{\text{пол}})=(1903+0{,}5\cdot 7250)/(1569{,}4\cdot 30{,}85\cdot 0{,}059)=$$
$$=1{,}94\ \text{м/с}.$$

При этих значениях $\overline{w}_{01}''$ и $\overline{w}_{02}''$ — средняя приведенная скорость пара в трубах

$$w''_{0\,\text{ср}}=(\overline{w}''_{01}h_1+\overline{w}''_{02}h_2)/h=(0{,}33\cdot 5+1{,}94\cdot 22)/27=1{,}64\ \text{м/с}.$$

Расчетное значение скорости в разверенной трубе определяется по формуле (2.22)

$$w''_{0\text{р}}=\eta_{\text{т}}\eta_{\text{к}}w''_{0\,\text{ср}}.$$

Если рассчитываемый контур является контуром парового котла, то, полагая, что на стене размещены два пучка подъемных труб ($n_{\text{эл}}=2$), для разверенной трубы можно принять $\eta_{\text{т}}=0{,}5$. Коэффициент конструктивной нетождественности $\eta_{\text{к}}$ обычно находится в пределах 0,95—1,0. Приняв $\eta_{\text{к}}=0{,}95$, получим

$$w''_{0\text{р}}=0{,}5\cdot 0{,}95\cdot 1{,}64=0{,}775\ \text{м/с}.$$

Этому значению w_0'' по номограмме, приведенной на рис. 2.11, соответствует $\varphi_{\text{заст}}=0{,}67$. Тогда

$$\Delta p_{\text{заст}}=0{,}67\cdot 9{,}81\,(758-30{,}85)\cdot 27=129\,042\ \text{Па},$$

а

$$\Delta p_{\text{заст}}/\Delta p_{\text{пол.конт}}=129042/58\,400=2{,}2,$$

где $\Delta p_{\text{пол конт}}$ принято по рис. 7.П при расчетной скорости циркуляции $w_0=1{,}13$ м/с.

Полученное значение отношения $\Delta p_{\text{заст}}/\Delta p_{\text{пол.конт}}$ значительно выше допустимого; следовательно, застой циркуляции в отдельных трубах контура не имеет места.

Проведем проверку на возможность опрокидывания циркуляции. Расчетное значение средней приведенной скорости пара при опрокидывании [см. формулу (2.26)]

$$w''_{0\text{ гр}}=\eta_{\text{г}}\eta_{\text{к}}w''_{0\,\text{ср}}-\Delta w''_{\text{ср}}h.$$

Здесь

$$w''_{0\,\text{ср}}=(h_2\overline{w}''_{02}+h_1\overline{w}''_{01}+h_{\text{о}}w''_{0\,\text{но}})/(h_{\text{до}}+h_{\text{об}}).$$

Так как

$$\overline{w}''_{02}=0{,}5Q_2/(r\rho''A_{\text{пол}})=0{,}5\cdot 7250/(1569{,}4\cdot 30{,}85\cdot 0{,}059)=1{,}27\ \text{м/с},$$

$$w''_{01}=(Q_2+0{,}5Q_1)/(r\rho''A_{\text{пол}})=(7250+0{,}5\cdot 1903)/(1569{,}4\cdot 30{,}85\cdot 0{,}059)=$$
$$=2{,}87\ \text{м/с},$$

$w''_{\text{но}} = (Q_2 + Q_1)/(r\rho'' A_{\text{под}}) = (7250 + 1903)/(1569{,}4 \cdot 30{,}85 \cdot 0{,}059) = 3{,}20$ м/с,

то $w''_{0\,\text{ср}} = (22 \cdot 1{,}27 + 5 \cdot 2{,}87 + 3 \cdot 3{,}20)/(3 + 27) = 1{,}73$ м/с.

По графикам, представленным на рис. 2.12, $\Delta w_{\text{ср}}'' = 0{,}0062$ м/с. Следовательно,

$$w''_{0\,\text{р}} = 0{,}5 \cdot 0{,}95 \cdot 1{,}73 - 0{,}0062 \cdot 30 = 0{,}636 \text{ м/с}.$$

Суммарный коэффициент гидравлического сопротивления труб

$$Z = \xi_{\text{вх}} + \lambda_0 L_{\text{общ}} + \xi_{\text{пов1}} + \xi_{\text{пов2}} + \xi_{\text{вых}} = 0{,}7 + 0{,}42\,(3{,}54 + 5{,}88 + 22) + 0{,}2 + 0{,}4 + 1{,}2 = 15{,}7,$$

а коэффициент сопротивления, рассчитанный на 1 м высоты подъемной части контура, $Z/h = 15{,}7/30 = 0{,}525$.

При полученных значениях $w_{0\,\text{р}}''$ и Z/h по номограмме рис. 2.13 $\Delta p_{\text{опр}}^{\text{уд}} = 4000$ Па/м.

Следовательно,

$$\Delta p_{\text{опр}} = \Delta p_{\text{опр}}^{\text{уд}} h = 4\,000 \cdot 30 = 120\,000 \text{ Па},$$

а

$$\Delta p_{\text{опр}}/\Delta p_{\text{пол.конт}} = 120\,000/58\,400 = 2{,}05,$$

что значительно превышает допустимые значения отношения $\Delta p_{\text{опр}}/\Delta p_{\text{пол. конт}}$, т. е. опрокидывания циркуляции не произойдет.

Пример 4. Расчет гидродинамики барботажного слоя при сбросе давления в барботере

Определим распределение паросодержаний по высоте слоя жидкости в барботере, конструктивная схема которого приведена на рис. 3.19, *б*. Кривая изменения давления в барботере имеет вид, представленный на рис. 8.П, *а*. Диаметр аппарата $d = 1{,}2$ м, расход пара 2,4 т/ч. В стационарных режимах давление пара составляет 0,58 МПа, весовой уровень над дырчатым листом $h_{\text{ур}} = 350$ мм, а под листом $H_{\text{н сл}} = 500$ мм.

Воспользовавшись таблицами термодинамических свойств воды и водяного пара, по кривой $p = f(\tau)$ построим кривую $i' = f(\tau)$ (рис. 8.П, б). Полученную кривую аппроксимируем прямыми *ABC*, *CD* и *DE*. В момент времени, отображенный на кривой $i' = f(\tau)$ точкой *A* до начала падения давления, паросодержание φ определяется формулой [см. зависимость (3.40)]

$$\varphi = 0{,}26 \left(\frac{w_0''^2}{g \sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} \right)^{0{,}36} \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho'''} \right)^{0{,}12}.$$

Подставив значения физических констант, принятые при давлении $p = 0{,}58$ МПа, получим

$$\varphi_A = 0{,}26\left(\frac{w_0''^2}{9{,}81\sqrt{\dfrac{47{,}12\cdot 10^{-3}}{9{,}81\,(909{,}67-3{,}069)}}}\right)^{0{,}36}\left(\frac{3{,}069}{909{,}67-3{,}069}\right)^{0{,}12},$$

или

$$\varphi_A = 0{,}514\,(w_0'')^{0{,}72}.$$

При принятой нагрузке барботера

$$w_0'' = \frac{G_{бар}}{0{,}785 d^2 \rho''} = \frac{2400}{3600\ 0{,}785\ 1{,}2^2 \cdot 3{,}069} = 0{,}192 \text{ м/с}.$$

и, следовательно,

$$\varphi_A = 0{,}514 \cdot 0{,}192^{0{,}72} = 0{,}1567.$$

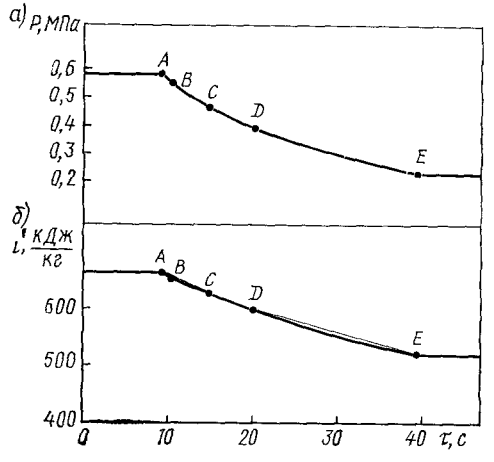


Рис. 8.П. Изменение давления (*а*) и энтальпии воды (*б*) в барботере в зависимости от времени

Такое значение φ будет иметь во всех слоях жидкости над дырчатым листом до переходной зоны (за исключением небольшого слоя, непосредственно прилегающего к дырчатому листу). В слое под дырчатым листом $\varphi = 0$.

При весовом уровне $h_{ур} = 350$ мм средний действительный уровень жидкости

$$H_{ур} = \frac{h_{ур}}{1-\varphi_A} = \frac{350}{1-0{,}1567} = 415 \text{мм}.$$

Высота переходной зоны определится из зависимости [уравнение (3.45)]

$$\frac{h_{п.з}}{\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}} = 345\left(\frac{w_0''^2}{g\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}}\right)^{0{,}5}\left(\frac{\rho''}{\rho'-\rho''}\right)^{0{,}45},$$

или

$$\frac{h_{п.з}}{\sqrt{\dfrac{47{,}12\ 10^{-3}}{9{,}81\,(909{,}67-3{,}069)}}} = 345\left(\frac{0{,}192^2}{9{,}81\sqrt{\dfrac{47{,}12\cdot 10^{-3}}{9{,}81\,(909{,}67-3{,}069}}}\right)^{0{,}5} \times$$

$$\times\left(\frac{3{,}069}{909{,}67-3{,}069}\right)^{0{,}45},$$

откуда

$$h_{п.зА} = 0{,}0785 \text{ м} = 78{,}5 \text{ мм}.$$

По полученным данным легко построить кривую изменения паросодержания по высоте водяного объема барботера в период, когда давление в нем поддерживалось неизмененным (кривая *1*, (рис. 9.П).

Теперь построим кривую распределения φ по высоте водяного объема в момент времени, характеризуемой точкой *C*. До этого мо-

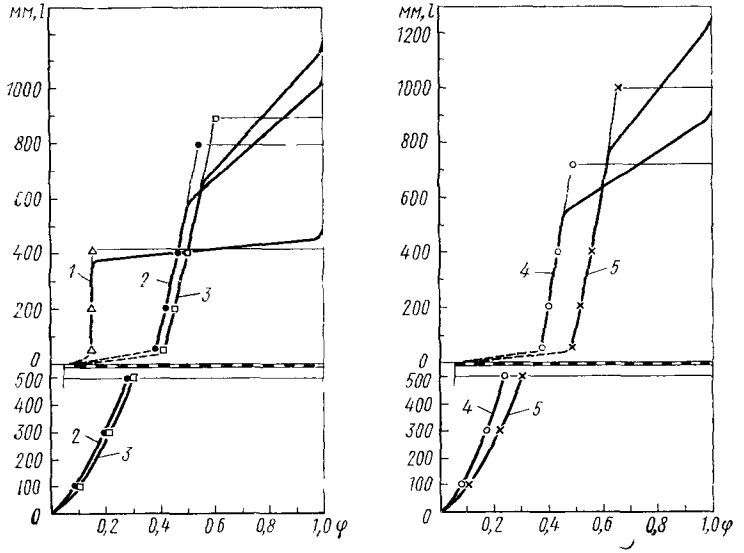


Рис. 9.П. Изменение паросодержания $\varphi_{\text{н ст}}$ и $\varphi_{\text{б ст}}$ по высоте барботера:

1 — стационарный режим, *2, 3, 4, 5* — переменные режимы в моменты времени, характеризуемые точками *A, B, C, D* и *E* (см. рис 8.П)

мента времени производная $di'/d\tau$ в течение нескольких секунд практически оставалась неизменной; следовательно, можно полагать, что пар, образовавшийся в нижних слоях жидкости при том же режиме (при той же величине $di'/d\tau$), достигнет верхних слоев жидкости и $\Delta w_0''$ зависит только от весового уровня $h_{\text{ур}}$ и теплофизических свойств воды и водяного пара [см. формулу (3.47)]. Давление в этот момент времени составляет 0,455 МПа (см. рис. 8.П, *а*). Для этого давления

$$\varphi_C = 0{,}26\left(\frac{w_0''^2}{9{,}81\sqrt{\dfrac{49{,}14\cdot 10^{-3}}{9{,}81\,(918{,}7-2{,}4)}}}\right)^{0{,}36}\left(\frac{2{,}4}{918{,}7-2{,}4}\right)^{0{,}12} = A w_0''^{0{,}72},$$

или

$$\varphi_C = 0{,}496 w_0''^{0{,}72}, \text{ где } A = 0{,}496.$$

Определим распределение истинных паросодержаний в водяном объеме под дырчатым листом. При значении $l = H_{\text{н. сл}}$ (см. рис.

3.19, *б*) приведенная скорость пара, образовавшегося вследствие самоиспарения воды, определится из зависимости

$$\Delta w''_{0\,\text{н.сл}} = -\frac{(1-\bar{\varphi})H_{\text{н.сл}}}{r}\frac{\rho'}{\rho''}\frac{\mathrm{d}i'}{\mathrm{d}\tau}.$$

Примем среднее значение паросодержания в слое жидкости $\varphi_{\text{н сл}}=0{,}18$, тогда

$$\Delta w''_{0\,\text{н.сл}} = -\frac{(1-0{,}18)\cdot 0{,}5}{2120{,}6}\frac{918{,}7}{2{,}4}(-7{,}0)=0{,}518 \text{ м/с}.$$

Здесь

$$\mathrm{d}i'/\mathrm{d}\tau = -(660-625)/5 = -7 \text{ кДж/(кг·с)} \text{ (см. рис. 8 П, 5)}.$$

Этому значению $\Delta w''_{0\,\text{н сл}}$ соответствует величина $\bar{\varphi}$, определяемая из зависимости

$$\bar{\varphi}_{\text{н.сл}} = A\frac{(\Delta w''_{0\,\text{н.сл}})^{0,72}}{1{,}72} = 0{,}496\frac{0{,}518^{0,72}}{1{,}72} = 0{,}1796.$$

Полученное значение φ с достаточной точностью совпало с принятым и, следовательно, можно считать, что в сечении, отдаленном от дна барботера на расстояние $l=H_{\text{н сл}}=0{,}5$ м, приведенная скорость пара, образовавшегося вследствие самоиспарения $w''_{0\,\text{н сл}}=0{,}518$ м/с. Тогда паросодержание в этом сечении

$$\varphi_{\text{н.сл}} = 0{,}496 w''^{0,72}_{0} = 0{,}496\cdot 0{,}518^{0,72} = 0{,}309.$$

Таким же методом определим значения φ в рассматриваемом слое в сечениях, отстоящих от дна барботера на расстояниях l, равных 100 и 300 мм. В результате расчета установим, что при $l_{\text{н. сл}}=100$ мм паросодержание $\varphi_{\text{н. сл}}=0{,}106$, а при $l_{\text{н. сл}}=300$ мм $\varphi_{\text{н сл}}=0{,}222$. Этих данных достаточно для построения кривой изменения паросодержания по высоте барботера для его нижней части (до дырчатого листа).

Паросодержания $\varphi_{\text{н. сл}}$ могут быть определены также по формуле (3.53). Для $l=H_{\text{н. сл}}=0{,}5$ м показатель a по зависимости (3.55) определится так:

$$a = -\frac{(1-\varphi_{\text{н сл.}})H_{\text{н сл}}}{r}\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)\frac{\mathrm{d}i'}{\mathrm{d}\tau}\frac{1}{w^*},$$

где

$$w^* = w_{\text{пуз}}\psi_{\text{вз}}.$$

Скорость всплытия одиночного пузыря

$$w_{\text{пуз}} = 1{,}8\sqrt[4]{g\frac{\rho'-\rho''}{(\rho')^2}} = 1{,}8\sqrt[4]{\frac{9{,}81\ 49{,}14\ 10^{-3}(918{,}7-2{,}4)}{918{,}7}} = 0{,}272 \text{ м/с},$$

а фактор взаимодействия

$$\psi_{\text{вз}} = 1{,}5\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0,2}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)^5 = 1{,}5\left(\frac{918{,}7}{2{,}4}\right)^{0,2}\left(1-\frac{2{,}4}{918{,}7}\right)^5 = 4{,}86.$$

Тогда $w^* = 0{,}272 \cdot 4{,}857 = 1{,}32$, а $a = -\frac{(1-0{,}18)\ 0{,}5}{2120{,}6}\ \frac{918{,}7}{2{,}4} \times$

$$\times(-7{,}0)\frac{1}{1{,}32} = 0{,}39.$$

В соответствии с формулой (3.53)

$$\varphi_{н.сл} = \frac{e^a - 1}{e^a}\left[1 + \frac{\rho''}{\rho'}(e^a - 1)\right] = \frac{e^{0{,}39} - 1}{e^{0{,}39}}\left[1 + \frac{2{,}4}{918{,}7}(e^{0\ 39} - 1)\right] = 0{,}323.$$

Это значение $\varphi_{н.\ сл}$ хорошо согласуется со значением, полученным по другой формуле ($\varphi_{н\ сл} = 0{,}309$). Хорошая сходимость с полученными ранее данными получается также при определении φ по этой формуле на расстояниях $e = 0{,}1$ и 0,3 м от дна барботера.

Теперь определим значения φ в различных сечениях над дырчатым листом (в барботажном слое). Здесь наряду с паром, образовавшимся в результате самоиспарения воды, имеется постоянный расход $D_{бар} = 2{,}4$ т/ч. Составляющая скорости пара, обусловленная этим расходом,

$$w_0'' = \frac{D_{бар}}{3600\ 0{,}785 d^2 \rho''} = \frac{2400}{3600\ 0{,}785\ 1{,}2^2\ 2{,}4} = 0{,}245 \text{ м/с}.$$

Для всех слоев над дырчатым листом составляющая скорости, обусловленная самоиспарением нижних слоев (до дырчатого листа), $\Delta w''_{0\ нижн} = 0{,}518$ м/с (см. выше), а составляющая, обусловленная самоиспарением барботажного слоя, определяется из зависимости

$$\Delta w''_{0\,бар.сл} = -\frac{(1 - \bar{\varphi}_{бар\ сл})\, l}{r}\ \frac{\rho'}{\rho''}\ \frac{d\, i'}{d\, \pi}.$$

Рассчитаем сначала φ в сечении, отстоящем от дырчатого листа на расстоянии 400 мм ($l = 0{,}4$ м). Примем среднее значение паросодержания этого слоя $\varphi_{б\ сл} = 0{,}46$. Тогда

$$\Delta w''_{0\ бар.сл} = \frac{-(1 - 0{,}46)\ 0{,}4}{2120{,}6}\ \frac{918{,}7}{2{,}4}(-7) = 0{,}272 \text{ м/с}.$$

Общая скорость пара, по которой рассчитывается паросодержание в рассматриваемом сечении,

$$w''_{0\,общ} = w''_0 + \Delta w''_{0\ н.сл} + \Delta w''_{0\ бар.сл} = 0{,}245 + 0{,}518 + 0{,}272 = 1{,}035 \text{ м/с}.$$

Среднее паросодержание, отвечающее этой скорости,

$$\bar{\varphi}_{бар.сл} = A\,\frac{\left(w''_0 + \Delta w''_{0\ н.сл} + \Delta w''_{0\ бар.сл}\right)^{1\ 72} - \left(w''_0 + \Delta w''_{0\ н.сл}\right)^{1,72}}{1{,}72 \Delta w''_{0\ бар.сл}} =$$

$$= 0{,}496\,\frac{1{,}035^{1\ 72} - (0{,}245 + 0{,}518)^{1\ 72}}{1{,}72\ 0{,}272} = 0{,}462,$$

что хорошо согласуется с предварительно принятым значением $\bar{\varphi}_{\text{бар. сл}}=0{,}46$.

Следовательно, для рассматриваемого сечения $\varphi_{\text{б. сл}}=0{,}496\ (1{,}035)^{0{,}72}=0{,}508$.

Проведя аналогичный расчет для $l=200$ мм, получим $\bar{\varphi}_{\text{бар. сл}}=0{,}461$, а для $l=50$ мм $\bar{\varphi}_{\text{бар. сл}}=0{,}421$.

Для определения среднего действительного уровня вычислим сначала весовой уровень над дырчатым листом, который установился после того, как часть объема в пространстве под листом была занята паром. Объем вытесненной из этого пространства жидкости

$$V_{\text{ж}}=H_{\text{н.сл}}\bar{\varphi}A_{\text{бар}},$$

где $A_{\text{бар}}$ — площадь сечения барботера. Так как $\Delta h_{\text{ур}}A_{\text{бар}}=H_{\text{н сл}}\bar{\varphi}_{\text{н сл}}A_{\text{бар}}$, то $\Delta h_{\text{ур}}=500\cdot 0{,}18=90$ мм.

Здесь $\Delta h_{\text{ур}}$ — возрастание весового уровня воды над дырчатым листом вследствие переброса части жидкости из нижнего объема барботера (объема под листом) в верхний (объем над листом) *. Таким образом, весовой уровень над дырчатым листом в момент времени, характеризуемый точкой C (рис. 8.П), $h_{\text{ур. расч}}=350+90=440$ мм.

Составляющая скорости, обусловленная самоиспарением в этом слое,

$$\Delta w''_{0\ \text{бар сл}}=-\frac{h_{\text{ур}}\rho'}{r\rho''}\frac{\mathrm{d}i'}{\mathrm{d}\tau}=\frac{0{,}44\cdot 918{,}7}{2120{,}6\cdot 24}\cdot 7=0{,}556\ \text{м/с};$$

общая скорость пара на выходе из барботажного слоя

$$w''_{0\ \text{общ}}=0{,}245+0{,}518+0{,}556=1{,}319\ \text{м/с}.$$

Среднее паросодержание всего барботажного слоя в рассматриваемом режиме

$$\bar{\varphi}_{\text{бар.сл}}=0{,}496\,\frac{1{,}319^{1{,}72}-(0{,}245+0{,}518)^{1{,}72}}{1{,}72\ 0{,}556}=0{,}509,$$

а средний уровень барботажного слоя $H_{\text{ур}}=440/(1-0{,}509)=896$ мм.

Если бы переходная зона отсутствовала, т. е. движение пузырей не затормаживалось действием поверхностных сил, то паросодержание в сечении, находящемся на расстоянии от дырчатого листа $l=H_{\text{ур}}$, имело бы значение

$$\bar{\varphi}'_{\text{бар.сл}}=0{,}496\cdot 1{,}319^{0{,}72}=0{,}605.$$

В действительности в данном сечении значение φ значительно выше, однако, располагая этой условной величиной паросодержания $\bar{\varphi}'_{\text{бар. сл}}$ и высотой переходной зоны $h_{\text{п.з}}$, легко построить зави-

---

* Во всех этих расчетах количеством испарившейся жидкости пренебрегаем.

симость $\varphi_{\text{бар. сл}}=f(l_{\text{бар. сл}})$ по имеющимся уже данным (без дополнительных вычислений по определению паросодержания в слоях, непосредственно прилегающих к переходной зоне).

Высота переходной зоны в рассматриваемом режиме определится из зависимости

$$\frac{h_{\text{п.з}}}{\sqrt{\dfrac{49{,}1\cdot10^{-3}}{9{,}81\,(918{,}7-2{,}4)}}}=345\left(\frac{1{,}319^2}{9{,}81\sqrt{\dfrac{49{,}1\cdot10^{-3}}{9{,}81\,(918{,}7-2{,}4)}}}\right)^{0{,}5}\times$$

$$\times\left(\frac{2{,}4}{918{,}7-2{,}4)}\right)^{0{,}45},$$

откуда $h_{\text{п.з}}=0{,}48$ м.

На рис. 9.П приведены кривые изменения φ по высоте барботера в нижней (до дырчатого листа) и верхней (над дырчатым листом) его частях.

Кривые построены для стационарного и нестационарного режимов в моменты времени, характеризуемые точками *A*, *B*, *C*, *D* и *E* (см. рис. 8.П). Паросодержания при других значениях τ для каждой площади сечения барботера находятся в интервалах между значениями φ, взятыми по этим кривым. На рисунке показаны также средние уровни барботажного слоя и условные паросодержания $\varphi'_{\text{бар. сл}}$, использованные при построении кривых $\varphi_{\text{бар. сл}}=f(l_{\text{бар. сл}})$. Из рис. 9.П видно, что в переменных режимах паросодержания в барботере и уровни пароводяного слоя существенно превосходят значения этих величин в стационарных условиях.

Полученные значения φ и $\Delta w''_0$ достоверны, если пар, образующийся в нижних слоях жидкости, достигает рассматриваемого сечения при том же режиме (при тех же значениях $di'/d\tau$). В первом приближении потребное на это время τ' может быть определено по средней скорости пара в нижних слоях (до дырчатого листа) и барботажном слое. Из зависимости $\bar{\varphi}_{\text{н. сл}}=A\,(\bar{w})^{0{,}72}_{\text{н. сл}}$ получим, что для всего нижнего слоя средняя приведенная скорость пара

$$\bar{w}''_{0\,\text{н.сл}}=(\bar{\varphi}_{\text{н.сл}}/A)^{1/0{,}72}=(0{,}18/0{,}496)^{1{,}389}=0{,}245\ \text{м/с},$$

а истинная

$$w''_{\text{н.сл}}=\bar{w}''_{0\,\text{н.сл}}/\bar{\varphi}_{\text{н.сл}}=0{,}245/0{,}18=1{,}36\ \text{м/с}.$$

Для барботажного слоя

$$\bar{w}''_{0\,\text{бар.сл}}=(0{,}509/0{,}496)^{1{,}389}=1{,}037\ \text{м/с},\ \text{а}$$

$$w''_{\text{бар.сл}}=1{,}037/0{,}509=2{,}04\ \text{м/с}.$$

Тогда

$$\tau'=H_{\text{н.сл}}/w''_{\text{н.сл}}+H_{\text{ур}}/w''_{\text{бар.сл}}=0{,}5/1{,}36+0{,}896/2{,}04=0{,}807\ \text{с}.$$

Из приведенного расчета видно, что в рассматриваемом примере при изменении $di'/d\tau$ по крайней мере через 1,0—1,5 с пар, обра-

зующийся в слоях, прилегающих ко дну барботера, достигает верхних слоев и рассчитанные в них в это время значения φ являются достаточно достоверными.

Пример 5. Гидродинамический и тепловой расчеты конденсатора-испарителя

Конструкция конденсатора-испарителя. Конденсатор-испаритель является составной частью двухколонной воздухоразделительной установки, принципиальная схема которой представлена на рис. 10 П. Нижняя ректификационная колонна *1* (колонна высокого давления) обычно работает при давлении 0,5—0,7 МПа, а верхняя *3* (колонна низкого давления) — при давлении, несколько превышающем атмосферное. В кубе *4* колонны высокого давления кипит смесь кислорода с азотом. Поднимающиеся снизу вверх пары проходят через тарелки колонны и постепенно обогащаются азотом. Уходящий с верхней тарелки пар практически чистого азота конденсируется в конденсаторе-испарителе *2*. Часть полученного здесь жидкого азота стекает обратно в куб, и, следовательно, конденсатор-испаритель для нижней колонны является дефлегматором Некоторая доля жидкого азота через дроссельный вентиль подается в колонну низкого давления, для которой этот азот служит флегмой. Азот конденсируется либо внутри трубок греющей секции конденсатора-испарителя, как показано на рис. 10.П, либо в межтрубном пространстве. В последнем случае конденсатор-испаритель работает как аппарат с естественной циркуляцией. Общий вид такого аппарата представлен на рис. 11.П, а схема его греющей секции — на рис. 12.П.

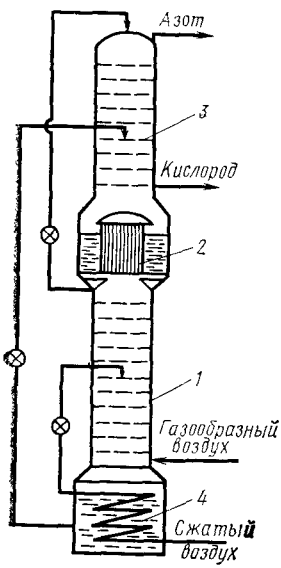


Рис. 10.П. Схема двухколонного разделительного аппарата

В данном конденсаторе-испарителе азот конденсируется в межтрубном пространстве на внешней поверхности труб греющей секции. Кислород кипит внутри труб. Опускное движение кислорода осуществляется по центральной циркуляционной трубе (поз. 7, рис. 11 П). Подпитка аппарата жидким кислородом для восполнения потерь при его испарении производится под нижнюю трубную решетку. Это облегчает регулировку режима работы аппарата при его эксплуатации.

Исходные данные для расчета и предварительная оценка площади теплообменной поверхности. По условию задано:

1. Тепловой поток, передаваемый через теплообменную поверхность, $Q = 2\,600\,000$ Вт.

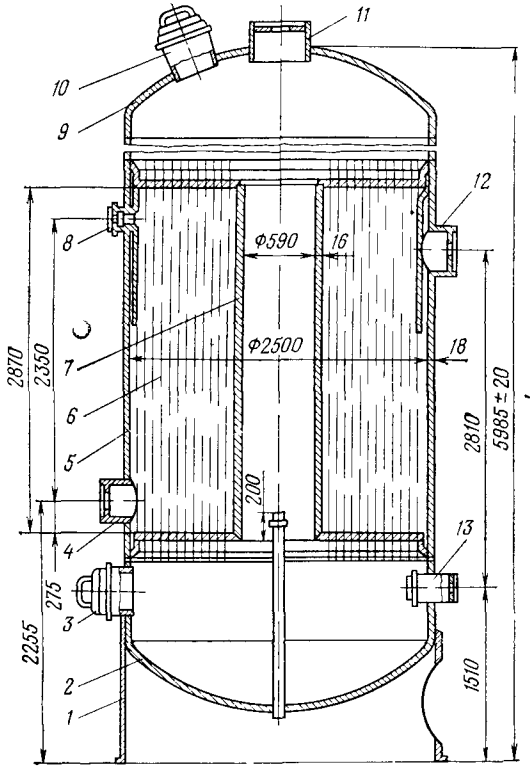


Рис. 11.П. Общий вид конденсатора-испарителя

1 — опора *2* — днище *3* — люк, *4* — штуцер для отвода конденсата *5* — корпус, *6* — греющая секция *7* — центральная циркуляционная труба, *8* — штуцер для отвода пара азота, *9* — крышка, *10* — люк, *11* — штуцер для отвода пара кислорода *12* — штуцер для подачи пара азота, *13* — штуцер для подачи жидкого кислорода

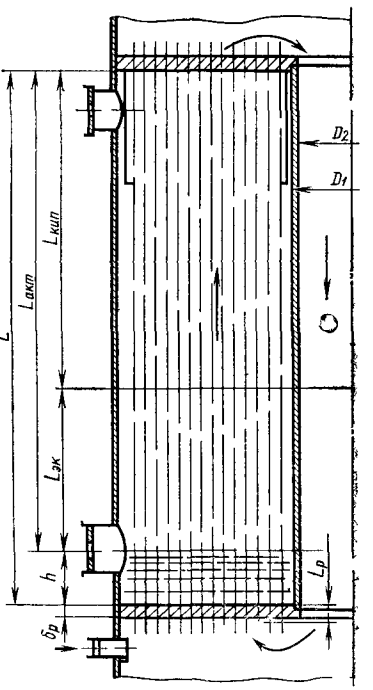


Рис. 12.П. Схема греющей секции

L — расстояние между трубными решетками, h — уровень конденсата азота над нижней трубной решеткой, $L_{эк}$ — длина экономайзерного участка, $L_{кип}$ — длина кипящего участка, $L_{акт}$ — длина активного участка греющей секции $L_р$ — длина парогенерирующей трубы равная толщине трубной решетки плюс длина концов труб выступающих за пределы решетки, $\delta_р$ — толщина трубной решетки

2. Давление пара азота, конденсирующегося в межтрубном пространстве, $p_1 = 0{,}604$ МПа. Этому давлению соответствует температура насыщения $T_1 = 96{,}5$ К.

3. Давление пара кислорода над верхней трубной решеткой $p_2 = 0{,}142$ МПа. При этом давлении температура насыщения кислорода $T_2 = 93{,}51$ К.

4. Концентрация кипящего кислорода $\xi = 99{,}3\%$ O_2.

5. Концентрация азота $\eta = 0{,}6\%$ N_2.

6. Испаритель кожухотрубный с естественной циркуляцией.

Для предварительной оценки необходимой площади поверхности теплообмена можно задаться значением коэффициента теплопередачи κ. Однако в данном случае удобнее задаться непосредственно средней для всей активной поверхности греющей секции плотностью теплового потока $\bar{q}$, так как эта величина входит в число аргументов расчетных уравнений как для определения коэффициента теплоотдачи к кипящему кислороду, так и для определения коэффициента теплоотдачи при конденсации пара.

Принимаем среднюю для всей площади активной поверхности парогенерирующих труб плотность теплового потока, отнесенную к единице площади внутренней поверхности, $\bar{q}_2 = 2510$ Вт/м^2. При этом значении $\bar{q}_2$ площадь активной поверхности теплообмена греющей секции, рассчитанная по внутреннему диаметру,

$$A_2 = Q/\bar{q}_2 = 2\,600\,000/2510 = 1035{,}8 \text{ м}^2.$$

Из конструктивных и технологических соображений принимаем:

1. Расстояние между трубными решетками $L = 2870$ мм.

2. Уровень жидкого азота в межтрубном пространстве греющей секции $h = 250$ мм.

3. Наружный диаметр труб греющей секции $d_1 = 12$ мм; их внутренний диаметр $d_2 = 9$ мм.

4. Наружный диаметр центральной циркуляционной трубы $D_1 = 622$ мм; внутренний ее диаметр $D_2 = 590$ мм.

5. Парогенерирующие трубы и центральная циркуляционная труба изготовляются из технического алюминия, теплопроводность которого при рабочей температуре $\lambda_{ст} = 68$ Вт/(м·К).

6. Участок парогенерирующей трубы, равный толщине трубной решетки и длине концов труб, выступающих за пределы решетки, $L_р = 70$ мм.

При выбранных значениях величин активная длина труб греющей секции

$$L_{акт} = L - h = 2870 - 250 = 2620 \text{ мм};$$

число труб в греющей секции

$$z = A_2/(\pi d_2 L_{акт}) = 1035{,}8/(\pi \cdot 0{,}009 \cdot 2{,}62) = 13\,990 \text{ шт.};$$

площадь поперечного сечения одной трубы

$$a_{тр} = (\pi/4)\, d_2^2 = (\pi/4)\, 0{,}009^2 = 0{,}0000635 \text{ м}^2;$$

площадь поперечного сечения всех труб греющей секции

$$a = a_{гр} z = 0{,}0000635 \cdot 13\,990 = 0{,}889 \text{ м}^2;$$

площадь поперечного сечения центральной циркуляционной трубы

$$a_ц = (\pi/4)\, D_2^2 = (\pi/4)\, 0{,}59^2 = 0{,}273 \text{ м}^2.$$

Гидродинамический и тепловой расчеты. Определив основные размеры греющей секции, нужно проверить, обеспечит ли запроектированная площадь поверхности теплообмена передачу необходимого количества теплоты при заданных условиях.

Как уже отмечалось (см. пример 1), при расчете испарителей с естественной циркуляцией прежде всего определяется скорость циркуляции w_0. Значение w_0 находится из условия равенства движущего напора циркуляции $\Delta p_{дв}$ сумме сопротивлений всех элементов циркуляционного контура (включая и местные) $\Sigma\Delta p$. Для этого обычно задаются несколькими значениями w_0 и при заданной плотности теплового потока расчетным путем определяют $\Delta p_{дв}$ и $\Sigma\Delta p$. Затем строят зависимости $\Delta p_{дв}=f(w_0)$ и $\Sigma\Delta p=f_1(w_0)$. Пересечение этих кривых дает искомое значение скорости циркуляции. Так как методика такого расчета уже показана (см. пример 1), то здесь не приводятся все промежуточные расчеты, а дается только основной вариант.

Принимаем значение скорости циркуляции $w_0=0{,}46$ м/с. При этой скорости полный массовый расход кислорода

$$M=w_0\rho'=0{,}46\cdot 0{,}889\cdot 1120=458 \text{ кг/с}.$$

Плотность жидкого кислорода ρ' определена здесь при температуре на входе в парогенерирующие трубы, которая практически равна температуре насыщения, соответствующей давлению в паровом пространстве аппарата $T_2=95{,}51$ К.

Обычно циркулирующая жидкость в опускных трубах нагревается на 0,2—0,3 К. Иногда таким незначительным подогревом пренебрегают. Однако в данном случае этой величиной пренебрегать не следует, так как конденсаторы-испарители, как правило, работают в условиях весьма малых температурных напоров. В нашем случае максимальный температурный напор в верхнем сечении греющей секции равен 2,99 К, а среднее значение ΔT еще меньше. Поэтому рассчитаем температуру кислорода на входе в активную зону греющей секции.

Перед входом в активную зону кислород получает теплоту от конденсирующегося на внешней поверхности циркуляционной трубы пара азота и от конденсата азота, скапливающегося в нижней части греющей секции. Теплота от конденсата передается кислороду через поверхность парогенерирующих труб и через поверхность циркуляционной трубы. Так как площадь поверхности циркуляционной трубы много меньше суммарной площади поверхности парогенерирующих труб, то последней составляющей теплоты можно пренебречь.

Определим, на сколько градусов δT_1 подогревается кислород в центральной циркуляционной трубе. Для этого рассчитаем коэффициенты теплоотдачи от пара к стенке α_1 и от стенки к кислороду α_2. При расчете теплообменных аппаратов всегда нужно сначала рассчитать тот коэффициент теплоотдачи, значение которого можно определить на основании величин, непосредственно заданных по

условию. Поэтому *определяем значение коэффициента теплоотдачи* α_2.

Скорость кислорода при движении в циркуляционной трубе находится из условия материального баланса, которое с учетом того, что подпитка аппарата происходит под нижнюю трубную решетку, запишется в виде $M_ц = M - M''$.

где M'' — масса испарившегося в парогенерирующих трубах кислорода.

$$M'' = Q/r \quad 2\,600\,000/(209{,}2 \cdot 10^3) = 12{,}43 \text{ кг/с}.$$

При $T_2 = 93{,}51$ К теплота испарения кислорода $r = 209{,}2$ кДж/кг. Скорость кислорода в циркуляционной трубе

$$w_ц = (M - M'')/(a_ц \rho') = (458 - 12{,}43)/(0{,}273 \cdot 1120) = 1{,}46 \text{ м/с}.$$

При температуре $T_2 = 93{,}51$ К динамический коэффициент вязкости кислорода $\mu' = 171{,}5 \cdot 10^{-6}$ Па·с, теплоемкость $c'_p = 1{,}637$ кДж/(кг××К), теплопроводность $\lambda' = 0{,}171$ Вт/(м·К). Следовательно, для кислорода число Рейнольдса

$$\mathrm{Re}_ц = w_ц D_2 \rho'/\mu' = 1{,}46 \cdot 0{,}59 \cdot 1120/(171{,}5 \cdot 10^{-6}) = 5\,620\,000;$$

число Прандтля

$$\mathrm{Pr} = \mu' c'_p/\lambda = 171{,}5 \cdot 10^{-6} \cdot 1637/0{,}171 = 1{,}64.$$

Так как отношение длины к диаметру для циркуляционной трубы с учетом толщины трубных решеток $H/D_2 = (L + 2L_p)/D_2 = (2870 + 140)/590 = 5{,}10$, то среднее значение коэффициента теплоотдачи α_2 следует определять с учетом этого параметра. Однако при таком большом значении числа Re эта поправка будет пренебрежимо мала. Поэтому коэффициент теплоотдачи α_2 определим по формуле (8.14), которую можно представить в виде

$$\mathrm{Nu} = 0{,}021\,\mathrm{Re}_ж^{0,8} \cdot \mathrm{Pr}_ж^{0,43} (\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25}.$$

Вследствие очень малой разности температур стенки и жидкости принимаем $(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25} = 1{,}0$, тогда $\mathrm{Nu} = 0{,}021 \cdot 5620000^{0,8} \times \times 1{,}64^{0,43} = 6536$, а коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_2 = \mathrm{Nu}\lambda'/D_2 = 6\,536 \cdot 0{,}171/0{,}59 = 1\,894 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Определение коэффициента теплоотдачи от пара к стенке α_1. Принимаем, что плотность теплового потока, отнесенная к единице площади наружной поверхности циркуляционной трубы, $\bar{q}_{1\,ц} = 2250$ Вт/м^2. При этом значении $\bar{q}_{1ц}$ число Рейнольдса для пленки конденсата

$$\mathrm{Re}_{пл} = \bar{q}_{1ц} L_{акт}/(r\rho'\nu') = 2250 \cdot 2{,}62/(169{,}2 \cdot 10^3 \cdot 712 \cdot 0{,}108 \cdot 10^{-6}) = 454.$$

При температуре насыщения пара азота $T_1 = 96{,}5$ К теплота испарения $r = 169{,}2$ кДж/кг, плотность $\rho' = 712$ кг/м^3, кинематический коэффициент вязкости $\nu' = 0{,}108 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, теплопроводность $\lambda' = 0{,}102$ Вт/(м·К), число Прандтля $\mathrm{Pr} = 1{,}6$.

Так как $\mathrm{Re}_{пл} > 100$, то коэффициент теплоотдачи α_1 определяем по формуле [87]

$$\alpha_1 = \lambda' \left(\frac{g}{\nu'^2}\right)^{1/3} \frac{0{,}16\,\mathrm{Pr}^{1/3}\,\mathrm{Re}_{пл}}{\mathrm{Re}_{пл} - 100 + 63{,}2\,\mathrm{Pr}^{1/3}} = 0{,}102 \left(\frac{9{,}81 \cdot 10^{12}}{0{,}108^2}\right)^{1/3} \times$$

$$\times \frac{0{,}16 \cdot 1{,}6^{1/3} \cdot 454}{454 - 100 + 63{,}2 \cdot 1{,}6^{1/3}} = 1910 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

При этих значениях коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 плотность теплового потока, отнесенная к единице площади поверхности, рассчитанной по среднему диаметру циркуляционной трубы,

$$\bar{q}_{ср.ц} = k\Delta T = \frac{96{,}5 - 93{,}51}{(1/1910) + (0{,}016/68) + (1/1894)} = 2320 \text{ Вт/м}^2,$$

а плотность теплового потока, отнесенная к площади наружной поверхности циркуляционной трубы,

$$\bar{q}_{1ц} = \bar{q}_{ср.ц}\,(D_{ср}/D_1) = 2320\,(606/622) = 2250 \text{ Вт/м}^2,$$

что совпадает с принятым значением $\bar{q}_{1\,ц}$.

Тепловой поток, передаваемый через площадь поверхности циркуляционной трубы,

$$Q_ц = \bar{q}_{1ц} \pi D_1 L_{акт} = 2250 \cdot \pi \cdot 0{,}622 \cdot 2{,}62 = 11\,550 \text{ Вт}.$$

Температура кислорода в циркуляционной трубе повышается на

$$\delta T_1 = Q_ц/(M_ц c_p') = 11\,550/(445{,}57 \cdot 1637) = 0{,}016 \text{ К}.$$

Теплота от слоя конденсата к парогенерирующим трубам в нижней части греющей секции передается в условиях естественной конвекции, поэтому коэффициент теплоотдачи α_1 определяем по формуле *М. А. Михеева*:

$$\mathrm{Nu}_m = C\,(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr})_m^n,$$

где C и n выбираются в зависимости от значения произведения чисел Gr и Pr. Значения физических констант жидкости определяются при средней температуре $T_m = 0{,}5\ (\bar{T}_ж + \bar{T}_{ст})$, где $\bar{T}_ж$ — средняя температура жидкости (в нашем случае средняя температура азота в слое конденсата $\bar{T}_{аз}$); $\bar{T}_{ст}$ — средняя температура стенки трубы.

Таким образом, для расчета α_1 необходимо знать температуру стенки трубы со стороны конденсата азота, которая не задана по условию. В то же время коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к кислороду в данном случае можно рассчитать, не зная температуры стенки, поэтому и здесь сначала определим α_2.

Коэффициент теплоотдачи от парогенерирующих труб к кислороду α_2 определяем по форумле (8.14). При скорости циркуляции $w_0 = 0{,}46$ м/с число Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = w_0 d_2 \rho'/\mu' = 0{,}46 \cdot 0{,}009 \cdot 1120/(171{,}5 \cdot 10^{-6}) = 27\,000.$$

Тогда

$$\mathrm{Nu}=0{,}021\cdot 27\,000^{0{,}8}\cdot 1{,}64^{0{,}43}=90$$

и, следовательно,

$$\alpha_2=90\cdot 0{,}171/0{,}009=1710\ \text{Вт/(м}^2\cdot\text{К)}.$$

Если принять, что кислород на этом участке труб греющей секции нагревается на $\delta T_2=0{,}09$ К, то количество теплоты, пошедшей на подогрев,

$$Q_{\text{под}}=Mc'_p\delta T_2=458\cdot 1637\cdot 0{,}09=67\,500\ \text{Вт},$$

а температура кислорода при входе в активную зону греющей секции

$$T_{\text{вх}}=93{,}51+0{,}016+0{,}09=93{,}616\ \text{К}.$$

Средняя температура кислорода на этом участке

$$\overline{T}_{2\text{ж}}=93{,}526+0{,}09/2=93{,}57\ \text{К}.$$

С другой стороны,

$$Q_{\text{под}}=\alpha_2\,(\overline{T}_{\text{ст}}-\overline{T}_{2\text{ж}})\,\pi d_2 hz$$

и средняя температура стенки трубы

$$\overline{T}_{\text{ст}}=\overline{T}_{2\text{ж}}+Q_{\text{под}}/(\alpha_2\pi d_2 hz)=93{,}57+67\,500/(1710\cdot\pi\cdot 0{,}009\cdot 0{,}25\times$$
$$\times 13\,990)=93{,}97\ \text{К}.$$

Перепадом температуры в стенке трубы пренебрегаем из-за его малости.

Секундный расход жидкого азота в межтрубном пространстве

$$M_{\text{аз}}=Q/r=2\,600\,000/(169{,}2\cdot 10^3)=15{,}38\ \text{кг/с}.$$

Таким образом, температура жидкого азота при выходе из аппарата $T_{\text{аз. вых}}=T_1-Q_{\text{под}}/(M_{\text{аз}}c'_p)=96{,}5-67\,500/(15{,}38\cdot 2100)=94{,}42$ К, а средняя температура азота в слое конденсата $\overline{T}_{\text{аз}}=95{,}46$ К.

Рассчитаем коэффициент теплоотдачи от жидкого азота к стенке трубы.

При средней (определяющей в расчетной формуле) температуре $T_m=0{,}5(95{,}46+93{,}97)=94{,}71$ К для азота: кинематический коэффициент вязкости $\nu'=0{,}113\cdot 10^{-6}$ м^2/с, коэффициент объемного расширения $\beta'=7{,}15\cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$, теплопроводность $\lambda'=0{,}105$ Вт/(м$\times$ $\times$К); число Прандтля $\mathrm{Pr}=1{,}6$.

При этих значениях физических констант

$$\mathrm{Gr}\cdot\mathrm{Pr}=(gh^3/\nu'^2)\,\beta'\,(\overline{T}_{\text{аз}}-\overline{T}_{\text{ст}})\,\mathrm{Pr}=[9{,}81\cdot 0{,}25^3\cdot 7{,}15\times$$
$$\times 10^{-3}/(0{,}113\cdot 10^{-6})^2]\,(95{,}46-93{,}97)\,1{,}6=207\cdot 10^9.$$

Так как произведение $Gr \cdot Pr > 2 \cdot 10^7$, то $C = 0{,}135$, а $n = 1/3$. Следовательно, $Nu = 0{,}135 (207 \cdot 10^9)^{1/3} = 797$, а коэффициент теплоотдачи $\alpha_1 = 797 \cdot 0{,}105/0{,}25 = 335$ Вт(м^2·К).

Действительный тепловой поток, передаваемый азотом стенке, $Q_{аз} = \alpha_1 (\bar{T}_{аз} - \bar{T}_{ст}) \pi d_1 hz = 335 (95{,}46 - 93{,}97) \times 3{,}14 \cdot 0{,}012 \cdot 0{,}25 \times \times 13\,990 = 66\,000$ Вт, что лишь на 2,2% меньше $Q_{под}$, полученной в предположении, что кислород на рассматриваемом участке парогенерирующих труб подогревается на $\delta T_2 = 0{,}09$ К. Таким образом, температура кислорода на входе в активную зону равна $T_{вх} = 93{,}61$ К.

Расчет длины экономайзерного участка. Принимаем длину экономайзерного участка $L_{эк} = 0{,}9$ м. Давление в выходном сечении экономайзерного участка

$$p_{эк} = p_2 + \Delta p_1 - (\Delta p_2 + \Delta p_3 + \Delta p_4 + \Delta p_5).$$

Здесь $p_2 = 0{,}142$ МПа — давление кислорода над верхней трубной решеткой; Δp_1 — гидростатическое давление столба жидкости в циркуляционной трубе на длине $(L_{акт} + L_р - L_{эк})$; Δp_2 — суммарное сопротивление входа в циркуляционную трубу и выхода из нее; Δp_3 — сопротивление трения при движении кислорода в циркуляционной трубе; Δp_4 — сопротивление трения при движении кислорода в парогенерирующих трубах на длине от входа в трубы до выходного сечения экономайзерного участка; Δp_5 — сопротивление входа в парогенерирующие трубы;

$$\Delta p_1 = g\rho' (L_{акт} + L_р - L_{эк}) = 9{,}81 \cdot 1120 (2{,}62 + 0{,}07 - 0{,}9) = 19\,650 \text{ Па}.$$

При нестесненных входе и выходе для однофазного потока коэффициенты сопротивления входа и выхода соответственно равны $\xi_{вх} = 0{,}5$ и $\xi_{вых} = 1{,}0$ [26], поэтому $\Delta p_2 = (\xi_{вх} + \xi_{вых}) \rho' (w_ц^2/2) = = (0{,}5 + 1{,}0)\, 1120 (1{,}46^2/2) = 1790$ Па.

По условию задано, что отношение диаметра циркуляционной трубы к высоте выступов шероховатости $D_2/k = 2000$. При этом значении D_2/k коэффициент гидродинамического сопротивления $\xi_ц = 0{,}0169$ [87]

$$\Delta p_3 = \xi_ц [(L + 2L_р)/D_2] \rho' (w_ц^2/2) = 0{,}0169 [(2{,}87 + 0{,}14)/0{,}59] \times \times 1120 (1{,}46^2/2) = 103 \text{ Па}.$$

Парогенерирующие трубы можно считать абсолютно гладкими, поэтому для них коэффициент гидродинамического сопротивления определяем по формуле

$$\xi = 0{,}3164/Re^{0{,}25} = 0{,}3164/27\,500^{0{,}25} = 0{,}0245^*;$$

---

* Вследствие более высокой средней температуры кислорода на экономайзерном участке число Re здесь имеет большее значение, чем при входе в парогенерирующие трубы.

$$\Delta p_4 = \xi\,[(L_{эк} + h + L_р)/d_2]\,\rho'\,(w_0^2/2) = 0{,}0245\,[(0{,}9 + 0{,}25 + 0{,}07)/0{,}009] \times$$
$$\times 1115\,(0{,}46^2/2) = 391{,}8 \text{ Па}.$$

$$\Delta p_5 = \xi_{вх}\rho'(w_0^2/2) = 0{,}5 \cdot 1120\,(0{,}46^2)/2 = 59{,}2 \text{ Па}.$$

Здесь плотность кислорода определена при средней его температуре на экономайзерном участке, ориентировочно принятой $\overline{T}_{эк} = 94{,}2$ К.

Следовательно, $p_{эк.\,вых} = 142\,000 + 19\,650 - (1790 + 103 + 59{,}2 + 391{,}8) = 159\,306$ Па.

Этому давлению отвечает температура насыщения $T_{эк.\,вых} = 94{,}71$ К. Таким образом, на экономайзерном участке кислород подогревается на $\delta T_{эк} = 94{,}71 - 93{,}61 = 1{,}1$ К, а средняя его температура на экономайзерном участке $T_{эк} = 94{,}16$ К.

Количество теплоты, необходимое для нагрева кислорода до температуры $T_{эк.вых} = 94{,}71$ К,

$$Q_{эк} = Mc'_p\delta T_{эк} = 458 \cdot 1642 \cdot 1{,}1 = 830\,000 \text{ Вт},$$

а среднее значение плотности теплового потока на площади внутренней поверхности трубы на экономайзерном участке

$$\overline{q}_{2эк} = Q_{эк}/(\pi d_2 l_{эк} z) = 830\,000/(3{,}14 \cdot 0{,}009 \cdot 0{,}9 \cdot 13\,990) = 2330 \text{ Вт/м}^2,$$

Расчет теплоотдачи на кипящем участке. Среднее значение плотности теплового потока на кипящем участке $q_{2кип}$ теперь можно определить из уравнения

$$\overline{q}_{2акт} L_{акт} = \overline{q}_{2эк} L_{эк} + \overline{q}_{2кип} L_{кип} \text{ или}$$

$$\overline{q}_{2кип} = (\overline{q}_{2акт} L_{акт} - \overline{q}_{2эк} L_{кип})/L_{кип} = (2510 \cdot 2{,}62 - 2330 \cdot 0{,}9)/1{,}72 =$$
$$= 2610 \text{ Вт/м}^2.$$

Плотность теплового потока на площади внешней поверхности трубы на кипящем участке

$$q_{1кип} = \overline{q}_{2кип}\,(d_2/d_1) = 2610\,(9/12) = 1960 \text{ Вт/м}^2.$$

Число Рейнольдса пленки конденсата

$$\mathrm{Re}_{пл} = \overline{q}_{1кип} L_{кип}/(r\rho'\nu') = 1960 \cdot 1{,}72 \cdot 10^5/(169{,}2 \cdot 10^3 \cdot 712 \cdot 0{,}108) = 267.$$

Среднее значение коэффициента теплоотдачи от пара к стенке на кипящем участке

$$\alpha_1 = 0{,}102\,(9{,}81 \cdot 10^{12}/0{,}108^2)^{1/3}\,[0{,}16 \cdot 1{,}6^{1/3}\,267/(267 - 100 +$$
$$+ 63{,}2 \cdot 1{,}6^{1/3})] = 1990 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Коэффициент теплоотдачи при кипении кислорода рассчитываем по формуле (8.10). Физические свойства кислорода определяются по его средней температуре на кипящем участке:

$$\overline{T}_{2кип} = (94{,}71 + 93{,}51)/2 = 94{,}11 \text{ К}.$$

Значения обобщенных переменных, входящих в формулу (8.10),

$$K'_w=\bar{q}_{2кип}/(r\rho' w_0)=2610/(208{,}6\cdot 10^3\cdot 1115\cdot 0{,}46)=2{,}44\cdot 10^{-5};$$

$$K_s=r/(c'_p\bar{T}_{2кип})=208{,}6/(1{,}641\cdot 94{,}11)=1{,}35;$$

$$Re'_и=\frac{\bar{q}_{2кип}\sqrt{\sigma/(g\rho'')}}{r\rho' a'}=\frac{2610\sqrt{120\cdot 10^{-4}/(9{,}81\cdot 6{,}5)}}{208{,}6\cdot 10^3\cdot 1115\cdot 9{,}25\cdot 10^{-8}}=1{,}67.$$

Здесь $a'=\lambda'/(c_p'\rho')=0{,}169/(1641\cdot 1115)=9{,}25\cdot 10^{-8}$ м²/с;

$$K'_p=\frac{p_{ср}\sqrt{\sigma/(g\rho'')}}{\sigma}=\frac{1{,}506\cdot 10^5\sqrt{120\cdot 10^{-4}/(9{,}81\cdot 6{,}5)}}{120{,}5\cdot 10^{-4}}=171\cdot 10^3;$$

где $p_{ср}=(p_{эк.\,вых}+p_2)/2=150\,600$ Па.

Из формулы (8.10) следует

$$St=1{,}25(171\cdot 10^3)^{1/3}\cdot 2{,}44\cdot 10^{-5}\cdot 1{,}35^{0{,}5}\cdot 1{,}67^{-1/3}=167\cdot 10^{-5}$$

и

$$\alpha_{кип}=St\,c'_p\rho' w_0=167\cdot 10^{-5}\cdot 1641\cdot 1115\cdot 0{,}46=1405\ Вт/(м^2\cdot К).$$

Для того чтобы определить, влияет ли процесс парообразования на интенсивность теплообмена при кипении, рассчитываем коэффициент теплоотдачи к кислороду без кипения $\alpha_{бк}$ по формуле (8.14), которую запишем здесь в виде зависимости числа Nu от Re и Pr. Физические свойства кислорода определяем при его средней температуре на кипящем участке:

$$Re=0{,}46\cdot 0{,}009\cdot 1115/(169\cdot 10^{-6})=27\,500;\ Pr=1{,}64;$$

$$Nu=0{,}021\cdot 27\,500^{0{,}8}\cdot 1{,}64^{0{,}43}=92{,}5;$$

$$\alpha_{бк}=92{,}5\cdot 0{,}169/0{,}009=1735\ Вт/(м^2\cdot К).$$

Если $\alpha_{бк}>\alpha_{кип}$, то это означает, что процесс парообразования не влияет на интенсивность теплообмена; следовательно, в качестве расчетного значения α принимаем $\alpha_{бк}$.

Плотность теплового потока на площади средней поверхности трубы на кипящем участке

$$\bar{q}_{кип}=(96{,}5-94{,}11)/(1/1990+0{,}0015/68+1/1735)=2175\ Вт/м^2.$$

Средняя плотность теплового потока на площади внутренней поверхности

$$\bar{q}_{2кип}=\bar{q}_{кип}(10{,}5/9)=2540\ Вт/м^2.$$

Это практически совпадает с ранее определенным значением $q_{2кип}$, что свидетельствует о правильности выбранной длины экономайзерного участка. Однако возможна и непосредственная проверка длины экономайзерного участка, если рассчитать тепловой поток, переданный на этом участке при заданных условиях, и сопоставить его с $Q_{эк}$. Для этого рассчитаем коэффициент теплоотдачи от пара к стенке трубы на экономайзерном участке. Так как раз-

ность температур между паром и стенкой на экономайзерном и кипящем участках практически одинакова, то среднее значение коэффициента теплоотдачи от пара к стенке на экономайзерном участке

$$\alpha_{1эк}=(\alpha_{1акт}L_{акт}-\alpha_{1кип}L_{кип})/L_{эк},$$

где $\alpha_{1акт}$ — среднее значение коэффициента теплоотдачи от пара к стенке на всей активной длине греющей секции.

Число Рейнольдса пленки на активной длине рассчитываем по средней плотности теплового потока, отнесенного к площади внешней поверхности парогенерирующих труб $\bar{q}_1$. Так как в начале расчета было принято, что средняя плотность теплового потока для всей активной зоны $\bar{q}_2=2510$ Вт/м^2, то

$$\bar{q}_1=\bar{q}_2(d_2/d_1)=2510\,(9/12)=1870\ \text{Вт/м}^2;$$

тогда

$$\mathrm{Re}_{пл}=1870\cdot 2{,}62\cdot 10^6/(169{,}2\cdot 10^3\cdot 712\cdot 0{,}108)=379$$

и, следовательно,

$$\alpha_{1акт}=0{,}102\,(9{,}82\cdot 10^{12}/0{,}108^2)^{1/3}\,[0{,}16\cdot 1{,}6^{1/3}\times$$

$$\times\,379/(379-100+63{,}2\cdot 1{,}6^{t/3})]=1930\ \text{Вт/(м}^2\cdot\text{К)};$$

$$\alpha_{1эк}=(1930\cdot 2{,}62-1990\cdot 1{,}72)/0{,}9=1800\ \text{Вт/(м}^2\cdot\text{К)}.$$

Коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к кислороду на экономайзерном участке равен его значению, определенному нами для кипящего участка: $\alpha_{2эк}=1735$ Вт/(м^2·К). Следовательно, количество теплоты, передаваемой на экономайзерном участке,

$$Q_{эк}=k(T_1-\bar{T}_{эк})\,\pi d_{ср}L_{эк}z=[(96{,}5-94{,}16)/(1/1800+0{,}0015/68+$$

$$+\,1/1735)]3{,}14\cdot 0{,}0105\cdot 0{,}9\cdot 13\,990=846\,000\ \text{Вт}.$$

Как видим, расхождение между $Q_{эк}$ и ранее определенным $Q_{под}$ составляет менее 2,0%. Это означает, что длина экономайзерного участка определена правильно.

Тепловой поток, переданный от пара к жидкости на кипящем участке,

$$Q_{кип}=q_{2кип}\pi d_2L_{кип}z=2540\cdot 3{,}14\cdot 0{,}009\cdot 1{,}72\cdot 13\,990=1\,735\,000\ \text{Вт}.$$

Суммарный тепловой поток, передаваемый в аппарате от азота к кислороду,

$$Q=Q_{ц}+Q_{под}+Q_{эк}+Q_{кип}=11\,550+67\,500+846\,000+1735000=$$

$$=2\,660\,050\ \text{Вт}.$$

Следовательно, спроектированный нами конденсатор-испаритель обеспечивает передачу заданного количества теплоты. Однако необходимо проверить правильность выбранного значения скорости циркуляции w_0. Для этого рассчитываем истинное объемное паросодержание потока на выходе из парогенерирующих труб, движу-

щий напор циркуляции и сопротивление кипящего участка греющей секции.

Расчет истинного объемного паросодержания на выходе из аппарата $\varphi_{вых}$. Количество пара, образующееся в аппарате,

$$M''=Q/r=2\,660\cdot 0{,}50/(209{,}2\cdot 10^3)=12{,}75 \text{ кг/с}.$$

Массовое паросодержание потока на выходе из греющей секции

$$x_{вых}=M''/M=12{,}75/458=0{,}0278.$$

Приведенная скорость жидкости на выходе из аппарата

$$w'_{0\,вых}=w_0(1-x_{вых})=0{,}46\,(1-0{,}0278)=0{,}447 \text{ м/с}.$$

Приведенная скорость паровой фазы на выходе из аппарата

$$w''_{0\,вых}=x_{вых}w_0'(\rho'/\rho'')=0{,}0278\cdot 0{,}46\cdot(1120/6{,}0)=2{,}425 \text{ м/с}.$$

Скорость смеси

$$w_{см.вых}=0{,}447+2{,}425=2{,}872 \text{ м/с}.$$

Объемное расходное паросодержание потока на выходе из греющей секции

$$\beta_{вых}=w''_{0\,вых}/w_{см.вых}=2{,}425/2{,}872=0{,}845.$$

Истинное объемное паросодержание на выходе из греющей секции определяем по формуле (1.32).

Значения обобщенных переменных, входящих в эту формулу:

$$(\rho'-\rho'')/\rho'=(1120-6{,}0)/1120=0{,}995;$$

$$(1/w_{см})\sqrt{\sigma/(\rho' d_2)}=(1/2{,}872)\sqrt{120\cdot 10^{-4}/(1120\cdot 0{,}009)}=0{,}01203;$$

$$\mathrm{Fr}_{см}=w^2_{см}/(gd_2)=2{,}872^2/(9{,}81\cdot 0{,}009)=93{,}7;$$

$$w_{см}\sqrt[4]{\rho'/(\sigma g)}=2{,}872\sqrt[4]{1120/(120\cdot 10^{-4}\cdot 9{,}81)}=28{,}4.$$

При этом значении последнего критерия показатель степени при числе Фруда смеси равен $n=0{,}12$ (см. рис. 1.11). Так как отношение $w''/w_{см}=\beta/\varphi$, то из формулы (1.32) следует

$$\varphi_{вых}=0{,}845/(1+3{,}7\cdot 0{,}995^5\cdot 0{,}01203^{0{,}5}/93{,}7^{0{,}12})=0{,}69.$$

Движущий напор циркуляции

$$\Delta p_{дв}=\bar{\varphi} g\,(\rho'-\rho'')(L_{кип}+L_{р}),$$

где $\bar{\varphi}$ — среднее значение истинного объемного паросодержания на кипящем участке; $\bar{\varphi}=\varphi_{вых}/2=0{,}345$.

Плотность пара и жидкости определены при среднем давлении на кипящем участке

$$\Delta p_{дв}=0{,}345\cdot 9{,}81\,(1115-6{,}5)(1{,}72+0{,}07)=6715 \text{ Па}.$$

Сопротивление трения при движении парожидкостной смеси

$$\Delta p_{\text{тр.дв}}=\xi\frac{L_{\text{кип}}+L_{\text{р}}}{d_2}\rho'\frac{w_0^2}{2}\left[1+\psi\frac{w''_{0\,\text{вых}}}{2w_0}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right]=$$

$$=0{,}0245\frac{1{,}72+0{,}07}{0{,}009}\cdot 1115\frac{0{,}462^2}{2}\left[1+1{,}5\frac{2{,}425}{2\ 0{,}46}\left(1-\frac{6{,}5}{1115}\right)\right]=2845\ \text{Па}.$$

В этой формуле коэффициент гидродинамического сопротивления был определен при вычислении $\Delta p_{\text{тр}}$ на экономайзерном участке. Коэффициент ψ получен экстраполяцией графика (см. рис. 1.19).

Сопротивление ускорения смеси рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{\text{уск}}=(\rho' w_0)^2(y_2-y_1),$$

где $y_2=x_{\text{вых}}^2/(\rho''\varphi_{\text{вых}})+(1-x_{\text{вых}})^2/[\rho'(1-\varphi_{\text{вых}})]$;

$y_1=1/\rho'$, так как в начальном сечении кипящего участка $x_{\text{вх}}=0$. Следовательно,

$$\Delta p_{\text{уск}}=(1120\cdot 0{,}46)^2\left[\frac{0{,}0278^2}{6{,}0\ 0{,}69}+\frac{(1-0{,}0278)^2}{1120(1-0{,}69)}-\frac{1}{1115}\right]=462\ \text{Па}.$$

Сопротивление выхода парожидкостной смеси рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{\text{вых. тв}}=\xi_{\text{вых}}\frac{\rho' w_0^2}{2}\left[1+\frac{w_{0\,\text{вых}}}{w_0}\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right].$$

Для парожидкостной смеси $\xi_{\text{вых}}=1{,}2$ [26]. Таким образом,

$$\Delta p_{\text{вых. тв}}=1{,}2\frac{1120\cdot 0{,}462^2}{2}\left[1+\frac{2{,}425}{0{,}46}\left(1-\frac{6{,}0}{1120}\right)\right]=891\ \text{Па}.$$

Сумма всех сопротивлений циркуляционного контура

$$\sum\Delta p=\Delta p_2+\Delta p_3+\Delta p_4+\Delta p_5+\Delta p_{\text{тр.дв}}+\Delta p_{\text{уск}}+\Delta p_{\text{вых. тв}}=$$

$$=1790+103+59{,}2+391{,}8+2845+462+891=6542\ \text{Па}.$$

Как видим, движущий напор циркуляции на 2,5% больше суммы всех сопротивлений циркуляционного контура. Так как практически все сопротивления пропорциональны квадрату скорости циркуляции, то действительное значение w_0 примерно на 1,5% больше принятого, однако это не повлияет на производительность аппарата.

Пример 6. Расчет аммиачного испарителя типа ИКТ

Испарители типа ИКТ работают в составе аммиачных холодильных машин и предназначены для охлаждения какого-либо холодоносителя (вода, хлористый натрий, хлористый кальций, этиленгликоль и др.). Общий вид испарителя ИКТ показан на рис. 13 П [196]. Он представляет собой горизонтальный кожухотрубный ап-

парат, внутри трубок которого движется охлаждаемый холодоноситель, а в межтрубном пространстве кипит аммиак (хладагент). Для движения холодоносителя аппарат является многоходовым, что достигается установкой соответствующих перегородок между трубными решетками и днищами. Холодоноситель проходит последовательно 8 ходов в аппаратах с площадью поверхности по 180 м²

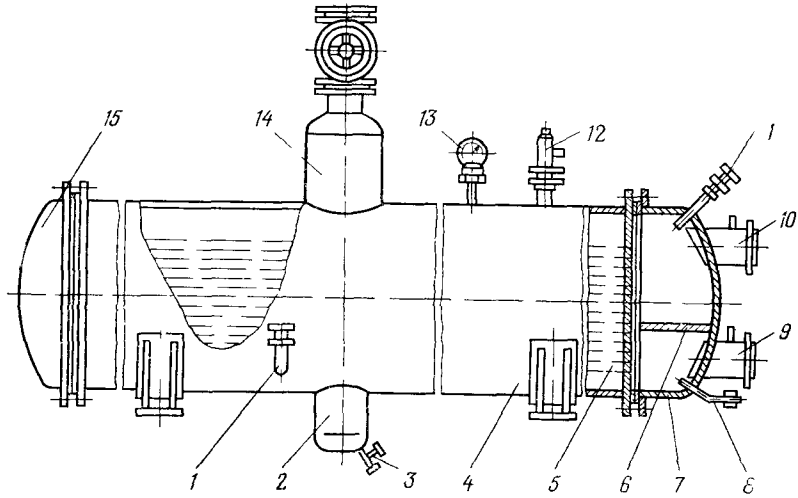


Рис. 13.П. Аммиачный кожухотрубный испаритель типа ИКТ

1 — вход жидкого аммиака *2* — отстойник *3* — спуск масла *4* — корпус, *5* — трубы *6* — перегородки *7, 15* — крышки, *8* — слив рассола *9, 10* — вход и выход рассола, *11* — спуск воздуха, *12* — предохранительный клапан, *13* — манометр, *14* — сухопарник

и 4 хода в аппаратах с площадью поверхности 225 и 306 м². Трубы располагаются по шестиугольнику в шахматном порядке. Длина трубы от 3 до 6 м.

В аммиачных испарителях кипение аммиака обычно осуществляется при температуре $t_н = -15 \div -30$°С. Холодоноситель охлаждается на $\delta t = 2 \div 4$°С. Температурный напор поддерживается примерно до 5°С. Скорость холодоносителя в трубах рекомендуется устанавливать в пределах $w = 1{,}0 \div 2{,}5$ м/с для этиленгликоля и рассолов хлористого кальция и хлористого натрия, а для воды — в пределах 1,0—1,5 м/с.

Расчет аммиачного испарителя. *Задание*: для аммиачной холодильной машины требуется спроектировать испаритель, холодопроизводительность которого $Q = 120\,000$ Вт. *Холодопроизводительностью* называют то количество теплоты, которое отдает холодоноситель кипящему хладагенту (в нашем случае аммиаку) в единицу времени.

Наша промышленность выпускает испарители с кипением хладагента внутри труб и в межтрубном пространстве. Выбираем испаритель типа ИКТ с кипением аммиака в межтрубном пространст-

ве. Так как промышленность выпускает испарители на различную холодопроизводительность, то расчет сводится к подбору аппарата по нормалям заводов-изготовителей [196, 207] с площадью поверхности теплообмена, удовлетворяющей заданным условиям.

Проверим, обеспечит ли передачу необходимого количества теплоты теплообменная поверхность испарителя ИКТ-50. Этот испаритель характеризуется следующими данными: общее число труб в греющей секции $m=216$ шт.; наружный диаметр труб $d_1=25$ мм; толщина стенки $\delta_{ст}=2{,}5$ мм; длина труб $L=4$ м; число ходов $z=8$; площадь поверхности теплообмена, рассчитанная по внутреннему диаметру, $A_2=\pi d_2 Lm=3{,}14\cdot 0{,}02\cdot 4\cdot 216=54{,}26$ м^2; число труб в одном ходу $n=m/z=216/8=27$; площадь поперечного сечения одной трубки $a_{тр}=(\pi/4)d_2^2=(3{,}14/4)0{,}02^2=0{,}000314$ м^2; площадь поперечного сечения трубок одного хода $a_x=a_{тр}n=0{,}000314\cdot 27=0{,}00848$ м^2.

По условию задано: холодопроизводительность $Q=120\,000$ Вт; температура кипения аммиака $t_н=-20$°С. При этой температуре давление насыщения $p_н=1{,}83\cdot 10^5$ Па; холодоноситель — хлористый кальций; аммиак не содержит в себе заметного количества масла.

Принимаем температуру рассола $CaCl_2$ на входе в испаритель $t_{вх}=-13{,}2$° С. Его температура на выходе из аппарата $t_{вых}=-16{,}2$°С, т. е. $\delta t_р=3$°С; массовая концентрация хлористого кальция $\xi=23{,}8\%$, при которой температура замерзания $t_0=-25{,}7$°С.

Определяем среднеарифметический температурный напор:

$$\vartheta_{лог}=\frac{(20-13{,}2)-(20-16{,}2)}{(6{,}8/3{,}8)}=5{,}19\text{°С}.$$

Следовательно, средняя температура хлористого кальция

$$t_р=-20+5{,}19=-14{,}81\text{°С}.$$

При температуре $t_р=-14{,}81$°С и концентрации $\xi=23{,}8\%$ из таблиц [196] определяем свойства рассола: плотность $\rho=1237$ кг/м^3; кинематический коэффициент вязкости $\nu=6{,}15\cdot 10^{-6}$ м^2/с; массовая теплоемкость $c_р=2912$ Дж/(кг·К); теплопроводность $\lambda=0{,}517$ Вт/(м·К); число Прандтля $Pr=42{,}3$.

Скорость рассола находится из уравнения теплового баланса $w=Q/(a_х\rho c_р\delta t_р)=120\,000/(0{,}00848\cdot 1237\cdot 2912\cdot 3{,}0)=1{,}31$ м/с.

Определяем коэффициент теплоотдачи от рассола к стенке трубы $\alpha_р$. Число Рейнольдса $Re=wd/\nu=1{,}31\cdot 0{,}02/(6{,}15\cdot 10^{-6})=4260$.

При переходном режиме течения рассола значение $\alpha_р$ определяем по формуле

$$Nu=0{,}021\,Re^{0{,}8}\,Pr^{0{,}43}(Pr_ж/Pr_{ст})^{0{,}25}\varepsilon_{пер},$$

где $\varepsilon_{пер}$ — поправочный множитель, значение которого находится в зависимости от Re:

$Re\cdot 10^{-3}$ . . .	2,5	3	4	5	6	8	10
$\varepsilon_{пер}$	0,4	0,57	0,72	0,81	0,88	0,96	1,0

$$Nu=0{,}021\cdot 4260^{0{,}8}\cdot 42{,}3^{0{,}43}\cdot 1{,}0\times 0{,}74=62{,}1.$$

Отношение $(Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25}$ практически равно единице, так как разность температур рассол — стенка очень мала.

Следовательно, коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_р = 62{,}1 \cdot 0{,}517/0{,}02 = 1605 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Плотность теплового потока, отнесенного к площади внутренней поверхности трубы,

$$q_р = \vartheta_р/[1/\alpha_р + (\delta/\lambda)_р],$$

где $\vartheta_р = t_р - t_{ст1}$ — разность температур рассола и стенки трубы со стороны рассола; $(\delta/\lambda)_р$ — термическое сопротивление загрязнений, образующихся с течением времени на поверхности трубы со стороны рассола.

По данным промышленных испытаний испарителей, термические сопротивления можно принимать равными:

	$м^2 \cdot К/Вт$
Со стороны рассола	$0{,}26 \cdot 10^{-3}$
» аммиака	$0{,}6 \cdot 10^{-3}$
» воды	$0{,}086 \cdot 10^{-3}$

Принимая значение $(\delta/\lambda)_р = 0{,}26$ м$^2 \cdot$К/Вт, получим

$$q_р = \frac{\vartheta_р}{1/1605 + 0{,}00026} = 1163\vartheta_р.$$

Плотность теплового потока, отнесенного к площади наружной поверхности трубы (со стороны аммиака),

$$q_а = \vartheta_а/[1/\alpha_а + (\delta/\lambda)_а],$$

где $\vartheta_а$ — разность температур между наружной поверхностью трубы и кипящим аммиаком; $(\delta/\lambda)_а$ — термическое сопротивление загрязнений, образующихся на наружной поверхности трубы, $(\delta/\lambda)_а = 0{,}6 \cdot 10^{-3}$ м$^2 \cdot$К/Вт.

Плотность теплового потока, отнесенного к площади наружной поверхности трубы,

$$q_а = q_р(d_2/d_1) = q_р(20/25) = 0{,}8q_р.$$

Зависимость плотности теплового потока $q_р$ от $\vartheta_р$ представлена на рис. 14.П в виде прямой линии, так как $q_р$ прямо пропорциональна $\vartheta_р$. Задаваясь различными значениями $\vartheta_р$, можно определить ряд значений $q_р$ и соответственно $q_а$. Рассчитав при этих значениях $q_а$ — коэффициент теплоотдачи при кипении аммиака $\alpha_а$,

а также ϑ_a, можно построить зависимость q_p от ϑ_a. Пересечение этой кривой с прямой $q_p=f(\vartheta_p)$ определяет действительную плотность теплового потока, передаваемого рассолом кипящему аммиаку. Например, при $\vartheta_p=2°$ С плотность теплового потока $q_p=1163\cdot 2=2326$ Вт/м^2.

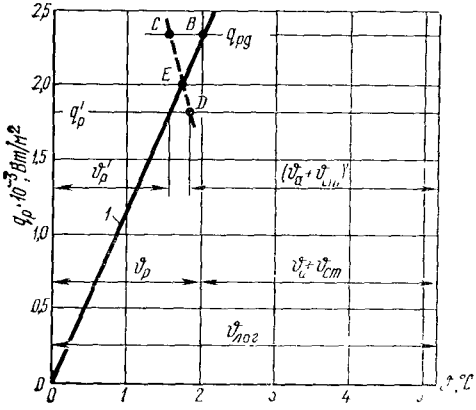


Рис. 14.П. Определение действительного значения плотности теплового потока:
1 — зависимость $q_p=f(\vartheta_p)$

Плотность теплового потока $q_a=2326\times(20/25)=1860$ Вт/м^2.

Коэффициент теплоотдачи при кипении α_a определяем по формуле (7.2). Свойства аммиака * определяем при температуре $t_н=-20°$ С: плотность жидкости и пара соответственно $\rho'=665$ кг/м^3, $\rho''=1{,}604$ кг/м^3; теплота испарения $r=1340$ кДж/кг; теплопроводность $\lambda=0{,}545$ Вт/(м·К); коэффициент температуропроводности $a=0{,}181\cdot10^{-6}$ м^2/с; коэффициент поверхностного натяжения $\sigma=383\cdot10^{-4}$ Н/м; теплоемкость при постоянном давлении $c_p=4520$ Дж/(кг·К).

Значения переменных, входящих в формулу (7.2):

$$l_*=\sqrt{\sigma/[g(\rho'-\rho'')]}=\sqrt{383\cdot10^{-4}/[9{,}81\cdot(665-1{,}604)]}=0{,}00243 \text{ м}.$$

$$\mathrm{Pe}_{исп}=q_a l_*/(r\rho''a')=1860\cdot0{,}00243\cdot10^6/(1340\cdot10^3\cdot1{,}604\cdot0{,}181)=12{,}1;$$

$$K_\sigma=r/gl_*=1340\cdot10^3/(9{,}81\cdot0{,}00243)=56{,}3\cdot10^6,$$

$$K_t=[(r\rho'')^2 l_*]/(T_н c_p\rho'\sigma)=(1340\cdot10^3\cdot1{,}604)^2\times$$
$$\times\,0{,}00243/(4520\cdot253\cdot665\cdot383\cdot10^{-4})=386.$$

Значение комплекса

$$N=\mathrm{Pe}_{исп}K_t^{0,63}K_\sigma^{0,5}=12{,}1\cdot386^{0,63}(56{,}3\cdot10^6)^{0,5}=3{,}9\cdot10^6.$$

Так как значение комплекса $N<10^7$, то в формуле (7.2) $C=2{,}65\cdot10^{-2}$, а $n=1/3$. Следовательно, число Нуссельта

$$\mathrm{Nu}_{исп}=2{,}65\cdot10^{-2}(3{,}9\cdot10^6)^{1/3}=4{,}17.$$

Коэффициент теплоотдачи к кипящему аммиаку

$$\alpha_a=4{,}17\cdot0{,}545/0{,}00243=935 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)},$$

---

* Физические свойства аммиака определены по данным, приведенным в [196].

разность температур между наружной поверхностью трубы и аммиаком

$$\vartheta_a = q_a\,[1/\alpha_a + (\delta/\lambda)_a] = 1860\,(1/935 + 0{,}6\cdot 10^{-3}) = 3{,}1°C,$$

перепад температуры в стенке

$$\vartheta_{ст} = q_{ср}\delta_{ст}/\lambda_{ст} = 2065\cdot 0{,}0025/58 = 0{,}09К.$$

Здесь $q_{ср} = q_a\,(d_1/d_{ср}) = 1860\,(25/22{,}5) = 2065$ Вт/м^2; $\lambda_{ст} = 58$ Вт/(м$\times$ $\times$К) — теплопроводность углеродистой стали.

Сумма перепадов температуры

$$\vartheta_a + \vartheta_{ст} = 3{,}1 + 0{,}09 = 3{,}19°C.$$

Это значение суммы откладываем на рис. 14.П влево от правой вертикальной линии и получаем точку B на кривой зависимости $q_р$ от $\vartheta_р$. Как видим, сумма всех температурных перепадов равна среднелогарифмическому напору:

$$\vartheta_{лог} = 2 + 3{,}1 + 0{,}09 = 5{,}19°C.$$

Это значит, что мы правильно определили действительное значение плотности теплового потока $q_{рд}$, передаваемого от рассола к поверхности труб.

Если бы при данной плотности теплового потока значение суммы $\vartheta_a + \vartheta_{ср}$ оказалось заметно больше разности $\vartheta_{лог} - \vartheta_р$ и точка B сместилась влево по горизонтали $q_{рд}$ (например, в точку C), то в этом случае нужно снизить значение $\vartheta_р$ до $\vartheta_р'$ и при этом значении $q_р' = 1163$ Вт/м^2 рассчитать коэффициент теплоотдачи при кипении аммиака, а затем и сумму $\vartheta_a + \vartheta_{ст}$. На рис. 14.П получим новую точку, например точку D. Соединяя точки C и D прямой (если они на графике легли достаточно близко), в пересечении получим точку E, определяющую действительное значение плотности теплового потока.

Очевидно, что новое значение коэффициента теплоотдачи α_a' можно рассчитать в соответствии с формулой (7.2) по зависимости

$$\alpha_a' = \alpha_a\,(q_р'/q_р)^{1/3}.$$

Теперь определим действительное количество теплоты, передаваемое через теплообменную площадь поверхности аппарата:

$$Q_л = q_р\,\pi d_2 L m = 2326\cdot 3{,}14\cdot 0{,}02\cdot 4\cdot 216 = 126\,000 \text{ Вт}.$$

Следовательно, выбранный нами испаритель ИКТ-50 обеспечит необходимую холодопроизводительность. Необходимо иметь в виду, что по формуле (7.2) определяется значение коэффициента теплоотдачи при кипении на одиночной трубке. При кипении в пучке в условиях, когда еще проявляется влияние конвекции, значение α_a будет несколько выше. Таким образом, действительная холодопроизводительность испарителя будет несколько выше расчетной.

Пример 7. Расчет фреонового испарителя типа ИТР

Общий вид фреонового испарителя типа ИТР показан на рис. 15.П [207]. Он представляет собой горизонтальный кожухотрубный аппарат, внутри труб которого движется холодоноситель, а в межтрубном пространстве кипит фреон. В качестве холодоносителей используются те же жидкости, что и в аммиачных испарителях

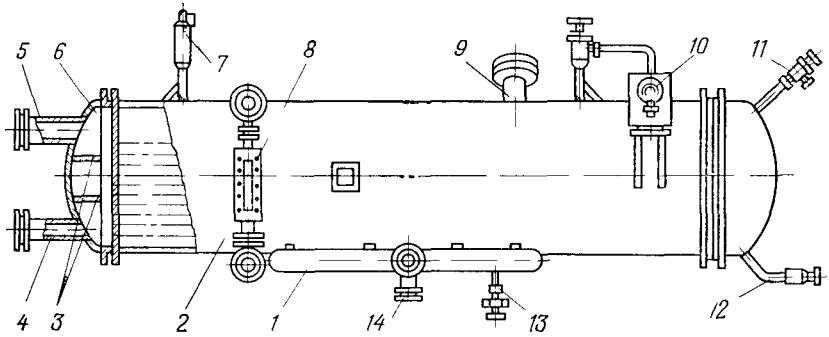


Рис. 15.П. Фреоновый кожухотрубный испаритель типа ИТР:

1 — коллектор для подачи жидкости, *2* — кожух, *3* — перегородки, *4*, *5* — штуцера для входа и выхода рассола, *6* — крышка, *7* — предохранительный клапан, *8* — указатель уровня, *9*, *14* — штуцера для входа и выхода хладагента, *10* — манометр, *11* — спуск воздуха, *12* — спуск холодоносителя, *13* — спуск масла

(см. пример 6). Так же как и аммиачные, фреоновые испарители типа ИТР выполняются в виде многоходовых для движения холодоносителей аппаратов. Теплообменная поверхность фреоновых испарителей изготовляется из оребренных снаружи труб. Существенная разница в интенсивности теплообмена между холодоносителем и стенкой, с одной стороны, и между стенкой и кипящим фреоном — с другой, компенсируется за счет развития внешней поверхности трубы. В испарителях типа ИТР применяют медные трубы с накатными снаружи ребрами. Так как поступающий в испаритель фреон содержит некоторое количество масла, то его кипение сопровождается вспениванием. Поэтому уровень заполнения межтрубного пространства фреонового испарителя обычно меньше аммиачного. При работе фреонового испарителя масло периодически спускают через специальный штуцер. Для уменьшения капельного уноса в паровом пространстве фреоновых испарителей устанавливают сепараторы. Условия работы фреоновых испарителей приведены в табл. 1.П.

Расчет испарителя. Рассчитать площадь поверхности теплообмена кожухотрубного фреонового испарителя с кипением фреона-12 в межтрубном пространстве (испаритель типа ИТР).

По условию задано:

1. Холодопроизводительность $Q = 40\,000$ Вт;

Таблица 1.П. **Условия работы фреоновых испарителей типа ИТР с кипением фреонов в межтрубном пространстве (испарители затопленного типа)**

$t_н$, °С	Холодоноситель	$\delta t_р$, °С	$\vartheta_д$, °С	w, м/с
5	Вода	3,5—4,5	6—8	1,0—1,5
—15	Хлористый кальций, этиленгликоль	4,5—5,5	6—8	1,0—2,5
—30	То же	4,5—5,5	6—7	1,0—2,5

2. Температура кипения фреона-12 $t_н = -24$°С.

3. Температура рассола на входе в испаритель $t_{вх} = -15$°С, его температура на выходе $t_{вых} = -19$° С, т. е. $\delta t_р = 4$° С.

4. Поверхность теплообмена выполнена из накатных медных труб: $d_2 = 13{,}2$ мм, $d_1 = 16{,}5$ мм, диаметр ребер $d_р = 21$ мм, высота ребер $h = 2{,}25$ мм. При длине $l = 1$ м площадь внутренней поверхности трубы $A_{2,1} = 0{,}0415$ м², площадь внешней поверхности $A_{1,1} = 0{,}145$ м². Отношение $A_{1,1}/A_{2,1} = 3{,}5$.

Принимаем: испаритель восьмиходовой, с числом трубок в каждом ходу $m = 11$. Таким образом, расчетное число трубок $n = m \cdot 8 = 11 \cdot 8 = 88$;

площадь поперечного сечения трубок одного хода

$$a_х = (3{,}14/4) \cdot 0{,}0132^2 \cdot 11 = 0{,}0015 \text{ м}^2,$$

определяем среднелогарифмический температурный напор:

$$\vartheta_{лог} = [(-15+24)-(-19+24)]/\ln(9/5) = 6{,}8°\text{С}.$$

Средняя температура рассола

$$\bar{t}_р = -24+6{,}8 = -17{,}2°\text{С}.$$

Принимаем температуру замерзания рассола $t_0 = -28$° С, что соответствует концентрации соли $\xi = 24{,}7\%$. При средней температуре $t_р = -17{,}2$°С и принятой концентрации из таблиц [196] определяем свойства рассола: плотность $\rho = 1245$ кг/м³; теплоемкость $c_р = 2860$ Дж/(кг·К); кинематический коэффициент вязкости $\nu = 7{,}0 \cdot 10^{-6}$ м²/с; теплопроводность $\lambda = 0{,}51$ Вт/(м·К); число Прандтля $Pr = 48$.

Скорость рассола определяем из уравнения теплового баланса

$$w = Q/(a_х \rho c_р \delta t_р) = 40\,000/(0{,}0015 \cdot 1245 \cdot 2860 \cdot 4) = 1{,}87 \text{ м/с}.$$

Определяем коэффициент теплоотдачи от рассола к стенке трубы $\alpha_а$.

Число Рейнольдса

$$Re = wd/\nu = 1{,}87 \cdot 0{,}0132/(7 \cdot 10^{-6}) = 3530.$$

При переходном режиме $\alpha_р$ определяем по формуле

$$Nu_ж = 0{,}021\, Re_ж^{0,8} \cdot Pr_ж^{0,43} (Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25} \varepsilon_{пер},$$

где $\varepsilon_{пер}$ определяется из таблицы (см. пример 6) $\varepsilon_{пер}=0{,}65$.

Следовательно,

$$Nu_{ж}=0{,}021\cdot 3530^{0{,}8}\cdot 48^{0{,}43}\cdot 1{,}0\cdot 0{,}65=49{,}8.$$

Ввиду малой разности между рассолом и стенкой отношение критериев $(Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0{,}25}$ принимаем равным единице.

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{р}=Nu\,\lambda/d_2=49{,}8\cdot 0{,}51/0{,}0132=1926\ Вт/(м^2\cdot К).$$

Определяем плотность теплового потока со стороны рассола с учетом термического сопротивления загрязнений $(\delta/\lambda)_{р}=0{,}26\cdot 10^{-3}$ м$^2\cdot$К/Вт (см. пример 6):

$$q_{р}=\frac{\vartheta_{р}}{1/\alpha_{р}+(\delta/\lambda)_{р}}=\frac{\vartheta_{р}}{1/1925+0{,}00026}=1284\vartheta_{р}.$$

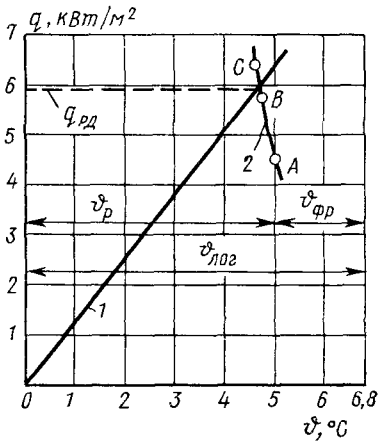


Рис. 16.П. Определение действительной плотности теплового потока $q_{р\,д}$:

1 — зависимость $q_{р}$ от $\vartheta_{р}$; *2* — зависимость $q_{р}$ от $\vartheta_{фр}$

Здесь $\vartheta_{р}$ — разность температур рассола и стенки. Так как стенка медная, то перепадом температуры в стенке пренебрегаем.

Далее расчет проводится по методике, изложенной в примере 6. Задаемся рядом значений $\vartheta_{р}$ и строим зависимости $q_{р}=f(\vartheta_{р})$ и $q_{р}=f(\vartheta_{фр})$, где $\vartheta_{фр}$ — разность между температурой стенки и температурой кипения фреона.

При $\vartheta_{р}=3{,}5°$ С $q_{р}=1284\cdot 3{,}5=4500$ Вт/м^2. Строим зависимость $q_{р}=f(\vartheta_{р})$ (прямая на рис. 16.П).

Коэффициент теплоотдачи при кипении фреона-12 на пучке оребренных труб рассчитываем по формуле (7.8), в которой значение $\varepsilon_{пр}$ определяем по графику, представленному на рис. 7.24.

Давление насыщения фреона-12 при $t_{н}=24°$ С $p=1{,}29\cdot 10^5$ Па.

Плотность теплового потока $q_{0\,р}$ определяем из соотношения

$$q_{0р}=q_{р}(A_{2,1}/A_{1,1})=4500/3{,}5=1287\ Вт/м^2.$$

Допуская небольшую экстраполяцию кривых, приведенных на рис. 7.24, при $q=1287$ Вт/м^2 и $n_{р}=9$ найдем коэффициент $\varepsilon_{пр}=1{,}1$. Тогда коэффициент теплоотдачи к фреону

$$\alpha_{фр}=18{,}4\cdot 1287^{0{,}5}\cdot 1{,}29^{0{,}25}\cdot 1{,}1=773\ Вт/(м^2\cdot К).$$

По данным промышленных испытаний фреоновых испарителей, термическое сопротивление загрязнений со стороны фреона можно

принять $(\delta/\lambda)_{фр}=0{,}1\cdot10^{-3}$ м²·К/Вт [196]. При этом температурный напор со стороны фреона-12

$$\vartheta_{фр}=q_{0р}[1/\alpha_{фр}+(\delta/\lambda)_{фр})=1287\,(1/773+0{,}0001)=1{,}8°\text{C}.$$

Этим значением $\vartheta_{фр}$ определяется положение точки A на рис. 16.П.

При $\vartheta_р=4{,}5°$C $q_р=1287\cdot4{,}5=5785$ Вт/м² и, следовательно, $q_{ор}=1655$ Вт/м²; $\alpha_{фр}=863$ Вт/(м²·К), а $\vartheta_{фр}=1655\,(1/863+0{,}0001)=$ $=2{,}09°$ С (точка B).

При $\vartheta_р=5°$C $q_р=6420$ Вт/м²; $q_{ор}=1835$ Вт/м²; $\alpha_{фр}=$ $=905$ Вт/(м²·К); $\vartheta_{фр}=1835\,(1/905+0{,}0001)=2{,}22°$ С (точка C).

Из рис. 16.П находим действительное значение плотности теплового потока, отнесенного к площади внутренней поверхности трубы: $q_{рд}=5950$ Вт/м². Следовательно, длина труб греющей секции испарителя $L=Q/(q_р\pi d_2 n)=40\,000/(5950\cdot3{,}14\cdot0{,}0132\cdot88)=1{,}75$ м.

Список литературы

1. *Авдеев А. А., Авдеева А. А.* Кипение жидкости при сбросе давления. — Теплоэнергетика, 1980, № 8, с. 53—57.

2. *Аверин Е. К., Кружилин Г. Н.* Теплоотдача при кипении воды в условиях вынужденной циркуляции. — В кн.: Теплоотдача и тепловое моделирование. М., 1959, с. 239—271.

3. *Азбель Д. С.* Гидродинамика барботажных процессов. — Химическая промышленность, 1962, № 11, с. 854—857.

4. Аиализ зависимостей для расчета коэффициентов теплообмена при течении в парогенерирующих каналах жидкости, нагретой до температуры насыщения/*Андреевский А. А., Боришанский В. М., Фромзель В. Н., Фокин Б. С.* — ИФЖ, 1974, т. XXVI, № 1, с. 142—164.

5. *Андреевский А. А.* Волновое тєчение тонких слоев вязкой жидкости. — В кн.: Температурный режим и гидравлика парогенераторов. Л., 1978, с. 181—230.

6. *Астафьев В. И., Стюшин Н. Г.* Анализ влияния концентрационного пограничного слоя на теплообмен при кипении растворов в большом объеме и в трубах. — Изв. вузов. Энергетика, 1979, № 12, с. 35—39.

7. *Бельский В. К.* Исследование теплообмена при кипении фреона-12 на пучке трубок и одиночных очехленных трубках. — Холодильная техника, 1970, № 2, с. 40—44.

8. *Бергманс Дж.* Максимальный тепловой поток при кипении в большом объеме. — Тепломассообмен-V (материалы V Всесоюзной конференции по тепломассообмену). Минск, 1976, т. III, ч. I, с. 292—301.

9. *Блинов К. А., Лабинский Ю. Ф.* Вертикальный жалюзийный сепаратор. Авт. свид. № 101061. — Бюллетень изобретений, 1955, № 8, с. 9.

10. *Боришанская А. В.* О теплоотдаче при кипении фреонов на поверхности с пористыми металлическими покрытиями. — Холодильная техиика, 1979, № 12, с. 17—19.

11. *Боришанский В. М.* Влияние давления и свойств жидкости на прекращение пленочного кипения при свободной конвекции в большом объеме. — В кн.: Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояиия вещества/Под ред. С. С. Кутателадзе. М. — Л., 1953, с. 108—117.

12. *Боришанский В. М.* О критериальной формуле для обобщения опытиых данных по прекращению пузырькового кипения. — ЖТФ, 1956, т. XXVI, вып. 2, с. 452—458.

13. *Боришанский В. М.* Учет влияния давления на теплоотдачу и критические иагрузки при кипении иа основе теории термодинамического подобия. — В кн.: Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред/Под ред. *С. С. Кутателадзе.* М. — Л., 1961, с. 18—36.

14. *Боришанский В. М., Боброви́ч Г. И., Минченко Ф. П.* Теплоотдача при пузырьковом кипении воды и этилового спирта на наружной поверхности труб (в большом объеме). — В кн.: Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред/Под ред. *С. С. Кутателадзе.* М. — Л., 1961, с. 75—93.

15. *Боришанский В. М., Козырев А. П., Светлова Л. С.* Изучение теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей. — В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках/Под ред. *В. М. Боришанского и И. И. Палеева.* М. — Л., 1964, с. 71—104.

16. *Брайтон Джонс.* Полностью развитый турбулентный поток в канале кольцевого сечения. Теоретические основы инженерных расчетов. — Труды американского общества инженеров-механиков. М., 1964, № 4, с. 240—252.

17. *Валукина Н. В., Козьменко Б. К., Кашинский О. Н.* Характеристика монодисперсной газожидкостной смеси при течении в вертикальной трубе. — ИФЖ, 1979, т. XXXVI, № 4, с. 695—699.

18. *Васильев Б. В.* Исследование теплоотдачи при кипении индивидуальных органических жидкостей, их бинарных и тройных смесей в условиях большого объема/Автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук. — МИТХТ, 1980, 21 с.

19. *Вишнев И. П., Горохов В. В., Винокур Я. Г.* Исследование теплоотдачи при разных давлениях гелия. — Химическое и нефтяное машиностроение, 1975, № 9, с. 18—21.

20. Влияние давления на внутренние характеристики кипения азота и кислорода/*Кириченко Ю. А., Цыбульский В. В., Долгой М. Л.* и др. — ИФЖ, 1975, т. XXVIII, № 4, с. 581—588.

21. *Волошко А. А.* О скорости роста паровых пузырей на поверхности нагрева. — ИФЖ, 1974, т. XXVI, № 4, с. 744—746.

22. *Волошко А. А.* Внутренние физические характеристики процесса парообразования. — В кн.: Теплообмен и гидро- и газодинамика при кипении и конденсации. Новосибирск, 1979, с. 6—10. См. также: *Волошко А. А., Вургафт А. В.* Динамика отрыва парового пузыря при кипении в условиях свободного движения. — ИФЖ, 1970, т. XIX, № 1, с. 15—20.

23. *Ганчев Б. Г., Козлов В. М.* Исследование гравитационого течения пленки жидкости по стенкам вертикального канала большой длины. — ПМТФ, 1973, № 1, с. 124—135.

24. *Ганчев Б. Г., Козлов В. М., Лозовецкий В. В.* Расчет локальных значений средней толщины турбулентной пленки, стекающей по вертикальной поверхности. — Изв. вузов. Машиностроение, 1970, № 1, с. 112—116.

25. *Гатиатуллин Г. Х., Кутепов А. М., Шорин С. Н.* Приближенный расчет циркуляции кипящей жидкости в замкнутом контуре. — Теоретические основы хим. технологии, 1977, т. XI, № 1, с. 77—80.

26. Гидравлический расчет котельных агрегатов (нормативный метод)/Под ред. *В. А. Локшина, Д. Ф. Петерсона, А. Л. Шварца.* М., 1978, 256 с.

27. *Гоголин В. А.* Влияние перегрева паров хладагента на теплообмен в испарителях холодильных машин. — Холодильная техника, 1976, № 11, с. 21—25.

28. *Голуб С. И.* Исследование уноса и сепарации влаги в выпарных аппаратах — испарителях/Автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук. — М.: МЭИ, 1970, 18 с.

29. *Голуб С. И., Стерман Л. С., Чернозубов В. Б.* Термический способ приготовления подпиточной воды. Авт. свид. № 218913. — Бюллетень изобретений, 1968, № 18, с. 26.

30. *Городов А. К., Ягов В. В.* Влияние материала поверхности нагрева на теплоотдачу при кипении в области давлений ниже атмосферного. — В кн.: Низкотемпературные процессы и криогенные системы. — Труды МЭИ, 1977, вып. 347, с. 113—118.

31. *Григорьев Л. Н.* Образование иовой фазы при кипении многокомпонентиых смесей. — В кн.: Теплообмеи при коиденсации и кипении (Труды ЦКТИ, вып. 57), 1965, с. 122—129.

32. *Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В.* Кипение криогенных жидкостей. М., 1977, 289 с.

33. *Григорьев Л. Н., Усманов А. Г.* Теплоотдача при кипении бинарных смесей. — ЖТФ, 1958, т. XXVIII, вып. 2, с. 325—332.

34. *Григорьев Л. Н., Усманов А. Г.* Теплообмен при кипении азеотропных смесей. — ИФЖ, 1959, т. XI, № 11, с. 114—118.

35. *Гухман А. А.* Некоторые вопросы теории процессов конвективиого теплообмена высокой интеисивности. — ЖТФ, 1953, т. XXIII, вып. 6, с. 1064—1114.

36. *Гухман А. А.* Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена. М., 1974, 328 с.

37. *Давиденко А. Н., Кутепов А. М., Плановский А. Н.* Исследование сепарации вторичного пара при совместной работе циклоиного и жалюзийного сепараторов. — Химическое и нефтяное машиностроение, 1967, № 3, с. 22—26.

38. *Данилова Г. Н.* Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов — В кн.: Теплообмен при кипении и конденсации (Труды ЦКТИ, вып. 57). Л., 1965, с. 69—80.

39. *Данилова Г. Н., Бельский В. К.* Экспериментальное исследование теплообмена при кипении фреона-22. — Холодильная техника, 1962, № 1, с. 7—13.

40. *Данилова Г. Н., Бельский В. К.* Исследование теплоотдачи при кипении фреонов-113 и 12 на трубках различной шероховатости. — Холодильиая техника, 1965, № 4, с. 24—28.

41. *Данилова Г. Н., Куприянова А. В.* Коэффициенты теплоотдачи при кипеиии фреонов С-318 и 21 на горизонтальной трубке. — Холодильная техника, 1967, № 11, с. 15—21.

42. *Данилова Г. Н., Лаврова В. В., Поволоцкая Н. М.* Методика теплового расчета фреоновых кожухотрубных испарителей. — М.: Изд. Всесоюзного научно-исследовательского иисгитута холодильной промышленности, 1969, 42 с.

43. *Дементьев Б. А.* О влиянии диаметра колонки и давления на паросодержание водяного объема устройств с барботажем пара через воду. — Теплоэнергетика, 1957, № 4, с. 45—48.

44. *Джиджи Л. М., Кларк И. А.* Пузырьковый пограничный слой и профили температуры при кипении жидкости, движущейся принудительно в канале. — Теплопередача, сер. С, М., 1969, № 1, с. 66—72.

45. *Дорощук В. Е.* Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. М., 1970, 167 с.

46. *Дорощук В. Е.* О происхождении кризисов теплообмена в трубах при течении недогретой воды и влажного пара. — Теплоэнергетика, 1980, № 8, с. 44—49.

47. *Дорощук В. Е., Левитан Л. Л.* Исследование условий выпадения капель из ядра дисперсного пароводяного потока на пристенную жидкую пленку. — Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, № 3, с. 591—596.

48. *Дорощук В. Е., Левитан Л. Л., Ланцман Ф. П.* Рекомендации к расчету кризиса теплообмена в круглой трубе при равномерном тепловыделении. — Теплоэнергетика, 1975, № 12, с. 66—70.

49. *Дорощук В. Е., Левитан Л. Л, Ланцман Ф. П.* Определение границы между кольцевой и дисперсной структурами двухфазного потока. — В кн.: Тепломассообмен-V (материалы V Всесоюзной конференции по тепломассообмену), т. III, ч. 2. Минск, 1976, с. 3—12.

50. *Дорощук В. Е., Нигматулин Б. И.* Кризис теплообмена второго рода в вертикальной трубе при невысоких давлениях. — Теплоэнергетика, 1971, № 3, с. 79—80.

51. *Дорощук В. Е., Нигматулин Б. И.* Исследование кризиса теплообмена в парогенерирующей трубе при косинусоидальном законе тепловыделения. — Теплоэнергетика, 1978, № 3, с. 80—82.

52. *Дуров С. А.* Физико-химические основы пенистого переброса котловой воды. М., 1948, 190 с.

53. *Дюндин В. А.* Исследоваиие теплообмена при кипеиии фреона-12 на гладкой и оребренных трубах. — Холодильная техника, 1969, № 11, с. 16—22.

54. *Дюндин В. А., Данилова Г. Н., Боришанская А. В.* Теплообмен при кипении хладагентов на поверхностях с пористыми покрытиями. — В кн.: Теплообмен и гидродинамика (труды V Всесоюзной конференции по теплообмену и гидравлическому сопротивлению двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов). Л., 1977, с. 15—30.

55. *Живайкин Л. Я.* О толщине пленки жидкости в аппаратах пленочного типа. — Химическое машиностроение, 1961, № 6, с. 25—29.

56. *Жихарев А. С., Кутепов А. М.* Экспериментальное исследование сепарации парожидкостных смесей струями жидкости. — Химическое и нефтяное машиностроение, 1972, № 4, с. 10—15.

57. *Жихарев А. С., Кутепов А. М.* Исследование гидродинамики распределительного устройства струйного сепаратора. — Химическая промышленность, 1972, № 6, с. 62—67.

58. *Зенкевич Б. А., Ремизов О. В., Субботин В. И.* Экспериментальное исследование поля температур в трубе при кипении воды — В кн: Тепло- и массоперенос, т. 2, Минск, 1968.

59. *Иванов М. Е., Елухин Н. К.* Теплоотдача при кипении кислорода и азота. — Кислород, 1958, № 3, с. 19—28.

60. *Идельчик И. Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М. — Л., 1960, 464 с.

61. Измерение некоторых характеристик парожидкостного потока в круглой трубе при давлении 68,6 бар/*Кириллов П. Л., Комаров Н. М. Субботин В. Н.* и др. ФЭИ — 421, 1973, 36 с.

62. Интенсификация теплообмена при кипении хладагентов на поверхностях с газотермическими покрытиями/*Дюндин В. А., Данилова Г. Н., Боришанская А. В.* и др. — Химическое и нефтяное машиностроение, 1975, № 9, с. 22—23.

63. Интенсификация теплообмена во фреоновых кожухотрубных испарителях путем применения труб с металлизационным покрытием/*Гоголин В. А., Кротков В. Н., Тарасова В. А.* и др. — Холодильная техника, 1979, № 1, с. 26—31.

64. Использование осадительной сепарации влаги в парогенераторах АЭС и методы ее расчета/*Козлов Ю. В., Титов В. Ф., Гришанов В. И.* и др. — Теплоэнергетика, 1978, № 9, с. 61—64.

65. Исследование теплообмена при кипении в условиях имитации слабых гравитационных полей/*Кириченко Ю. А., Чаркин А. И., Липатова И. В., Полунин В. Л.* — ИФЖ, 1969, т. XVII, № 2, с. 201—209.

66. Исследование кипения жидкого водорода при пониженных давлениях в условиях свободной конвекции/*Выходцев И. С., Левченко Н. М., Левченко Е. П.* и др. — В кн.: Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Харьков, 1972, вып. 2, с. 62—72.

67. Исследование кризиса теплообмена второго рода в кольцевых каналах с внутренним обогревом/*Дорощук В. Е., Левитан Л. Л., Ланцман Ф. П., Барановский В. О.* — Теплоэнергетика, 1977, № 6, с. 66—71.

68. Исследование гидравлических характеристик парожидкостных потоков/*Подсушный А. М., Пермяков В. В., Карастелев Б. Я.* и др. — В кн.: Температурный режим парогенераторов. Л., 1978, с. 238—242.

69. Исследование гидравлических сопротивлений при кипении недогретой воды в равномерно обогреваемой трубе/*Бартоломей Г. Г., Харитонов Ю. В., Коврижных В. П.* и др. — Теплоэнергетика, 1979, № 7, с. 64—65.

70. Исследование граничных паросодержаний при кипении гелия в трубах/*Архипов В. В., Парыгин В. В., Деев В. И., Приданцев А. И.* — Теплоэнергетика, 1980, № 4, с. 19—21.

71. Исследование граничных условий ухудшения теплоотдачи в трубах больших размеров/*Беляков И. И., Смирнов С. Н., Соколов В. В., Лаврентьев В. П.* — Теплоэнергетика, 1980, № 12, с. 49—51.

72. *Казакова Е. А.* Влияние давления на возникновение первого кризиса при кипении воды на горизонтальной пластине. — В кн.: Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества. М. — Л., 1953, с. 92—111.

73. *Казновский С. П., Пометько Р. С., Пашичев В. В.* Кризис теплоотдачи и распределение жидкости в дисперсно-кольцевом режиме течения. — Теплофизика высоких температур, 1978, т. 16. № 1, с. 94—100.

74. *Капица П. Л.* Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости — ЖЭТФ, 1948, т. 18, № 1, с. 3—28.

75. К вопросу о влиянии солесодержания воды на капельный унос влаги при барботаже/*Розен А. М., Гостинин Г. Н., Давыдов И. Ф.* и др. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1973, № 6, с. 164—167.

76. *Кириченко Ю. А.* Оценка условий отрыва пузырей при пузырьковом кипении. — ИФЖ, 1973, т. XXV, № 1, с. 5—13.

77. *Кириченко Ю. А., Долгой М. Л., Чаркин А. И.* Исследование динамики паровых пузырей в условиях пониженной гравитации. Харьков, 1973, 27 с.

78. *Кириченко Ю. А., Левченко Н. М.* Исследование внутренних характеристик кипения водорода. — ЖПМТФ, 1976, т. XXX, № 5, с. 841—847.

79. К обоснованию нормирования требований к теплообменным поверхностям парогенераторов и теплообменных аппаратов/*Боришанский В. М., Данилова Г. Н., Копп И. З.* и др — В кн.: Теплообмен и гидродинамика. Л., 1977, с. 105—115.

80. *Коньков А. С.* Экспериментальное исследование условий ухудшения теплообмена при течении пароводяной смеси в обогреваемых трубах. — Теплоэнергетика, 1966, № 12, с. 53—57.

81. *Кончуков В. А.* Исследование работы струйных сепараторов для разделения газо(паро)жидкостных систем/Автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук. — МИХМ, 1979, 16 с.

82. Кризис теплообмена в кольцевых щелях при наличии эксцентриситета/*Толубинский В. И., Литошенко А. К., Домашнев Е. Д.* и др. — Теплоэнергетика, 1971, № 6, с. 64—66.

83. Критические тепловые потоки при вынужденном течении воды/*Алексеев Г. В., Ремизов О. В., Сергеев Н. Д.* и др. — Теплоэнергетика, 1965, № 3, с. 47—51.

84. *Кружилин Г. Н.* Обобщение экспериментальных данных по теплопередаче при кипении жидкостей в условиях естественной конвекции. — Изв. АН СССР, ОТН, 1949, № 5, с. 701—712.

85. *Курбатов А. В.* Барботаж и проблемы критических нагрузок в паросепарации. — Труды МЭИ, 1953, вып. XI, с. 82—108.

86. *Кутателадзе С. С.* Теплопередача при кондеисации и кипении. М. — Л., 1952, 232 с.

87. *Кутателадзе С. С.* Основы теории теплообмена. Новосибирск, 1970, 383 с.; М., 1979, 415 с.

88. *Кутателадзе С. С.* Основные формулы термогидродинамики пузырькового кипения. — В кн.: Теплопередача при кипении и конденсации. Новосибирск, 1978, с. 5—20.

89. *Кутателадзе С. С.* О граничном паросодержании при кипеиии в круглой трубе. — Теплоэнергетика, 1979, № 6, с. 54—55.

90. *Кутателадзе С. С., Бураков Б. А.* Критические тепловые нагрузки при свободной конвекции и выиуждением движении кипящего и недогретого даутерма. — В кн.: Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазиых сред. М. — Л., 1961, с. 56—74.

91. *Кутателадзе С. С., Гогонин И. И.* Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях естественной конвекции. — Теплофизика высоких температур, 1979, т. 17, № 4, с. 792—797.

92. *Кутателадзе С. С., Сорокин Ю. Л.* О гидравлической устойчивости некоторых газожидкостных систем. — В кн.: Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. М. — Л., 1961, с. 315—324.

93. *Кутателадзе С. С., Стырикович М. А.* Гидродинамика газожидкостных систем. М., 1976, 296 с.

94. *Кутателадзе С. С., Шнейдерман Л. Л.* Опытное изучение влияния температуры жидкости на изменение режима кипения. — В кн.: Вопросы теплообмеиа при изменении агрегатного состояния вещества. — М. — Л., 1953, с. 102—107.

95. *Кутепов А. М.* Расчет сепараторов циклонного типа. — Химическая промышленность, 1964, № 4, с. 55—62.

96. *Кутепов А. М., Жихарев А. С.* Исследоиание сепарации парожидкостных систем струями жидкости. — Теоретические основы химической технологии, 1972, т. VI, № 2, с. 208—215.

97. *Лабунцов Д. А.* Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1963, № 1, с. 58—71.

98. *Лабунцов Д. А.* Современные представления о механизме пузырькового кипения жидкостей. — В кн.: Теплообмен и физическая газодинамика. М., 1974, с. 98—115.

99. *Лабунцов Д. А., Корнюхин И. П., Захаров Э. А.* Паросодержание двухфазиого адиабатного потока в вертикальиых каналах. — Теплоэнергетика, 1968, № 4, с. 62—68.

100. *Ладиев Р. Я.* Измеиение теплоотдачи во времеии при различных гидродинамических режимах работы выпарного контура с естественной циркуляцией. — В кн.: Теплообмен и гидродинамика в двухфазных средах. Киев, 1967, с. 63—72.

101. *Ладиев Р. Я.* Изменение теплоотдачи во времени при различных гидродинамических режимах работы выпарного контура в условиях искусственной

циркуляции. — В кн.: Теплообмен и гидродинамика в двухфазных средах. Киев, 1967, с. 93—101.

102. *Левитан Л. Л., Ланцман Ф. П.* Критические тепловые потоки в кольцевых каналах с внутренним обогревом. — Теплоэнергетика, 1977, № 4, с. 15—19.

103. *Лезин В. И.* Методика расчета естественной циркуляции в парогенераторах. — М.; МЭИ, 1971, 56 с.

104. *Маргулова Т. Х.* Методы получения чистого пара. М. — Л., 1955, 180 с.

105. *Маргулова Т. Х.* Расчет и проектирование парогенераторов атомных электростанций. М. — Л., 1962, 144 с.

106. *Махонина С. С.* Исследование динамики фазовых составов бинарных смесей жидкость — пар в криогенных системах хранения и криостатирования/Автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук. — Л.: ЛТИХП, 1980, 20 с

107. Метод расчета массообмена в парогенерирующих каналах/*Полонский В. С., Зуйков А. С., Леонтьев А. И., Стырикович М. А.* — Теплофизика высоких температур, 1979, т. 17, с. 109—115.

108. Методика расчета кризиса теплоотдачи в трубчатых твэлах при охлаждении их водой и пароводяной смесью/*Смолин В. Н., Шпанский С. В., Есиков В. И., Седова Т. К.* — Теплоэнергетика, 1977, № 12, с. 30—35.

109. *Минченко Ф. П., Фирсова Э. В.* Теплоотдача к воде и водным растворам солей лития при пузырьковом кипении в большом объеме. — В кн.: Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. М. — Л., 1961, с. 117—128.

110. *Миропольский З. Л.* Теплоотдача при пленочном кипении пароводяной смеси в парогенерирующих трубах. — Теплоэнергетика, 1963, № 5, с. 49—52.

111. *Миропольский З. Л., Шнеерова Р. И., Карамышева А. И.* Паросодержания при напорном движении пароводяной смеси с подводом тепла и в адиабатических условиях. — Теплоэнергетика, 1971, № 5, с. 60—64.

112. *Можаров Н. А.* Исследование критической скорости срыва пленки со стенки паропровода. — Теплоэнергетика, 1959, № 1, с. 50—53.

113. *Можаров Н. А.* Исследование критической скорости, при которой жидкая пленка отделяется от стенки паровой трубы. — Теплоэнергетика, 1959, № 6, с. 50—54; см. также Экспериментально-теоретическое исследование закономерностей срыва пленки/Автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук. — М., МЭИ, 1959, 20 с.

114. *Можаров Н. А.* О предельно допустимом расходе пара через сепаратор. — Теплоэнергетика, 1961, № 4, с. 60—63.

115. *Можаров Н. А., Лавыгин В. М., Копеин В. Н.* Устойчивость работы паропромывочных дырчатых листов испарителей и паропреобразователей. — Изв. вузов. — Энергетика, 1971, № 1, с. 72—76.

116. *Мойссис Р., Беренсон П.* К вопросу о гидродинамических переходах при пузырьковом кипении. — Теплопередача, сер. С, 1963, т. 85, № 3, с. 39—50.

117. *Морозов В. Г.* Экспериментальное исследование прекращения пленочного кипения на погруженной поверхности теплообмена. — ИФЖ, 1962, т. V, № 4, с. 15—19.

118. *Морозов В. Г.* Экспериментальное изучение граничных паросодержаний при кризисе теплоотдачи второго рода. — Теплофизика высоких температур, 1976, т. 14, № 5, с. 1114—1118.

119. *Невструева Е. И., Гонсалес Х.* Распределение паросодержания при поверхностном кипении воды методом β-просвечивания. — Теплоэнергетика, 1960, № 9, с. 34—39.

120. Некоторые характеристики тепло- и массообмена в парогенерирующих трубах/*Стырикович М. А., Серов Е. П., Смирнов О. К., Сарма П. К.* — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1964, № 5, с. 620—626.

121. Некоторые закономерности капельного уноса/*Розен А. М., Голуб С. И., Давыдов И. Ф., Гостинин Г. И.* — ДАН СССР, 1969, т. 187, № 2, с. 318—321.

122. *Нигматулин Б. И.* Кризис теплоотдачи и расход жидкости в пленке при течении дисперсно-кольцевых потоков. — Теплофизика высоких температур, 1979, т. 17, № 6, с. 1254—1258.

123. *Нигматулин Б. И., Рачков В. И., Шугаев Ю. З.* Исследование интенсивности уноса влаги с поверхности жидкой пленки при восходящем течении пароводяной смеси. — Теплоэнергетика, 1981, № 4, с. 33—36.

124. *Нигматулин Б. И., Милашенко В. И., Николаев В. Е.* Экспериментальное исследование гидродинамики равновесных дисперсно-кольцевых пароводяных потоков. — ТВТ, 1978, т. 16, № 6, с. 1263—1278.

125. *Нигматулин Б. И., Милашенко В. И., Шугаев Ю. З.* Исследование распределения жидкости между ядром и пленкой в дисперсно-кольцевом пароводяном потоке. — Теплоэнергетика, 1976, № 5, с. 77—79.

126. *Нигматулин Б. И., Рачков В. И., Шугаев Ю. З.* Исследование начала уноса влаги с поверхности жидкой пленки при восходящем течении пароводяной смеси. — Теплоэнергетика, 1980, № 6, с. 51—55.

127. *Николаенко А. Д., Кутепов А. М., Тютюнников А. Б.,* Исследование эффективности циклонного сепаратора. — Теоретические основы химической технологии, 1970, т. IV, № 2, с. 296.

128. Обобщение теплоотдачи и элементарных характеристик процесса при пузырьковом кипении/*Боришанский В. М., Данилова Г. Н., Готовский М. А.* и др. — В кн.: Теплообмен и гидродинамика. Л., 1977, с. 54—71.

129. О возможности общего подхода к расчету критических тепловых нагрузок в трубе и в большом объеме/*Боришанский В. М., Готовский М. А., Данилова Г. Н.* и др. — В кн.: Теплообмен, температурный режим и гидродинамика при генерации пара. Л., 1981, с. 5—11.

130. О механизме процесса кипения на затопленных поверхностях с капиллярным покрытием/*Маньковский О. Н., Иоффе О. Б., Фридгант Л. Г., Толчинский А. Р.* — ИФЖ, 1976, т. XXX, № 2, с. 310—316.

131. Парогенераторы/*Ковалев А. П., Лелеев Н. С., Панасенко М. Д.* и др. М., 1966, 448 с.

132. *Петров П. А.* Гидродинамика прямоточного котла. М., 1960, 168 с.

133. *Петухов Б. С., Генин Л. К., Ковалев С. А.* Теплообмен в ядерных энергетических установках. М., 1974, 407 с.

134. *Поварнин П. И.* Исследование кризиса кипения при течении недогретого метилового спирта. — ЖПМ и ТФ, 1963, № 3, с. 143—147.

135. *Поварнин П. И., Семенов С. Т.* Исследование кризиса кипения при течении недогретой воды в трубах малых диаметров при высоких давлениях. — Теплоэнергетика, 1960, № 1, с. 79—85.

136. *Поволоцкая Н. М.* Исследование коэффициентов теплоотдачи при кипении фреона-22 на одиночной трубе и пучке горизонтальных труб. — Холодильная техника, 1968, № 7, с. 20—25.

137. Повышение эффективности холодильных установок за счет применения в теплообменниках — испарителях труб с пористым покрытием/*Сиротин А. Г., Двойрис А. Д., Игнатов Л. Н., Холодов В. А.* — Газовая промышленность, 1976, № 12, с. 28—32.

138. *Пронько В. Г., Аксельрод Л. С., Баранов В. Г.* Исследование теплоотдачи и начала поверхностного кипения переохлажденного жидкого азота в кольцевых каналах. — В кн.: Тепло- и массоперенос. — Минск: Изд. АН БССР, т. 2, ч. II, 1972.

139. *Рассохин Н. Г.* Парогенераторные установки атомных электростанций. М., 1972, 395 с.

140. Расчет критической мощности парогенерирующих каналов с неравномерным тепловыделением по длине/*Кириллов П. Л., Песков С. Л., Пометько Р. С., Болтенко Э. А.* — Тезисы докладов и сообщений VI Всесоюзной конференции по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазных потоков в элементах энергетических машин и аппаратов, секция 1. Л., 1978, с. 269—271.

141. Рекомендации по расчету кризиса теплоотдачи при кипении воды в круглых трубах/Научный совет АН СССР по комплексной проблеме «Теплофизика». — ИВТ АН СССР, 1980, 68 с.

142. *Ремизов О. В.* Исследование температурных условий работы парогенерирующей поверхности при кризисе теплоотдачи. — Теплоэнергетика, 1978, № 2, с. 16—21.

143. *Ремизов О. В., Сапанкевич А. П.* Кризис теплоотдачи при неравномерном распределении теплового потока по периметру круглой трубы — Теплоэнергетика, 1975, № 12, с. 70—74.

144. *Розен А. М., Голуб С. И., Вотинцева Т. И.* К расчету транспортируемого уноса при барботаже. — Теплоэнергетика, 1976, № 11, с. 59—62.

145. *Семеновкер И. Е.* Условия исключения межвитковых пульсаций пароводяного потока в котлах. — В кн.: Котлотурбостроение (труды ЦКТИ, вып. 59), 1965, с. 138—143.

146. *Смирнов Г. Ф.* Приближенная теория теплообмена при кипении на поверхностях, покрытых капиллярнопористыми структурами. — Теплоэнергетика, 1977, № 9, с. 77—80.

147. *Смолин В. Н.* К определению предельной мощности испарительных каналов реакторов Белоярской АЭС. — Теплоэнергетика, 1978, № 6, с. 33—37.

148. *Смолин В. Н., Есиков В. И., Шпанский С. В.* Кризис теплообмена в каналах со всплесками тепловыделения. — Теплоэнергетика, 1970, № 5, с. 66—69.

149. *Смолин В. Н., Поляков В. К.* Критический тепловой поток при продольном обтекании пучка стержней. — Теплоэнергетика, 1967, № 4, с. 54—58.

150. *Смолин В. Н., Поляков В. К., Есиков В. И.* О кризисе теплоотдачи в парогенерирующей трубе. — Атомная энергия, 1962, т. 13, вып. 4, с. 360—364.

151. *Смолин В. Н., Поляков В. К., Есиков В. И.* Кризис теплоотдачи в парогенерирующих трубах при вынужденном движении теплоносителя. — В кн.: Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей нагрева (труды ЦКТИ, вып. 58), 1965, с. 128—138.

152. *Соловьев В. В., Жихарев А. С., Кутепов А. М.* Исследование работы циклонного сепаратора. ЖПХ, 1981, т. IV, № 1.

153. *Сорокин А. Ф.* Теплоотдача к воде и электролитическим щелокам, кипящим в условиях свободной конвекции. — Изв. вузов. Энергетика, 1961, № 3, с. 53—58.

154. Статистический подход к исследованию уноса при работе струйных сепараторов в аппаратах барботажного типа/*Кончуков В. А., Жихарев А. С., Кутепов А. М., Соловьев В. В.* — Изв. вузов. Химия и химическая технология, 1979, т. XXII, вып. II, с. 1403—1407.

155. *Стерман Л. С.* Теплоотдача к кипящим растворам едкого натра/Автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук. — МИХМ, 1947, 20 с.

156. *Стерман Л. С.* К теории теплоотдачи при кипении жидкости. — ЖТФ, 1953, т. XXIII, вып. 2, с. 341—351.

157. *Стерман Л. С.* К теории теплообмена при кипении в трубах. — ЖТФ, 1954, т. XXIV, вып. 2, с. 250—257.

158. *Стерман Л. С.* Исследование теплообмена при кипении жидкости в трубах. — ЖТФ, 1954, т. XXIV, вып. 11, с. 2046—2053.

159. *Стерман Л. С.* Обобщение экспериментальных данных по барботажу пара через жидкость. — ЖТФ, 1956, т. XXIV, вып. 7, с. 1519—1524.

160. *Стерман Л. С.* Испарители. М., 1956, 68 с.

161. *Стерман Л. С.* Вспенивание котловых вод. — В кн.: Внутрикотловые физико-химические процессы. М., 1957, с. 29—44.

162. *Стерман Л. С.* К теории паросепарации. — ЖТФ, 1958, т. XXVIII, вып. 7, с. 1562—1574.

163. *Стерман Л. С., Абрамов А. И.* Исследование теплоотдачи и критических тепловых потоков при кипении дифенило-бензольных смесей. — Теплоэнергетика, 1967, № 9, с. 59—63.

164. *Стерман Л. С., Лепилин Р. С.* К вопросу определения истинного уровня при барботаже пара через жидкость. — Теплоэнергетика, 1960, № 1, с. 45—47.

165. *Стерман Л. С., Михайлов В. Д., Вилемас Ю. В.* Критические тепловые потоки при кипении органических жидкостей в трубах и большом объеме. — В кн.: Кризис кипения и температуриый режим испарительных поверхностей нагрева (труды ЦКТИ, вып. 58). Л., 1965, с. 15—28.

166. *Стерман Л. С., Стюшин Н. Г.* Влияние скорости циркуляции на теплообмен при кипении. — В кн.: Теплопередача и аэродинамика. М., 1951, с. 59—82.

167. *Стерман Л. С, Стюшин Н. Г.* Исследование влияния скорости циркуляции на значения критических тепловых потоков при кипении жидкости в трубах. — ЖТФ, 1952, т. XXII, вып. 3, с. 446—454.

168. *Стерман Л. С., Стюшин Н. Г., Морозов В. Г.* Исследование зависимости критических тепловых потоков от скорости циркуляции. — ЖТФ, 1956, т. XXVI, вып. 10, с. 2323—2328.

169. *Стерман Л. С., Сурнов А. В.* Использование γ-лучей для определения объемного напорного паросодержания и истинного уровня в аппарате. — Теплоэнергетика, 1955, № 8, с. 39—44.

170. *Стерман Л. С., Сурнов А. В., Матвеев В. П.* Влияние солесодержания котловых вод на гидродинамику при барботаже. — Теплоэнергетика, 1959, № 11, с. 48—53.

171. *Стерман Л. С., Чечета Г. Г.* Критические тепловые потоки при кипении органических теплоносителей в коаксиальных кольцевых каналах. — В кн.: Тепло- и массоперенос, т. 2, ч. I. Минск, 1972, с. 315—321.

172. *Стырикович М. А., Катковская К. Я., Серов Е. П.* Парогенераторы электростанций. М., 1966, 384 с.

173. *Стырикович М. А., Мартынова О. И., Миропольский З. Л.* Процессы генерации пара на электростанциях. М., 1969, 312 с.

174. *Стырикович М. А., Миропольский З. Л., Шень Чжао-Юань.* Влияние неравномерности обогрева по длине трубы на величину критических тепловых потоков. — ДАН СССР, 1961, т. 139, № 4, с. 859—862.

175. *Стырикович М. А., Стерман Л. С.* Простейшее паропромывочное устройство для организации внутрибарабанной промывки пара. — Теплоэнергетика, 1954, № 7, с. 33—36.

176. *Стырикович М. А., Сурнов А. В.* Относительно некоторых зависимостей для переходной области диамического двухфазного слоя. — Теплоэнергетика, 1962, № 4, с. 77—79.

177. *Стырикович М. А., Сурнов А. В., Винокур Я. Г.* Экспериментальные данные по гидродинамике двухфазного слоя. — Теплоэнергетика, 1961, № 9, с. 56—60.

178. *Стюшин Н. Г.* Исследование влияния скорости принудительного движения на теплообмен при кипении под давлением. — ЖТФ, 1953, т. XXIII, вып. II, с. 1920—1930.

179. *Стюшин Н. Г.* Новые результаты исследования теплообмена при кипении в трубах. — В кн.: Тепло- и массоперенос, т. 2, Минск, 1962, с. 114—119.

180. *Стюшин Н. Г.* Об относительном движении паровой (газовой) фазы при адиабатическом течении двухфазного потока в вертикальных каналах. — В кн.: Доклады XXX научно-технической конференции (труды МИХМ, т. I, вып. 2), 1969, с. 87—91.

181. *Стюшин Н. Г.* К теории процесса теплообмена при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции. — В кн.: Теплообменные процессы и аппараты химических производств. М., 1976, с. 67—76.

182. *Стюшин Н. Г.* Интенсивность теплообмена при кипении в условиях вынужденного движения. — В кн.: Теплообмен и гидродинамика. Л., 1977, с. 39—47.

183. *Стюшин Н. Г., Астафьев В. И.* К вопросу о теплообмене при кипении растворов. — Теоретические основы химической технологии, 1975, т. IX, № 4, с. 555—562.

184. *Стюшин Н. Г., Астафьев В. И.* О влиянии концентрации на интенсивность теплообмена и критическую плотность теплового потока при кипении смесей и растворов. — Теоретические основы химической технологии, 1977, т. XI, № 1, с. 59—65.

185. *Стюшин Н. Г., Астафьев В. И.* Анализ зависимости коэффициента теплоотдачи от концентрации при кипении бинарных смесей в большом объеме. — Теоретические основы химической технологии, 1978, т. XII, № 6, с. 856—862.

186. *Стюшин Н. Г., Стерман Л. С.* Влияние скорости движения жидкости на теплообмен при кипении. — ЖТФ, 1951, т. XXI, вып. 4, с. 448—452.

187. *Стюшин Н. Г., Элинзон Л. М.* Исследование интенсивности теплопередачи к кипящим жидкостям при атмосферном и пониженном давлениях в условиях естественной конвекции. — ИФЖ, 1969, т. XVI, № 1, с. 54—58.

188. *Тарасова Н. В.* Гидравлическое сопротивление при кипении воды и пароводяной смеси в обогреваемых трубах и кольцевых каналах. — В кн.: Котлотурбостроение (труды ЦКТИ, вып. 59), 1965, с. 47—58.

189. *Тарасова Н. В., Армаид А. А., Коньков А. С.* Исследование теплоотдачи в трубе при кипении недогретой воды и пароводяной смеси. — В кн.: Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях. М. — Л., 1959, с. 6—22.

190. *Тарасова Н. В., Орлов В. М.* Исследование гидравлического сопротивления при поверхностном кипении воды в трубе. — Теплоэнергетика, 1962, № 6, с. 48—52.

191. *Тарасова Н. В., Орлов В. М.* Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при поверхиостном кипении воды в кольцевых каналах. — В кн.: Конвективная теплоотдача в двухфазном и однофазном потоках. М., 1964, с. 162—187.

192. *Тарасова Н. В., Хлопушин В. И., Боронина Л. В.* Локальное гидравлическое сопротивление при поверхностном кипении воды в трубах. — ТВТ, 1967, т. 5, № 1, с. 130—136.

193. *Толетов С. Г.* Уравнения гидродинамики двухфазных жидкостей. — ДАН СССР, 1945, т. 50, с. 99—102.

194. Температурный режим парогенерирующей поверхности в зоне ухудшениого теплообмена/*Воробьев В. А., Кириллов П. А., Ремизов О. В., Субботин В. И.* — В кн.: Тепло- и массоперенос, т. 2, ч. I, Мииск, 1972, с. 67—78.

195. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод)/Под ред. *Н. В. Кузнецова, В. В. Митора, И. Е. Дубовского, Э. С. Красиковой.* М., 1973, 295 с.

196. Теплообменные аппараты холодильных установок/*Данилова Г. Н., Богданов С. Н., Иванов О. П., Медникова Н. М.* Л., 1973, 328 с.

197. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при движении двухфазного пароводяного потока в каналах различной формы/*Боришанский В. М., Андреевский А. А., Фромзель В. Н.* и др. — В кн.: Труды ЦКТИ, 1970, вып. 101, с. 3—14.

198. Теплопередача при кипении жидкого водорода на плоских поверхностях/*Класс К., Де Хаан Дж., Пикконе М., Кост Р.* — В кн. Жидкий водород. М., 1964, с. 174—187.

199. *Толубинский В. И.* Теплообмен при кипении. Киев, 1980, 315 с.

200. *Толубинский В. И., Кичигин А. М., Васильев А. А.* Кризис теплоотдачи при кипении воды в продольно омываемых пучках стержней. — Теплоэнергетика, 1971, № 3, с. 51—54.

201. *Толубинский В. И., Литошенко А. К., Шевцов В. Л.* Критические тепловые нагрузки в кольцевых каналах. — В кн.: Гидравлика и теплообмен в элементах энергетического оборудования (труды ЦКТИ, вып. 101), 1970, с. 76—82.

202. *Толубинский В. И., Маторин А. С.* Кризис теплоотдачи при кипении биариых смесей в условиях вынужденного движения. — В кн.: Тепло- и массоперенос, т. 2, ч. I. Минск, 1972, с. 62—66.

203. *Толубинский В. И., Островский Ю. Н.* К механизму теплообмена при кипении бинарных смесей. — В кн.: Теплообмен и гидродинамика в двухфазных средах. Киев, 1967, с. 9—17.

204. *Филаткин В. Н.* Теплоотдача при кипении водоаммиачных растворов. — В кн.: Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. М. — Л., 1961, с. 112—116.

205. *Филиппов Ю. Н.* Экспериментальное исследование теплоотдачи в зоне испарения водяной тепловой трубы. — ИФЖ, 1977, т. XXXIII, № 2, с. 250—254.

206. *Хане Е., Фойерштейн Г.* Максимальный и минимальный тепловые потоки при околокритическом кипении в большом объеме. — В кн.: Тепломассообмен-V, т. III, ч. I, Минск, 1976, с. 302—315.

207. Холодильные машины и аппараты/*Калнинь И. М., Савицкий И. К., Нуждин А. С.* и др. Каталог-справочник, ч. III. М., 1976, 79 с.

208. *Хьюитт Дж., Холл-Тейлор Н.* Кольцевые двухфазные течения. М., 1974, 408 с.

209. *Цой У Сек, Рычков А. И.* Экспериментальное определение критнческой тепловой нагрузки при кипеиии водиых растворов нелетучих веществ. — В кн.: Исследования в области процессов и аппаратов химических производств (труды МИХМ, т. 19), 1959, с. 79—90.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к первому изданию 3

Предисловие к третьему изданию 5

Часть первая. Гидродинамика двухфазного потока . . . . . .

Глава 1. Движение двухфазного потока в вертикальных и горизонтальных трубах 7

§ 1.1. Общие соотношения 7
§ 1.2. Режимы течения двухфазного потока 10
§ 1.3. Уравнения движения двухфазного потока 15
§ 1.4. Основные числа подобия, характеризующие гидродинамику двухфазного потока 18
§ 1.5. Истинные параметры потока 20
§ 1.6. Гидравлические сопротивления 29
§ 1.7. Гидродинамика жидких пленок 39

Глава 2. Гидродинамический расчет контуров с естественной и принудительной циркуляцией 47

§ 2.1. Методика расчета контура с естественной циркуляцией 47
§ 2.2. Оценка надежности естественной циркуляции 55
§ 2.3. Оценка надежности опускной системы 64
§ 2.4. Гидравлическая и тепловая неравномерность параллельно включенных труб 67
§ 2.5. Гидродинамические характеристики труб при принудительной циркуляции. Гидродинамическая нестабильность 70
§ 2.6. Пульсационные режимы 75

Глава 3. Барботаж пара через жидкость 79

§ 3.1. Механизм процесса. Влияние основных параметров 79
§ 3.2. Работа парораспределительного дырчатого листа 84
§ 3.3. Гидродинамическая устойчивость барботажного слоя в паропромывочных устройствах 92
§ 3.4. Определение основных гидродинамических характеристик барботажного слоя 95
§ 3.5. Влияние растворенных в воде веществ на гидродинамику барботажного слоя 106

Глава 4. Унос капельной влаги паром. Сепарация 108

§ 4.1. Сепарация влаги в паровом объеме барботера 108
§ 4.2. Влияние состава воды на унос 114
§ 4.3. Количественные зависимости по капельному уносу 121
§ 4.4. Схемы очистки пара. Устройства для уменьшения уноса и для сепарации влаги 129

Глава 5. Разделение парожидкостных систем в тепло- и массообменных аппаратах 140

§ 5.1. Общая характеристика условий, в которых протекает процесс . . . 140
§ 5.2. Центробежная сепарация парожидкостных систем в циклонах . . . 142
§ 5.3. Сепарация парожидкостных систем при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов 150
§ 5.4. Эффективность циклонных элементов в тарельчатых аппаратах . . 151
§ 5.5. Сепарация паро(газо)жидкостных систем струями жидкости 154

Часть вторая. Теплообмен при парообразовании . . . . . .

Глава 6. Особенности процесса теплообмена при пузырьковом кипении. Дифференциальные уравнения. Обобщенные переменные 161

§ 6.1. Механизм процесса теплообмена при пузырьковом и пленочном кипении 161

§ 6.2. Условия зарождения парового пузыря на теплоотдающей поверхности. Температурное поле кипящей жидкости 166

§ 6.3. Скорость роста парового пузыря 172

§ 6.4. Диаметр парового пузыря при отрыве от теплоотдающей поверхности. Частота отрыва 175

§ 6.5. Уравнения, описывающие процесс теплообмена при пузырьковом кипении. Обобщенные переменные 182

Глава 7. Теплообмен при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции 189

§ 7.1. Влияние некоторых факторов на интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении 189

§ 7.2. Интенсивность теплообмена при кипении в большом объеме. Расчетные формулы 204

§ 7.3. Теплоотдача в пучках с гладкими и оребренными трубами 213

§ 7.4. Кипение на поверхностях с пористыми покрытиями 218

Глава 8. Теплообмен при пузырьковом кипении в условиях направленного движения жидкости 225

§ 8.1. Влияние скорости жидкости и паросодержания потока на интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении 225

§ 8.2. Процессы обмена в дисперсно-кольцевом потоке 231

§ 8.3. Интенсивность теплообмена при кипении в условиях направленного движения жидкости 240

Глава 9. Теплообмен при кипении жидкости, недогретой до температуры насыщения 254

§ 9.1. Особенности процесса парообразования и формирования пристенного двухфазного слоя при поверхностном кипении 254

§ 9.2. Интенсивность теплообмена при поверхностном кипении в условиях вынужденного движения жидкости 260

Глава 10. Плотность критического теплового потока при кипении жидкости на погруженной поверхности теплообмена 269

§ 10.1. Механизм процесса 269

§ 10.2. Влияние режимных параметров на $q_{кр1}$ при кипении насыщенной жидкости 271

§ 10.3. Количественные зависимости для расчета $q_{кр1}$ 272

§ 10.4. Влияние недогрева жидкости до температуры насыщения на $q_{кр1}$ 278

§ 10.5. Плотность критического теплового потока $q_{кр2}$ при прекращении пленочного кипения 280

Глава 11. Плотность критических тепловых потоков $q_{кр1}$ и $q_{кр2}$ при кипении в круглых трубах и в кольцевых каналах 283

§ 11.1. Природа кризисов теплообмена при кипении в каналах 283

§ 11.2. Влияние массовой скорости, паросодержания и давления на $q_{кр1}$ при кипении в равномерно обогреваемых трубах 285

§ 11.3. Влияние диаметра, длины и состояния поверхности трубы на $q_{кр1}$ 293

§ 11.4. Количественные зависимости для расчета плотности критического теплового потока при кипении в равномерно обогреваемых трубах 296

§ 11.5. Кризис теплообмена при неравномерном распределении плотности теплового потока по периметру и по длине трубы 304

§ 11.6. Особенности кризиса теплообмена при кипении в кольцевых каналах и в продольно омываемых пучках труб 308

Глава 12. Кризис теплообмена второго рода. Ухудшенные режимы теплоотдачи 315

§ 12.1. Кризис теплообмена второго рода при кипении в круглых трубах. Интенсификация теплообмена 315

§ 12.2. Кризис теплообмена второго рода при неравномерном по длине трубы тепловыделении 325
§ 12.3. Кризис теплообмена второго рода в кольцевых каналах 327
§ 12.4. Температурный режим парогенерирующих труб и интенсивность теплоотдачи при ухудшенных режимах 329
§ 12.5. Интенсификация теплообмена при ухудшенных режимах теплоотдачи 338

Глава 13. Интенсивность теплообмена и критические тепловые потоки при кипении растворов и смесей 340

§ 13.1. Особенности механизма процесса теплообмена при кипении растворов и смесей 340
§ 13.2. Теплообмен при кипении смесей 346
§ 13.3. Теплообмен при кипении растворов 358
§ 13.4. Кризис теплообмена при кипении смесей и растворов 364

Часть третья. Примеры расчетов циркуляции и теплообмена в парогенерирующих аппаратах 373

Пример 1. Гидродинамический и тепловой расчеты испарителя с кипением на поверхностях погруженной греющей секции. Определение качества дистиллята 373

1. Конструкция испарителя 373

2. Гидродинамический и тепловой расчеты 375

3. Расчет паропромывочных устройств и определение качества дистиллята 385

Пример 2. Расчет циркуляции в испарителе с вынесенной зоной кипения 388

Пример 3. Гидродинамический расчет замкнутого циркуляционного контура парового котла 396

Пример 4. Расчет гидродинамики барботажного слоя при сбросе давления в барботере 407

Пример 5. Гидродинамический и тепловой расчеты конденсатора-испарителя 414

Пример 6. Расчет аммиачного испарителя типа ИКТ 426
Пример 7. Расчет фреонового испарителя типа ИТР 432

Список литературы 436

Учебное издание

Алексей Митрофанович Кутепов
Лев Самойлович Стерман
Николай Гаврилович Стюшин

Гидродинамика и теплообмен при парообразовании

Зав редакцией *К. И. Аношина.* Редактор *Л. Н. Чупеева.* Художественный редактор *Т. А. Дурасова.* Технический редактор *Т. Д. Гарина.* Корректор *Г. И. Кострикова.*

ИБ № 5858

Изд. № ОТ—583 Сдано в набор 26.12 85. Подп. в печать 29.04 86. Формат 60×90$^1/_{16}$. Бум. тип. № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Объем 28 усл. печ. л.+0,44 усл. печ. л. вкл. 28,41 усл кр.-отт. 28.76 уч.-изд. л.+0,55 уч.-изд. л. вкладка. Тираж 9500 экз. Зак. № 2102. Цена 1 р 30 к.

Издательство «Высшая школа», 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7.