

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

**«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
РАСТИТЕЛЬНЫХ ПОЛИМЕРОВ»**

М.А. Готовский, В.А. Суслов

Теплообмен в технологических установках ЦБП

Учебное пособие

(Часть 3)

**Санкт-Петербург
2012**

УДК 621.184.64 (075)

ББК 31.31я 7

С 904

Готовский М.А., Суслов В.А. Теплообмен в технологических установках ЦБП: 3^{-я} часть учеб. пособия / СПб ГТУ РП. СПб., 2012. - 120 с: ил. 83.- ISBN 978-5-91646-038-4

Третья часть учебного пособия посвящена вопросам диффузии и теплообмена при изменении агрегатного состояния. Учебное пособие содержит основные понятия, определения и расчетные уравнения по теплопроводности, теплоотдаче, тепломассообмену, тепловому излучению, включает классификацию, тепловой и гидродинамический расчет теплообменных аппаратов.

Пособие подготовлено в соответствии с требованиями государственных образовательных стандартов и может быть использовано для расширения знаний студентов – теплоэнергетиков бакалавров и магистров по направлению 140100 «Теплоэнергетика».

Рецензенты: и.о. зав. кафедрой атомных станций и промтеплоэнергетики СПбГПУ, д-р техн. наук, профессор В.В. Сергеев; профессор кафедры атомных станций и промышленной теплоэнергетики СПб ГПУ, д-р техн. наук Г.П. Поршнева

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом Санкт-Петербургского государственного технологического университета растительных полимеров в качестве учебного пособия.

ISBN 978-5-91646-038-4.

ББК31.31 я 7

© Готовский М.А., Суслов В.А., 2012

© Санкт-Петербургский

государственный технологический

университет растительных полимеров, 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

9. Тепло-и массообмен в процессе изготовления бумаги	5
9.1. Введение в массообмен	5
9.2. Дифференциальные уравнения тепло-и массообмена	7
9.2.1. Уравнение массообмена	7
9.2.2. Уравнение энергии	8
9.3. Тепло- и массоотдача	10
9.4. Диффузионный пограничный слой	11
9.5. Аналогия процессов тепло-и массообмена	11
9.6. Тепло-и массообмен при испарении жидкости в парогазовую среду	12
9.7. Примеры с решениями	17
10. Кипение	20
10.1. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме	20
10.1.2. Кипение на поверхностях с пористыми покрытиями	32
10.1.3. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках труб	34
10.1.3.1. Пучки из гладких труб	34
10.1.3.2. Пучки из оребренных труб	35
10.1.4. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме	36
10.2. Кипение воды в трубах и каналах	37
10.2.1. Основные параметры двухфазного потока	38
10.2.2. Режимы течения адиабатного двухфазного потока и роль кипения ...	39
10.2.3. Режимы течения и теплоотдача при кипении восходящего обогревае- мого двухфазного потока в вертикальных трубах	42
10.2.4. Нисходящий двухфазный поток в вертикальных трубах	46
10.2.5. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах	48
10.2.6. Закризисный теплообмен	48
10.3. Кипение в неоднocomпонентных средах	49
10.3.1. Некоторые сведения из химической термодинамики	50
10.3.2. Условия фазового равновесия	51
10.3.3. Поверхностное натяжение и капиллярные эффекты	54
10.4. Теплоотдача при кипении растворов	55
10.4.1. Теплоотдача при кипении пенных растворов в трубах	60
10.4.1.1. Режимы течения двухфазных потоков при кипении пенных раство- ров в трубах	65
10.4.1.2. Теплоотдача к кипящим пенным растворам при пузырьковом режи- ме течения	69
10.4.1.3. Теплоотдача к кипящим растворам при эмульсионном (пенном) ре- жиме кипения	71
10.4.1.4. Теплоотдача к кипящим растворам при дисперсно-кольцевом режи- ме течения	72

10.4.1.5. Анализ результатов исследований теплообмена при восходящем парожидкостном потоке	75
10.4.2. Кризис теплообмена при кипении смесей и растворов.....	81
10.4.2.1. Кризис теплообмена при кипении пенных растворов в трубе	83
10.4.3. Анализ результатов исследований по накипеобразованию при восходящем парожидкостном потоке	87
10.4.3.1 Эффективный интервал работы выпарных станций между промывками	89
10.5. Примеры с решениями.....	93
11. Теплообмен при конденсации пара	96
11.1. Общие сведения.....	96
11.2. Конденсация пара на вертикальной плоской поверхности.....	98
11.3. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы.....	104
11.4. Конденсация пара на горизонтальных пучках труб	106
11.4.1. Влияние скорости пара и геометрии пучка на теплоотдачу	107
11.5. Диффузионное термическое сопротивление.....	107
11.6. Описание теплоотдачи при конденсации с помощью закона соответственных состояний.....	109
11.7. Капельная конденсация	110
11.8. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб	113
11.8.1. Ламинарное течение пленки конденсата внутри трубы.....	114
11.8.2. Турбулентное течение пленки конденсата внутри трубы	114
11.9. Примеры с решениями	115
Библиографический список.....	119

9. ТЕПЛО- И МАССООБМЕН В ПРОЦЕССЕ ИЗГОТОВЛЕНИЯ БУМАГИ

9.1. Введение в массообмен

В процессе изготовления целлюлозы, а затем бумаги и картона большинство процессов теплообмена сопровождаются переносом массы компонентов относительно друг друга. Это может быть варка древесины, выпарка отработанных растворов, сушка изготовленных продуктов, конденсация пара из парогазовой смеси и испарение жидкости в парогазовый поток в теплообменных процессах и т.д. К примеру, испарившаяся жидкость, диффундируя, распространяется в парогазовом потоке; при этом меняется течение потока и его скорости, как следствие, изменяется интенсивность теплоотдачи, что, в свою очередь, сказывается на процессе диффузии. Практический интерес представляют процессы теплообмена и массообмена при испарении, сублимации (возгонке), конденсации, сорбции, десорбции и т. п. В этом случае система является гетерогенной. Поверхность жидкой (или твердой) фазы играет роль, аналогичную роли твердой стенки в процессах теплоотдачи без сопутствующей диффузии.

Диффузией в однородной по температурам и давлениям смеси называется самопроизвольный процесс, стремящийся к установлению внутри фаз равновесного распределения концентраций. При этом происходит перенос вещества из области с большей в область с меньшей концентрацией.

Диффузия осуществляется молекулярным и молярным путем и характеризуется потоком массы компонента, т. е. количеством вещества или **потоком массы**, проходящим в единицу времени через данную поверхность в направлении нормали к ней. Обозначим поток массы через J [кг/с].

Поток массы J , проходящей через единицу поверхности F , называют **плотностью потока массы**

$$j = \frac{dJ}{df}. \quad (9.1)$$

При $j = const$ по поверхности $J = j \cdot F$.

Плотность потока массы одного из компонентов за счет молекулярной диффузии в однородной по температуре и давлению макроскопически неподвижной двухкомпонентной смеси определяется **законом Фика**.

$$j_{к.д.i} = -D \frac{\partial \rho_i}{\partial n}, \quad (9.2)$$

где D — коэффициент диффузии одного компонента относительно другого, m^2/c ; ρ_i — концентрация вещества, равная отношению его массы к объему всей смеси, $кг/м^3$, n — направление нормали к поверхности одинаковой концентрации данного вещества.

Введем понятие относительной массовой концентрации i -го компонента — $m_i = \rho_i / \rho$,
где ρ — плотность смеси.

Тогда
$$j_{к.д.i} = -\rho \cdot D \frac{\partial m_i}{\partial n},$$

где $\frac{\partial \rho_i}{\partial n}$, $\frac{\partial m_i}{\partial n}$ — градиенты концентрации. Они всегда направлены в сторону возрастания концентрации.

Градиент концентрации, аналогично градиенту температур в теплопроводности, является движущей силой, обуславливающей перенос вещества.

Знак минус в уравнении (9.2) показывает, что перемещение вещества происходит в сторону уменьшения градиента концентрации. Диффузия, происходящая согласно закону Фика, является **концентрационной диффузией**.

Коэффициент диффузии возрастает с увеличением температуры и уменьшается с ростом давления. В бинарной смеси коэффициент диффузии будет одинаковым для обоих взаимно диффундирующих компонентов.

Запишем, согласно уравнению состояния идеального газа, формулу (9.2) в следующем виде

$$j_{к.д.i} = -D_{pi} \frac{\partial p_i}{\partial n}, \quad (9.3)$$

где $D_{pi} = D/RT$ — коэффициент молекулярной диффузии, отнесенный к градиенту парциального давления рассматриваемого компонента, c ; P_i — местное парциальное давление данного компонента, Pa ; n — направление нормали к поверхности одинаковых парциальных давлений данного компонента.

В отличие от D коэффициент $D_{p,i}$ различен для компонентов данной бинарной смеси. Согласно $D = D_{p1} \cdot R_1 \cdot T = D_{p2} \cdot R_2 \cdot T$ можно написать

$$\frac{D_{p1}}{D_{p2}} = \frac{R_2}{R_1} = \frac{M_1}{M_2},$$

где M — молекулярная масса. Индексы «1» и «2» будут соответствовать первому и второму компонентам.

При переменной температуре смеси возникает **термическая диффузия** (эффект Соре). В случае различных масс молекул двух компонентов за счет термодиффузии более тяжелые молекулы большей частью стремятся перейти в холодные области. В случае равенства масс молекул в холодные области стремятся перейти более крупные молекулы. Термодиффузия приводит к образованию градиента концентрации. Процесс концентрационной диффузии препятствует этому и стремится выровнять состав. В результате с течением времени может установиться стационарное состояние, при котором уравновешиваются противоположные влияния термической и концентрационной диффузий. В результате диффузионного перемещения двух газов, первоначально имевших одинаковую температуру, может возникнуть между ними разность температур - **диффузионный термоэффект** (эффект Дюфо).

При наличии в смеси градиента полного давления может возникнуть диффузия за счет неоднородности давления - **бародиффузия**. При этом тяжелые молекулы стремятся перейти в область повышенного, а легкие — в область пониженного давления. Как и термодиффузия, бародиффузия сопровождается и обычным переносом массы, вызванным разностью концентрации.

Плотность потока массы i -го компонента за счет молекулярного переноса при концентрационной, термической и бародиффузии описывается

следующим уравнением:
$$\overrightarrow{J_{M,д.i}} = -\rho \left(D \cdot \nabla m_i + \frac{D_T}{T} \nabla t + \frac{D_\delta}{P} \nabla P \right), \quad (9.4)$$

где $D_T = k_T D$ — коэффициент термодиффузии, m^2/c ; $D_\delta = k_\delta D$ — коэффициент бародиффузии, m^2/c ; p — давление смеси.

Коэффициент $k_T = D_T/D$ называется термодиффузионным; $k_\delta = D_\delta/D$ — бародиффузионным отношением. Значение k_T для смеси газов, как правило, меньше 0,1. Величина k_δ для бинарной смеси определяется уравнением

$$k_\delta = \frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{\rho^2} \cdot \frac{M_2 - M_1}{M}, \quad (9.5)$$

где M_1, M_2, M — молекулярные массы первого, второго компонентов и смеси соответственно.

Суммарный перенос массы какого-либо компонента путем молекулярной диффузии является следствием концентрационной, термической и бародиффузии.

Бародиффузия должна проявляться при значительных перепадах давления, что в процессах теплообмена встречается редко. При равенстве молекулярных масс M_1 и M_2 бародиффузия отсутствует.

Поэтому в тепловых процессах учитываются эффекты, связанные с концентрационной диффузией.

В движущейся среде вещество переносится не только конвекцией, но и молекулярной диффузией. При перемещении какого-либо объема смеси плотностью ρ со скоростью \vec{w} происходит перенос массы смеси, удельная величина которого определяется уравнением
$$\vec{J}_K = \rho \cdot \vec{w}. \quad (9.6)$$

Суммарная плотность потока вещества за счет молекулярного и конвективного переноса будет определяться уравнением

$$\vec{J} = \overrightarrow{J_{M,д.i}} + \vec{J}_{K,i}. \quad (9.7)$$

Вместе с массой вещества переносится энтальпия $j_i \cdot i_i$, где i_i — удельная энтальпия i -го компонента, Дж/кг.

Следовательно, плотность теплового потока в смеси описывается уравнением
$$q = -\lambda \cdot \nabla t + \sum \vec{J}_i \cdot i_i. \quad (9.8)$$

Преобразуем второй член правой части выражения (9.8) в соответствии с уравнениями (9.6) и (9.7)

$$\sum \vec{J}_i \cdot i_i = \sum \rho \cdot m_i \cdot i_i \cdot \vec{w} + \sum j_{M,д.i} \cdot i_i = \rho \cdot \vec{w} \cdot i + \sum j_{б,д.i} \cdot i_i, \quad (9.9)$$

где $i = \sum m_i i_i$ — удельная энтальпия смеси.

Тогда уравнение (9.8) можно представить в следующем виде:

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \nabla t + \rho \cdot \vec{w} \cdot i + \sum \vec{J}_{M,д} \cdot i_i. \quad (9.10)$$

Из сравнения уравнений для однокомпонентной движущейся жидкости $q = -\lambda \nabla t + \rho \vec{w} i$ и (9.10) следует, что в смеси появляется дополнительная диффузионная составляющая теплового потока.

9.2. Дифференциальные уравнения тепло-и массообмена

9.2.1. Уравнение массообмена

Рассматриваем несжимаемую жидкость без внутренних источников массы. Термо- и бародиффузию не учитываем.

Выделяем из смеси неподвижный элементарный параллелепипед с рёбрами dx, dy, dz (рис. 9.1). Пусть D и ρ постоянны. Составим для него уравнение баланса массы.

В параллелепипеде вдоль оси x втекает за элементарный промежуток времени $d\tau$ масса i -го компонента $dM_{xi} = j_{xi} \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$ и вытекает $dM_{x+dx,i} = j_{x+dx,i} \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$. Разность количеств масс компонента определяется выражением

$$dM_{xi} - dM_{x+dx,i} = -\frac{\partial j_{xi}}{\partial x} dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau = \\ = -\frac{\partial j_{xi}}{\partial x} dv \cdot d\tau. \quad \text{Аналогично для других осей.}$$

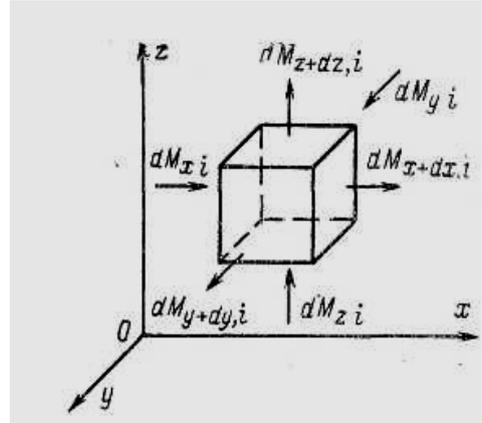


Рис. 9.1. Массообмен внутри

Суммируя разности по трем осям, получим *неподвижного параллелепипеда* $dM_i = -\left(\frac{\partial j_{xi}}{\partial x} + \frac{\partial j_{yi}}{\partial y} + \frac{\partial j_{zi}}{\partial z}\right) dv \cdot d\tau$. Подставив в полученное уравнение значение $dM_i = \rho \frac{\partial m_i}{\partial \tau} dv \cdot d\tau$, получим $\rho \frac{\partial m_i}{\partial \tau} = -\left(\frac{\partial j_{xi}}{\partial x} + \frac{\partial j_{yi}}{\partial y} + \frac{\partial j_{zi}}{\partial z}\right) = -\text{div} \bar{j}_i$. (9.11)

Пусть масса этого компонента переносится концентрационной диффузией и конвекцией, тогда $j_{xi} = -\rho \cdot D \frac{\partial m_i}{\partial x} + \rho \cdot m_i \cdot w_x$. Производная от этой массы $\frac{\partial j_{xi}}{\partial x} = -\rho \cdot D \frac{\partial^2 m_i}{\partial x^2} + \rho \left(m_i \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_x \frac{\partial m_i}{\partial x}\right)$. Аналогично для других осей. Просуммируем равенства для всех осей и подставим результаты в (9.11): $\rho \frac{\partial m_i}{\partial \tau} = \rho \cdot D \cdot \nabla^2 m_i - \rho \left(w_x \frac{\partial m_i}{\partial x} + w_y \frac{\partial m_i}{\partial y} + w_z \frac{\partial m_i}{\partial z}\right) - \rho \cdot m_i \cdot \text{div} \bar{w}$. При $\rho = \text{const}$ последний член правой части равен нулю. Перенесем среднее слагаемое правой части в левую и сократим на ρ . Тогда

$$\frac{\partial m_i}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial m_i}{\partial x} + w_y \frac{\partial m_i}{\partial y} + w_z \frac{\partial m_i}{\partial z} = D \cdot \nabla^2 m_i \quad (9.12)$$

или
$$\frac{Dm_i}{\partial \tau} = D \cdot \nabla^2 m_i. \quad (9.13)$$

Уравнение (9.13) является дифференциальным уравнением массообмена, описывающим распределение массы i -го компонента в движущейся смеси и представляет собой для него уравнение сохранения массы.

При $w_x = w_y = w_z = 0$, уравнение (9.13) трансформируется в

$$\frac{\partial m_i}{\partial \tau} = D \cdot \nabla^2 m_i. \quad (9.14)$$

Уравнение (9.14) аналогично дифференциальному уравнению теплопроводности при $q_v = 0$.

9.2.2. Уравнение энергии

Рассмотрим бинарную смесь с диффундирующими друг в друга компонентами и отсутствующими источниками теплоты, а теплота трения пренебрежимо мала. Физические параметры смеси постоянны. Выделяем в движущейся смеси неподвижный элементарный объем (рис. 9.2) с ребрами dx, dy и dz . Составим для него уравнение теплового баланса. Подведённая к объёму

теплота затрачивается на изменение его теплосодержания. При этих условиях уравнение энергии для изобарного процесса переноса теплоты запишется в виде $\rho \frac{\partial J}{\partial \tau} = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) = -div \bar{q}$.

Согласно уравнению (9.10) $q = -\lambda \cdot \Delta t + \bar{\rho} \cdot \bar{w} \cdot i + \sum j \cdot i$.

Тогда $\frac{\partial q_x}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \rho \left(w_x \frac{\partial i}{\partial x} + i \frac{\partial w_x}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x} \sum j_x \cdot i$. Также аналогично для других осей. Суммируя уравнения проекций на оси x, y, z , полагая $div w = 0$, получим

$$-div \bar{q} = \lambda \cdot \nabla^2 t - \rho \left(w_x \frac{\partial i}{\partial x} + w_y \frac{\partial i}{\partial y} + w_z \frac{\partial i}{\partial z}\right) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \sum j_{xi} \cdot i_i + \frac{\partial}{\partial y} \sum j_{yi} \cdot i_i + \frac{\partial}{\partial z} \sum j_{zi} \cdot i_i\right)$$

Подставим полученное выражение для $(-div q)$ в полученное ранее дифференциальное уравнение энергии.

$$\text{Тогда } \frac{\partial i}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{\rho} \nabla^2 t - \left(w_x \frac{\partial i}{\partial x} + w_y \frac{\partial i}{\partial y} + w_z \frac{\partial i}{\partial z}\right) - \frac{1}{\rho} div \sum \bar{j}_i \cdot i \quad (9.15)$$

Уравнение (9.15) характеризует локальное изменение удельной энтальпии, вызванной процессами теплопроводности, конвекции и молекулярной диффузии. Перепишем (9.15) в виде $\rho \frac{Di}{d\tau} = \lambda \nabla^2 t - div \sum j_i \cdot i_i$.

Удельная энтальпия смеси i определяется удельными энтальпиями i_i и относительными концентрациями m_i компонентов. Согласно правилу аддитивности $i = \sum m_i \cdot i_i$. Считая, что $di_i = c_p \cdot dT$ и $c_p = \sum m_i \cdot c_{pi}$, получаем

$$\rho \frac{Di}{d\tau} = \rho \sum m_i \frac{Di_i}{d\tau} + \rho \sum i_i \frac{Dm_i}{d\tau} = \rho \sum m_i c_p \frac{dT}{d\tau} + \rho \sum i_i \frac{Dm_i}{d\tau} = \rho \cdot c_p D T d\tau + \rho i_i D m_i d\tau$$

(9.17) Так как $\rho \frac{dm_i}{d\tau} = -div j_i$, подставив (9.11) в (9.17), получим

$$\rho \frac{Di}{d\tau} = \rho \cdot c_p \frac{DT}{d\tau} - \sum i_i div j_i \quad (9.18)$$

Подставив (9.18) в (9.16), получим

$$\rho \cdot c_p \frac{DT}{d\tau} = \lambda \cdot \nabla^2 T - div \sum j_i \cdot i_i + \sum i_i div j_i \quad (9.19)$$

$div \sum j_i \cdot i_i$ - согласно правилу дифференцирования двух переменных можно преобразовать как $-div \sum \bar{j}_i \cdot i_i = -\sum i_i \cdot div \bar{j}_i - \sum \bar{j}_i \cdot grad i_i$. Полученное выражение подставим в (9.19) и получим **уравнение энергии**:

$$\rho \cdot c_p \frac{DT}{d\tau} = \lambda \cdot \nabla^2 T - \sum c_{pi} \cdot \bar{j} \cdot \nabla T \quad (9.20)$$

Если считать, что перенос вещества осуществляется только концентрационной диффузией, то можно записать $\bar{j} = -\rho \cdot D \cdot \nabla m_i$. Тогда второй член уравнения (9.20) $-(c_{p1} - c_{p2}) \bar{j}_1 \cdot \nabla T = (c_{p1} - c_{p2}) \rho \cdot D \cdot \nabla m_i \cdot \nabla T$.

В этом случае уравнение энергии для двухкомпонентной смеси запишется в следующем виде $\rho \cdot c_p \frac{DT}{d\tau} = \lambda \cdot \nabla^2 T + (c_{p1} - c_{p2}) \rho \cdot D \cdot \nabla m_i \cdot \nabla T$.

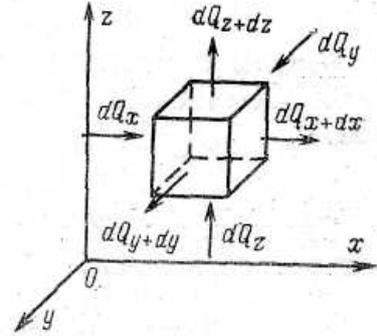


Рис. 9.2. Тепловой баланс в элементарном объеме

Для описания процесса тепломассообмена необходимо к уравнениям массообмена, энергии добавить уравнение движения и сплошности, записанные для смеси, а также составить условия однозначности.

9.3. Тепло- и массоотдача

Перенос вещества в многокомпонентной среде совместно с процессами молекулярной диффузии и конвекции по аналогии с конвективным теплообменом в однокомпонентной среде называют **конвективным массообменом**.

Конвективный массообмен между жидкой или твердой поверхностью и окружающей средой называют **массоотдачей**. Тепло- и массоотдача происходят одновременно.

Для расчетов теплоотдачи используют закон Ньютона — Рихмана:

$$q_c = \alpha (t_c - t_o),$$

где q_c измеряется в Дж/ (м²·с).

Для расчетов массоотдачи используют уравнения

$$j_k = \beta (\rho_{ik} - \rho_{io}), \quad (9.22)$$

$$j_{ic} = \rho \cdot \beta (m_{ik} - m_{io}), \quad (9.23)$$

где j_{ic} — плотность потока массы, кг/(м²·с); β — коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности концентраций диффундирующего вещества, м/с; индексы «с» и «0» показывают, что концентрация диффузионного вещества берется соответственно на поверхности раздела фаз и вдали от нее.

Запишем уравнение (9.22) в виде $j_{kc} = \beta_p \cdot \Delta P,$ (9.24)

здесь β_p — коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности парциальных давлений $\Delta p = p_{ic} - p_{io}$, $\beta = \beta_p \cdot R \cdot T$.

В случае испарения жидкости в парогазовую среду при неизменном давлении и температуре по всему объёму смеси газ, при отсутствии термо- и бародиффузии, должен диффундировать в противоположном направлении диффузии пара. Пар свободно диффундирует в парогазовую среду. Для газа поверхность жидкости - непроницаемая преграда. Поэтому количество газа у поверхности должно постоянно увеличиваться. Но в стационарном режиме изменение распределения концентраций не происходит. Следовательно, перемещение газа к поверхности испарения должно компенсироваться конвективным потоком газовой смеси, направленной от жидкости. Его называют **стефановым потоком**. Стефанов поток обуславливает поперечный поток пара. Суммарный (молекулярный и конвективный) поток пара определится как:

$$j_{п.с.} = -\rho \cdot D \frac{1}{m_{гс}} \left(\frac{\partial m_n}{\partial y} \right)_c. \quad (9.25)$$

Множитель $\frac{1}{m_{гс}}$ учитывает стефанов конвективный поток, вызванный непроницаемостью поверхности испарения для газа. В этом случае

$$\beta = -D \frac{1}{m_{гс}} \frac{\left(\frac{\partial m_n}{\partial y} \right)_c}{m_{пс} - m_{по}}. \quad (9.26)$$

Рассмотренный случай, когда поверхность является проницаемой для одного компонента и непроницаемой для другого, соответствует условиям полупроницаемой поверхности.

9.4. Диффузионный пограничный слой

Аналогично понятиям гидродинамического и теплового пограничных слоев вводится понятие диффузионного пограничного слоя. В его пределах концентрация активного компонента смеси изменяется от $m_{i,c}$ на поверхности раздела фаз до $m_{i,0}$ на внешней границе слоя (рис. 9.3).

Поэтому внутри пограничного слоя $\frac{\partial m_i}{\partial y} \neq 0$; на внешней границе слоя $m_i = m_{i,0}$; $\frac{\partial m_i}{\partial y} = 0$.

Дифференциальное уравнение диффузионного пограничного слоя имеет вид

$$\rho \left(w_x \frac{\partial m_i}{\partial x} + w_y \frac{\partial m_i}{\partial y} \right) = - \frac{\partial j_{yi}}{\partial y}, \quad (9.27)$$

где j_{yi} — поперечная составляющая плотности потока массы i -го компонента смеси. Для турбулентного течения

$$j_{yi} = -\rho \cdot D \frac{\partial m_i}{\partial y} - \rho \cdot \varepsilon_i \frac{\partial m_i}{\partial y} = -\rho(D + \varepsilon_i) \frac{\partial m_i}{\partial y}, \quad (9.28)$$

здесь ε_i — коэффициент турбулентного переноса вещества, $\text{м}^2/\text{с}$.

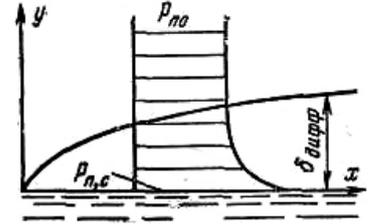


Рис. 9.3. Диффузионный пограничный слой

9.5. Аналогия процессов тепло-и массообмена

При рассмотрении продольного ламинарного омывания плоской поверхности можно убедиться, что уравнения энергии, движения и сплошности с простейшими граничными условиями как для условий теплообмена и массообмена в первом приближении будут идентичны во всем, кроме условий для нормальной компоненты скорости при $y = 0$.

При $w_{y,c} \rightarrow 0$ (для тепловой задачи в силу непроницаемости стенки задано $w_y(x, 0) = 0$; для диффузионной — $w_v(x, 0) = w_{v,c}$) поля температур и относительных концентраций будут различаться на постоянную или полностью совпадать при безразмерном представлении и $D = a$ (или $Le = D/a = 1$, где Le — число Льюиса — Семенова).

В этой идентичности и состоит аналогия (или подобие) процессов теплообмена и массообмена.

Аналогия процессов широко используется на практике. Пусть имеем $\overline{Nu} = f(Re, Pr)$. По аналогии считаем: $\overline{Nu}_D = \varphi(Re, Pr_D)$. Функции f и φ полагают одинаковыми. $Nu_D = \frac{\beta \cdot l}{D}$ - диффузионное число Nu ; $Pr_D = \nu/a$.

Характерной особенностью массообменного процесса является наличие поперечного потока массы ($w_{y,c} \neq 0$). Тепломассообменные процессы протекают совместно и поперечный поток меняет распределение скоростей, концентраций и температур, что сказывается на интенсивности процесса.

При направлении поперечного потока от поверхности раздела фаз (испарение, сублимация, десорбция) толщина пограничного слоя увеличивается, $\frac{\partial w_x}{\partial y}$; $\frac{\partial T}{\partial y}$ уменьшаются, α — уменьшается. При обратной картине — к поверхности раздела (конденсация, сорбция), толщина пограничного слоя уменьшается, значения производных увеличиваются, α — увеличивается.

Коэффициент массоотдачи как и коэффициент теплоотдачи качественно зависят от направления и значения поперечного потока массы. Такое влияние поперечного потока вещества проявляется при ламинарном и при турбулентном пограничном слое. Характер влияния поперечного потока на теплоотдачу показан на рис. 9.4 [7]. Здесь $\psi = St/St_0$, где St — число Стантона при наличии массообмена, St_0 — то же при отсутствии массообмена; $b = \frac{j_{ci}}{\rho \cdot w_0} \frac{1}{St_0}$ — фактор проницаемости, пропорциональный плотности поперечного потока на поверхности раздела фаз j_{ci} ; w_0 — скорость потока за пределами пограничного слоя.

На рис. 9.4 верхняя кривая соответствует процессам отсоса или конденсации, нижняя — вдуву или испарению.

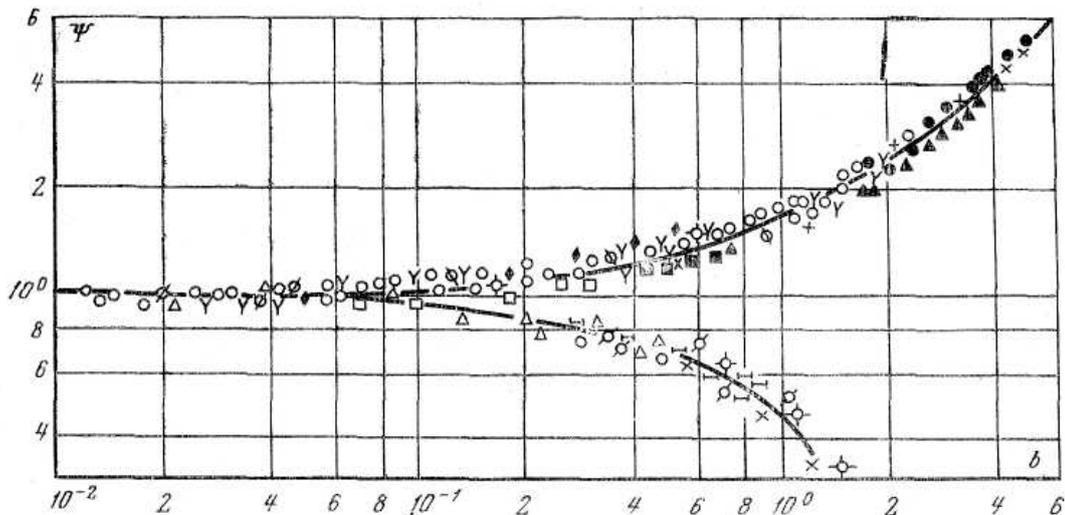


Рис. 9.4. Влияние поперечного потока вещества на теплообмен

9.6. Тепло-и массообмен при испарении жидкости в парогазовую среду

Молекулы жидкости при испарении со свободной поверхности с энергией, превышающей силы сцепления, вырываются из поверхностного слоя жидкости в окружающую среду. Часть молекул в результате столкновения с окружающими молекулами отражается ими к поверхности испарения, где вновь происходит их отражение или поглощение. Другая часть молекул, вырвавшихся с помощью молекулярной диффузии и конвекции, распространяется в окружающей среде и окончательно теряется жидкостью. Отношение числа безвозвратно отлетающих молекул пара к числу всех испущенных жидкостью молекул называется коэффициентом испарения.

Как правило, давление пара в слое парогазовой смеси у поверхности жидкости считают давлением насыщения при температуре поверхности жидкости.

Если газ вдали от жидкости не насыщен паром, то возникает поток испарившейся массы вещества, направленный от поверхности испарения. Направление потока теплоты при этом будет зависеть от знака неравенства температур $t_{нов} > t_{н2}$ или $t_{нов} < t_{н2}$.

На испарение жидкости затрачивается теплота. Поэтому, если к жидкости подводится меньше теплоты, чем затрачивается на испарение, то происходит охлаждение жидкости, если больше — жидкость нагревается.

Пусть происходит адиабатное испарение определенного объема жидкости из открытого сосуда. Стенки сосуда теплоизолированы. Слой жидкости тонкий, поэтому температуры по толщине слоя постоянны. Над жидкостью протекает безграничный поток парогазовой смеси. В жидкости нет внутренних источников теплоты, и можно пренебречь лучистым теплообменом.

Примем в начальный момент времени температуру жидкости $t_{нов}$ большей температуры парогазовой смеси вдали от жидкости $t_{н2}$. Вследствие теплоотдачи и испарения температура жидкости будет понижаться. Процесс испарения - нестационарный.

Через определенный момент времени температуры жидкости и парогазовой смеси выровняются и теплоотдача прекратится. Однако испарение будет продолжаться, что приведет к дальнейшему понижению температуры жидкости и тогда ее температура станет меньше температуры парогазовой смеси. При этом жидкость будет отбирать теплоту от парогазовой смеси. Испарение жидкости будет замедляться по мере понижения ее температуры, так как $p_{н.нов} f(t_{н.нов})$ и $\Delta p = p_{н.нов} - p_{н0}$ будут уменьшаться. Теплоотдача же будет увеличиваться по мере возрастания температурного напора. Эти явления будут происходить до тех пор, пока при некоторой температуре жидкости не установится динамическое равновесие между подводом теплоты конвективной теплоотдачей и отводом тепла путем испарения и последующей диффузии. Дальнейшее испарение жидкости будет происходить при $t_{нов} - t_{м}$ за счет теплоты, получаемой теплоотдачей от парогазовой смеси. Температура $t_{м}$ - **температура мокрого термометра** - является тем пределом, ниже которого нельзя охладить жидкость.

Процесс испарения, при котором вся теплота, переданная от парогазовой смеси к жидкости, затрачивается на испарение последней и возвращается к смеси с паром, называют процессом **адиабатного испарения**, а его уравнение имеет вид

$$\alpha (t_{п.г} - t_{м}) = r \cdot \beta_p (p_{п.пов} - p_{п0}). \quad (9.29)$$

Из уравнения (9.29) следует, что при адиабатном испарении

$$\alpha = \frac{q_c}{t_{п.г} - t_{м}} = \frac{r \cdot j_{п.пов}}{t_{п.г} - t_{м}}. \quad (9.30)$$

Откуда

$$t_{м} = t_{п.г} - \frac{r \cdot j_{п.пов}}{\alpha}. \quad (9.31)$$

Рассмотрим стационарный процесс неадиабатного испарения текущей в канале жидкости в движущийся над нею парогазовый поток.

Пусть температура потока на входе составляет $t'_{п.г}$, на выходе - $t''_{п.г}$. В процессе течения содержание пара в нем увеличивается за счет испарения жидкости. Испарившаяся жидкость восполняется аналогичной жидкостью с температурой $t'_{ж} < t_{пов}$.

Тепловая диаграмма рассматриваемого процесса представлена на рис. 9.5. Теплота $q_{нов}$ (ее составляющие - I, II, III, $\frac{D_{жк}}{M^2 \cdot c}$), передаваемая от парогазовой смеси к поверхности жидкости, расходуется в общем случае на испарение жидкости ($r \cdot j_{п.пов}$ - составляющая I) и частично может передаваться теплопроводностью и конвекцией в жидкую фазу (составляющие II и III; обозначим эту долю через $q_{ж}$).

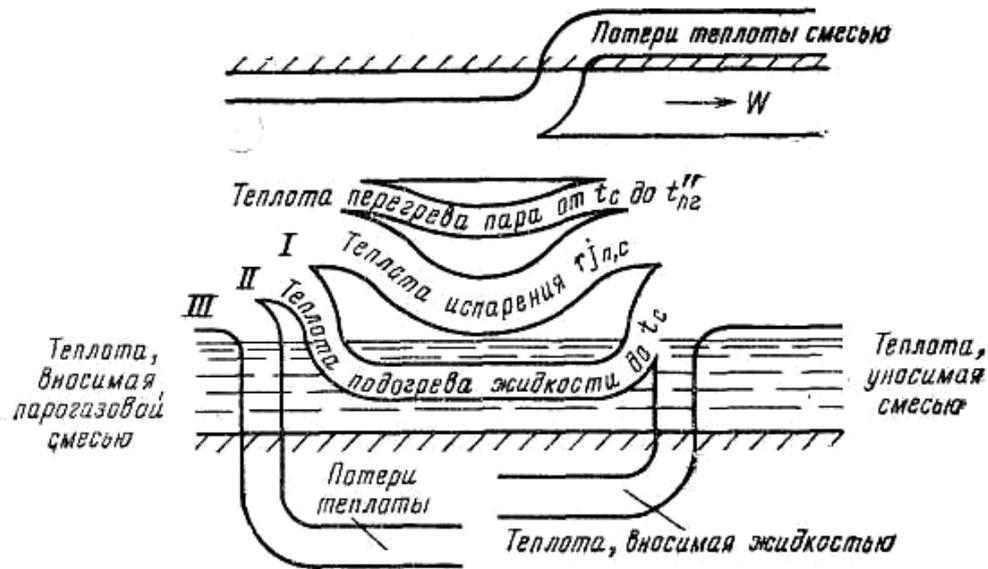


Рис. 9.5. Тепловая диаграмма при испарении жидкости в парогазовый поток

Плотность теплового потока от смеси к поверхности испарения

$$q_{пов} = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{пов} = \alpha \cdot \Delta t = r \cdot j_{п.пов} + q_{ж} = r \cdot j_{п.пов} - \lambda_{ж} \left(\frac{\partial t_{ж}}{\partial y} \right) + q_{ж}, \quad (9.32)$$

где $\lambda_{ж}$ и $\left(\frac{\partial t_{ж}}{\partial y} \right)$ — соответственно коэффициент теплопроводности жидкости и градиент температуры жидкости на границе раздела фаз.

Теплота, идущая на подогрев поступающей на испарение жидкости от $t'_{ж}$ до $t''_{ж} = t_{пов}$, $q_{ж} = -\lambda_{ж} \left(\frac{\partial t_{ж}}{\partial y} \right)$ частично может теряться в окружающую среду через внешние ограждения жидкости. Тогда уравнение теплового баланса для данного случая может быть представлено в следующем виде:

$$-\lambda_{ж} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{пов} = j_{п.пов} \cdot c_{р ж} (t''_{ж} - t'_{ж}) + q_T, \quad (9.33)$$

где q_T — потери теплоты в окружающую среду.

Если же $t'_{ж} > t_{пов}$, то знак $q_{жс}$ меняется. Теплота для испарения подводится к поверхности испарения из основного потока жидкости. В этом случае испарение происходит не только за счет теплоты, переданной за счет теплоотдачи от парогазовой смеси, но и теплоты, вносимой жидкостью.

Учитывая сказанное, для расчета теплоотдачи можно использовать уравнение $q_{пов} = \alpha (t_{п.г.} - t_{пов}) = r \cdot j_{п.пов} \pm j_{п.пов} c_{p,ж} (t_{пов} - t'_{ж}) \pm q_T$, (9.34) где знак плюс берется при $t'_{ж} < t_{пов}$, знак минус — при $t'_{ж} > t_{пов}$.

В случае испарения из пористой стенки $q_{ж} = -\lambda_{э} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{пов}$,

где $\lambda_{э}$ — эквивалентный коэффициент теплопроводности пористой стенки и заполняющей ее жидкости; t — температура пористой стенки.

Для расчета теплообмена при испарении из пористой стенки может применяться уравнение (9.34).

Поперечный, направленный от поверхности, поток пара изменяет поля температур и скоростей, и, как следствие, интенсивность теплоотдачи. Толщина теплового и гидродинамического пограничных слоев увеличивается при испарении, сублимации, вдуве вещества через пористую стенку. При этом температурный градиент на поверхности испарения уменьшается и, следовательно, уменьшается коэффициент теплоотдачи. Интенсивность теплоотдачи находится в обратной зависимости от плотности поперечного потока пара.

Коэффициенты тепло- и массоотдачи определяются размерами и формой поверхности испарения, характером движения парогазовой смеси, физическими свойствами жидкости и газа, концентрацией компонентов в парогазовой смеси и т. п.

При **адиабатном испарении жидкости из пористого тела** (рис. 9.6) теплота Q_m , идущая на испарение, в общем случае поступает к жидкости непосредственно и через скелет пористого тела Q_T . Перенос теплоты Q_T будет зависеть от теплопроводящих свойств скелета. Расчетная поверхность теплообмена $F_{расч}$ (пунктирная линия на рис. 9.6) не равна действительной поверхности теплообмена, соответствующей внешней границе твердого тела и жидкости (на рисунке выделена жирной линией). Это различие будет тем больше, чем ниже уровень жидкости, так как жидкость испаряется со своей поверхности.

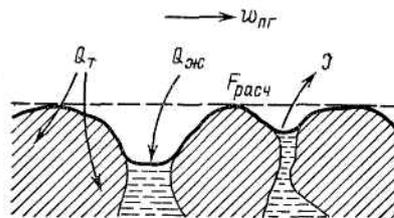


Рис. 9.6. Испарение из пористого тела

Испарение частично идет из очень тонких пленок жидкости, прилегающих к мениску вследствие капиллярных эффектов второго рода. При значительном углублении уровня жидкости перенос пара к расчетной поверхности

во многом определяется сопротивлением капилляров. Если проходные сечения капилляров очень малы, то течение в капиллярах характеризуется законами течения разреженных сред.

В случае испарения со свободной поверхности большого объема жидкости парогазовый поток возмущает поверхностный слой жидкости. Это приводит к образованию волн на поверхностном слое и капельному уносу жидкости в газовый поток, что существенно затрудняет получение расчетных зависимостей.

Исследовалась тепло- и массоотдача при практически адиабатном испарении воды из металлической пористой пластины в продольный паровоздушный поток [7]. Число Re , изменялось от $1,3 \cdot 10^5$ до $1,65 \cdot 10^6$; изменения скорости и температуры паровоздушного потока поддерживались в пределах 9 - 115 м/с и 12 - 140 °С. Средний температурный напор изменялся в пределах 6 - 80 °С. Объем пор в пластине составлял 40 %. Коэффициент теплоотдачи отнесен к поверхности пластины $F_{расч}$. Получено уравнение для расчета среднего коэффициента теплоотдачи при турбулентном пограничном слое, согласно которому коэффициенты тепло- и массоотдачи уменьшаются по мере увеличения содержания пара в смеси.

$$\overline{Nu}_l = 4,55 \cdot 10^3 \cdot Re_l^{0,8} \cdot K^{0,4}, \quad (9.35)$$

где $K = r/(c_p \cdot \Delta t)$ — критерий Кутателадзе; здесь $\Delta t = t_{n,2} - t_c$ — температурный напор. В уравнении (9.35) в качестве линейного размера принята длина пластины вдоль потока, начиная с участка испарения. В качестве определяющей температуры выбрана температура смеси вдали от пластины; в критерии вводятся параметры смеси.

Для расчета массообмена получено уравнение

$$\overline{Nu}_{Dl} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot Re_l^{0,8} \cdot \pi_D^{-0,5} \cdot \varepsilon_{п0}^{-0,5}, \quad (9.36)$$

где $\varepsilon_{п0} = 1 - \varepsilon_{г0} = \frac{p_{п0}}{p}$; $\pi_D = \frac{p_{п,с} - p_{п0}}{p}$; $p_{п,с}$ — парциальное давление водяных паров у поверхности испарения; $p_{п0}$ — парциальное давление водяных паров вдали от поверхности испарения; p — полное давление паровоздушной смеси. Остальные критерии подобия такие же, как и в предыдущих уравнениях. Значение $p_{п,с}$ берется из таблиц водяного пара как давление насыщения при $t_n = t_c$. Значения $\varepsilon_{п0}$ изменялись в пределах 0,00365 - 0,0168.

Как видно, отношение Nu/Nu_D не постоянная величина, а является функцией критериев, учитывающих особенности совместно идущих процессов тепло- и массообмена: $(\overline{Nu}_l/\overline{Nu}_{Dl}) = 0,7 \pi_D \cdot K$. Из сопоставления уравнений (9.35) и (9.36) следует, что отношения α/β или $\alpha/j_{п,с}$ от скорости не зависят.

Температура пористой стенки зависит от большого количества факторов. Расчет упрощается при адиабатном режиме испарения. В этом случае температура поверхности испарения может быть найдена из уравнения

$$t_c = t_M = t_{п,г} - \frac{r \cdot j_{п,с}}{\alpha}. \quad \text{Из ранее приведенных уравнений следует, что}$$

$$\frac{r \cdot j_{п,с}}{\alpha} = \frac{r \cdot \beta_p \cdot \Delta p}{\alpha} = \frac{r \cdot D_{п0}}{230\lambda} \left(\frac{\Delta p}{p_{пов}} \right)^{5/6}, \quad \text{где} \quad \Delta p = p_{п,с} - p_{п,0}.$$

9.7. Примеры с решениями

Пример 9 – 1. Определить объем хордовой насадки скруббера, необходимого для охлаждения $V = 2,98$ кг/с воздуха с температурой $t' = 150$ °С и энтальпией $I' = 418$ кДж/кг. Для охлаждения воздуха подается вода, расходом $G_B = 3,75$ кг/с с температурой на входе $t'_B = 15$ °С. Коэффициент компактности насадки равен $\beta_k = 45$ м²/м³; свободный объем составляет $v = 0,8$ м³/м³, а приведенный диаметр принят $d_r = 0,065$ м. Температуру воды на выходе из скруббера принимаем равной $t''_B = 55$ °С.

Энтальпию воздуха на выходе из скруббера определяем из уравнения теплового баланса $I'' = I' - \frac{G_B \cdot c_{p,B} (t''_B - t'_B)}{L} = 418 - \frac{3,75 \cdot 4,19(55-15)}{2,98} = 208$ кДж/кг.

В процессах увлажнения воздуха температуры теплоносителей по длине аппарата изменяются по сложным соотношениям. Применение в расчетах логарифмического усреднения для нахождения температурного напора между теплоносителями приводит к значительной погрешности. Для определения средней разности температур между теплоносителями в таких случаях рекомендуется следующая зависимость [8] $\Delta t = \frac{1}{\sum \frac{b}{\Delta t_{np}}}$,

где b – отношение изменения температуры воздуха в ступени к полному изменению его температуры в смесительном аппарате; Δt_{np} – разность температур между теплоносителями для одной ступени.

Для построения ступенчатого процесса разбиваем насадку скруббера на десять участков. Процесс строим на $I-d$ диаграмме. Результаты заносим в табл.

9.1. Находим температурный напор $\Delta t = \frac{1}{\sum \frac{b}{\Delta t_{np}}} = \frac{1}{0,194} = 51,5$ °С.

Для сравнения находим среднелогарифмический температурный напор

$\Delta t = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_m}} = \frac{[(150-55)-(55-15)]}{0,747} = 66,9$ °С. Ошибка составляет 25 %.

Таблица 9.1

Параметры теплоносителей

№ сечения	i_i , кДж/кг	t_i , °С	$t_{B,i}$, °С	$\Delta t_{np,i}$, °С	$b = \frac{\Delta t_{np,i}}{t' - t''}$	$\Delta t = t_i - t_{B,i}$, °С	$\frac{b}{\Delta t} 10^3$
0	418	150	55	0	0	95	0
1	397	118	51	32	0,337	67	5,02
2	376	104	47	14	0,147	57	2,58
3	355	92	43	12	0,126	52	2,42
4	334	83	39	9	0,095	44	2,16
5	313	78	35	5	0,053	43	1,23
6	292	73	31	5	0,053	42	1,26
7	271	68	27	5	0,053	41	1,29
8	250	63	23	5	0,053	40	1,34
9	229	59	19	4	0,042	40	1,05
10	208	55	15	4	0,042	40	1,05

Скорость газа w' в насадочной колонне при работе в режиме начала подвисяния находим по уравнению $Re = 0,045Ar^{0,57} \left(\frac{V}{G_B}\right)^{0,43}$,

где $Re = 4w' \frac{\rho}{\beta \cdot \mu}$.

Находим физические параметры воздуха по его средней температуре $t = 102,5^\circ C$; $\rho = 0,946 \text{ кг/м}^3$; $\mu = 21,9 \cdot 10^{-6} \text{ Н}\cdot\text{с/м}^2$. Плотность воды $\rho_s = 995 \text{ кг/м}^3$

$$Ar = \frac{g \cdot d_r^3 \cdot \rho \cdot \rho_s}{\mu^2} = \frac{9,8 \cdot (0,065)^3 \cdot 0,946 \cdot 995}{(21,9 \cdot 10^{-6})^2} = 5,28 \cdot 10^9;$$

$$Re = 0,045 \cdot (5,28 \cdot 10^9)^{0,57} \left(\frac{2,98}{3,75}\right)^{0,43} = 1,42 \cdot 10^4.$$

Зная число Re , определяем скорость газа

$$w' = \frac{Re \cdot \beta \cdot \mu}{4\rho} = \frac{1,42 \cdot 10^4 \cdot 45 \cdot 21,9 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 0,946} = 3,7 \text{ м/с}.$$

Скорость воздуха в свободном сечении колонны примем $w = 0,25w' = 0,92 \text{ м/с}$, тогда диаметр скруббера определится как

$$D = \sqrt{\frac{4 \cdot G_B}{\pi \cdot w \cdot \rho}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 3,75}{3,14 \cdot 0,92 \cdot 0,946}} = 2,34 \text{ м}.$$

Согласно В.М. Рамму, коэффициент массоотдачи найдем как

$$\beta_d = 0,0047 \left(\frac{w \cdot \rho}{\nu}\right)^{0,8} d_r^{-0,2} = 0,0047 \left(\frac{0,92 \cdot 0,946}{0,8}\right)^{0,8} 0,065^{-0,2} = 8,68 \cdot 10^{-3} \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}.$$

Применяя соотношение Льюиса, рассчитываем коэффициент теплоотдачи для насадки $\alpha = c_p \cdot \beta_d = 1,001 \cdot 10^3 \cdot 8,68 \cdot 10^{-3} = 8,68 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$.

Рассчитываем площадь поверхности насадки

$$F = \frac{Q}{\alpha \cdot \Delta t} = \frac{V \cdot c_p (t' - t'')}{\alpha \cdot \Delta t} = \frac{2,98 \cdot 1,001 \cdot 10^3 (150 - 55)}{8,68 \cdot 51,5} = 633,3 \text{ м}^2.$$

Определяем объем насадки $V_{\text{нас}} = \frac{F}{\beta_k} = \frac{633,3}{45} = 14,1 \text{ м}^3$.

С учетом запаса 15 % получаем объем $V_{\text{нас}} = 16,2 \text{ м}^3$.

При этом высота насадки $h = \frac{4 \cdot V_{\text{нас}}}{\pi \cdot D^2} = \frac{4 \cdot 16,2}{3,14 \cdot (2,34)^2} = 3,77 \text{ м}^2$.

Пример 9 – 2. Определить коэффициенты массоотдачи в паровой и жидкой фазах при ректификации смеси *толуол – ксилол* в колонне с сетчатыми тарелками. В колонну подается пар в количестве $V = 25 \text{ кмоль/ч}$ и жидкость, расходом $G = 19,5 \text{ моль/ч}$. Молярная доля низкокипящего компонента в паровой фазе $y = 0,92$. Молярная доля низкокипящего компонента в жидкой фазе составляет $x = 0,1$. Средняя температура в колонне $t = 110^\circ C$. Диаметр колонны $d = 675 \text{ мм}$.

Коэффициент массоотдачи в паровой фазе рассчитываем по формуле [8]

$Sh = 2Re^{0,9}Sc^{0,25}$, где $Sh = \frac{\beta_y \cdot l}{D_{II}}$ - число Шервуда; $Re = \frac{w \cdot l \cdot \rho_{ж}}{\mu_{II}}$ - число Рейнольдса; $Sc = \frac{\mu_{II}}{\rho_{II} \cdot D_{II}}$ - число Шмидта; $l = \sqrt{\frac{2\sigma_{ж}}{\rho_{ж} \cdot g}}$ - линейный размер.

Определяем теплофизические параметры компонентов: $\mu_{II} = 11,46 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$ - динамическая вязкость пара; $D_{II} = 1,63 \cdot 10^{-2} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ - коэффициент диффузии в паровой фазе; $\sigma_{ж} = 1,9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Н}}{\text{м}}$ - поверхностное натяжение жидкости; $\rho_{ж} = 778,3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ - плотность жидкости; $\mu_{ж} = 2,7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$ - динамическая вязкость жидкости; $D_{ж} = 1,55 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ - коэффициент диффузии в жидкой фазе; $M_T = 92,13 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$ - молекулярная масса толуола; $M_K = 106,16 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$ - молекулярная масса ксилола.

По уравнению состояния идеального газа определяем плотность пара $\rho_{II} = \frac{M \cdot P}{R \cdot T}$, где M - средняя масса пара, определяемая в соответствии с $\sum x_i = \sum a_i = 1$, где x_i и a_i - молярная и весовая доли i -го компонента.

$$M = M_T \cdot y + M_K(1 - y) = 92,13 \cdot 0,92 + 106,16(1 - 0,92) = 93,25 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}};$$

$$\text{Тогда } \rho_{II} = \frac{93,25 \cdot 1,01325 \cdot 10^5}{8,314 \cdot 10^3 (273 + 110)} = 2,97 \text{ кг/м}^3.$$

$$\text{Число Шмидта } Sc = \frac{\mu_{II}}{\rho_{II} \cdot D_{II}} = \frac{3600 \cdot 11,46 \cdot 10^{-6}}{2,97 \cdot 1,63 \cdot 10^{-2}} = 0,852.$$

Находим определяющий линейный размер

$$l = \sqrt{\frac{2\sigma_{ж}}{\rho_{ж} \cdot g}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,9 \cdot 10^{-2}}{778,3 \cdot 9,81}} = 2,23 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Рассчитываем скорость пара в колонне

$$w = \frac{V \cdot 22,4(273 + t)}{3600 \left(\frac{\pi \cdot d^2}{4} \right) 273} = \frac{25 \cdot 22,4 \cdot (273 + 110)}{900 \cdot 3,14 \cdot 0,455 \cdot 273} = 0,61 \text{ м/с.}$$

$$\text{Определяем число Рейнольдса } Re = \frac{w \cdot l \cdot \rho}{\mu} = \frac{0,61 \cdot 2,23 \cdot 10^{-3} \cdot 2,97}{11,46 \cdot 10^{-6}} = 352,5.$$

Рассчитываем число Шервуда

$$Sh = 2Re^{0,9}Sc^{0,25} = 2 \cdot (352)^{0,9} (0,852)^{0,25} = 407,6.$$

Находим коэффициент массоотдачи в паровой фазе

$$\beta_y = \frac{Sh \cdot D_{II}}{l} = \frac{407,6 \cdot 1,63 \cdot 10^{-2}}{2,23 \cdot 10^{-3}} = 2979 \text{ м/ч.}$$

Определяем коэффициент массоотдачи в жидкой фазе по формуле [8]:

$$Sh = 3,8 \cdot 10^4 Sc^{0,62}. \text{ Принимаем } l = 1 \text{ м.}$$

$$\text{Тогда } Sc = \frac{\mu_{ж}}{\sigma_{ж} \cdot D_{ж}} = \frac{2,7 \cdot 10^{-4} \cdot 3600}{778,3 \cdot 1,55 \cdot 10^{-5}} = 80,5;$$

$$Sh = 3,8 \cdot 10^4 \cdot (80,5)^{0,62} = 57,7 \cdot 10^4.$$

При этом коэффициент массоотдачи в жидкой фазе находится как

$$\beta_x = \frac{Sh \cdot D_{ж}}{l} = \frac{57,7 \cdot 10^4 \cdot 1,55 \cdot 10^{-5}}{1} = 8,94 \text{ м/ч.}$$

10. КИПЕНИЕ

Процессы теплообмена при кипении жидкостей определяют основные размеры многих промышленных установок: парогенераторов ТЭС, выпарных аппаратов и испарителей, различных теплопередающих установок отрасли.

Кипением называется процесс перехода вещества из жидкого состояния в газообразное, который осуществляется в отсутствие сформировавшихся границ раздела фаз. Так как формирование указанных границ связано с затратами энергии, то жидкость должна быть перегрета по отношению к температуре фазового равновесия, которую называют **температурой насыщения**.

Если такая граница заранее существует, то процесс перехода вещества из жидкого состояния в парообразное называется **испарением**. Этот процесс, рассматривавшийся выше, может осуществляться практически без перегрева жидкости.

Кипение, с точки зрения теплообмена, представляет собой один из наиболее эффективных методов передачи теплоты от твердой поверхности к теплоносителю.

Кипение может быть **пристенным** или **объемным** в зависимости от того, где происходит формирование границы раздела фаз – на обогреваемой поверхности или в объеме при наличии объемного перегрева.

По принципу кипения все промышленные испарители можно разделить на две основные группы, где:

- кипение осуществляется в большом объеме;
- кипение осуществляется в условиях направленного движения жидкости (аппараты с естественной и принудительной циркуляцией).

10.1. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме

Рассматриваемый случай соответствует размещению теплоотдающей поверхности в объеме, где находится неподвижная жидкость. При пузырьковом кипении паровая фаза образуется в виде отдельных паровых пузырьков, зарождающихся в определенных местах теплоотдающей поверхности: центрах парообразования. Каждый центр генерирует паровую фазу с определённой частотой f . Зародившись у данного центра, паровой пузырёк в течение некоторого времени растёт в объёме, а затем отрывается от поверхности и всплывает, увлекая за собой некоторое количество жидкости из пристенной области в основное ядро. Во время своего роста пузырёк, вытесняя жидкость, вызывает её перемещение со скоростью, равной по порядку величины скорости роста радиуса R пузыря dR/dt . После отрыва пузырька освободившееся пространство заполняется жидкостью, подтекающей к стенке из основного объёма. Когда эта жидкость прогреется до температуры, установившейся в пристенной области, у данного центра зарождается новый пузырёк.

С ростом перегрева пристенного слоя жидкости количество центров парообразования возрастает. Таким образом, процесс генерации пара вызывает

интенсивный массообмен в кипящей жидкости и дополнительную турбулизацию пристенной области, что существенно повышает интенсивность теплообмена. При достаточно большом числе действующих на единице поверхности центров парообразования z пограничный слой настолько сильно турбулизируется, что значение коэффициента теплоотдачи α при пузырьковом кипении оказывается заметно выше, чем при конвективном теплообмене в однофазной среде. Однако высокая интенсивность теплообмена наблюдается лишь в том случае, если кипящая жидкость смачивает теплоотдающую поверхность. В противном случае возникает так называемое **пленочное кипение**, которое будет рассмотрено ниже.

Высокие значения коэффициента теплоотдачи, устанавливающиеся при пузырьковом кипении, позволяют отводить от теплоотдающей поверхности тепловые потоки порядка $10^6 \div 10^7 \text{ Вт/м}^2$ при умеренных температурных напорах. Это объясняется тем, что возникает новый, значительно более мощный по сравнению с турбулентным обменом в однофазной среде механизм переноса. При этом основная масса теплоты выносится из пристенного слоя в объём жидкости с паром, находящимся внутри пузырей, то есть в виде теплоты испарения. Наряду с этим часть теплоты отводится в виде избыточной энтальпии перегретой жидкости, увлекаемой паровыми пузырями при их отрыве от поверхности.

На рис. 10.1 представлена зависимость α от q при кипении воды под атмосферным давлением на погруженной поверхности. Участок AB соответствует конвективному теплообмену в однофазной среде в условиях естественной конвекции и описывается уравнением $Nu = c(Gr \cdot Pr)^n$.

Участок CD характеризует **область развитого пузырькового кипения**. Между областью естественной конвекции в однофазной среде и развитого пузырькового кипения имеется **переходная зона**, в которой в паровую фазу генерируют отдельные центры. С увеличением q число z быстро растёт, что способствует существенной интенсификации процесса теплообмена. Следовательно $\alpha \sim q^n$, где $n = 0,65 \div 0,75$. Ранее чаще всего использовалась зависимость $\alpha = k \cdot q^{0,7}$, где k – коэффициент, зависящий от свойств жидкости, поверхности нагрева и ряда других факторов.

В точке D возникает **кризис теплообмена**. Он связан с непрерывным ростом числа центров парообразования, приводящим к потере гидродинамической устойчивости жидких плёнок между пузырьками и слиянию отдельных пузырей в общую паровую плёнку, отделяющую жидкость от теплоотдающей поверхности. Такой режим носит название **пленочного кипения**. Тепловой поток, при котором режим пузырькового кипения переходит в

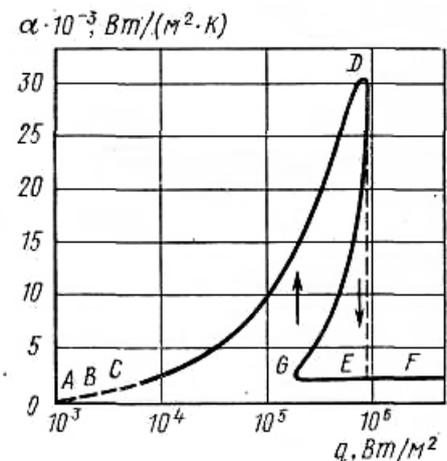


Рис. 10.1. Теплообмен при кипении воды в большом объеме

плёночный, называется **первым критическим тепловым потоком**. Переход к плёночному кипению обычно сопровождается резким снижением α , так как в этом случае теплота от поверхности к жидкости передаётся в ядро потока через плёнку пара. Участок GF характеризует область плёночного кипения.

Когда тепловой поток задаётся независимо от условий теплообмена (электрообогрев, огневой обогрев), кризис теплообмена развивается по линии DE . Если при обогреве задана температура поверхности (при конденсации насыщенного пара) то процесс развивается по линии DG (рис. 10.2).

Обратный переход от плёночного режима кипения к пузырьковому при снижении теплоподвода происходит при тепловых нагрузках в несколько раз меньших величины $q_{кр1}$. Этот тепловой поток назвали **вторым критическим тепловым потоком** $q_{кр2}$.

Процесс будет выглядеть иначе, если температуру поверхности регулировать процессом кипения. При этом графическую зависимость удобнее представлять в координатах $q - \Delta T$. Кривая $q=f(\Delta T)$, которую обычно называют кривой кипения или кривой Нукияма (в честь впервые получившего ее ученого) будет вести себя аналогично (см. рис. 10.2). В зоне пузырькового кипения тепловой поток растет до значения $q_{max} = q_{кр1}$, а затем начинает снижаться. Зона снижения теплового потока (или коэффициента теплоотдачи α) с ростом ΔT называется зоной переходного кипения. Она соответствует условно изображенному на рис. 10.1 участку DG .

По достижении значения перепада температуры ΔT_2 тепловой поток снижается до значения примерно равного $q_{кр2}$, а затем снова начинает расти. Это изменение хода кривой связано с образованием на поверхности теплообмена устойчивой паровой пленки, а режим кипения становится плёночным. По форме кривой ясно, почему $q_{кр1}$ называют максимальным тепловым потоком, а $q_{кр2}$ – минимальным. Заметим, что для каждого заданного значения q в интервале $(q_{кр1}, q_{кр2})$ соответствуют 3 значения ΔT . Лишь для $q_{кр1}$ и $q_{кр2}$

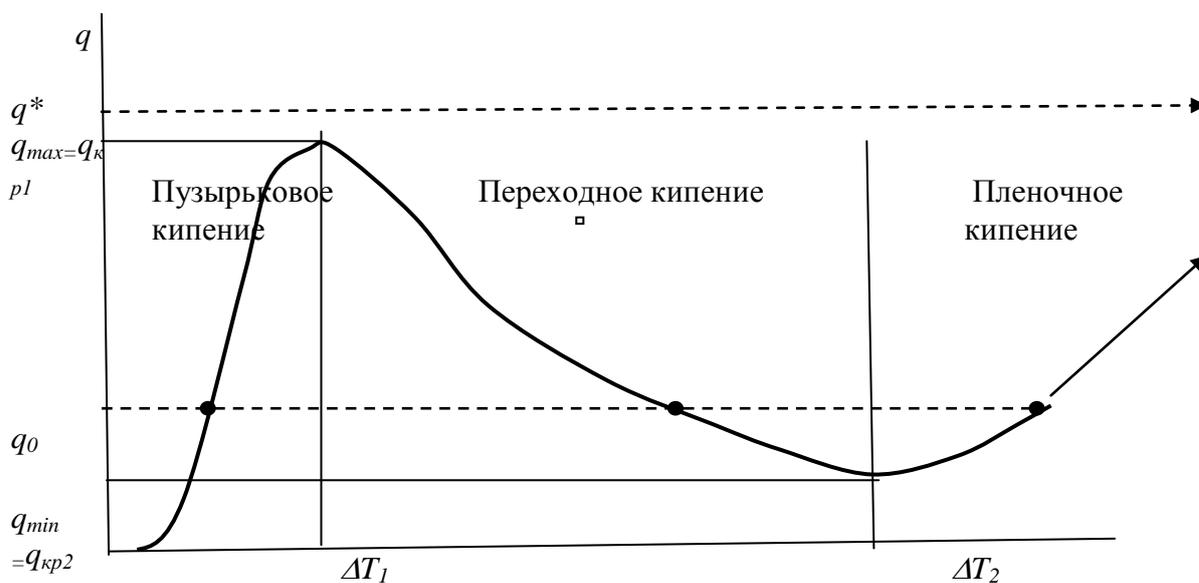


Рис. 10.2. Кривая кипения

таких значений два. Явление возникновения кризиса кипения будет более подробно рассмотрено ниже.

Оба рассмотренных варианта температурного режима поверхности: при заданной плотности теплового потока и при заданной температуре поверхности являются предельными. На самом деле взаимодействие охлаждающей среды и охлаждаемого тела происходят с взаимным влиянием одного на другое. Нормальной реакцией на повышение температуры нагревателя должно быть увеличение теплоотвода, что возвращает нагреватель в стабильное состояние. Если же при этом теплоотдача падает, то это вызывает дальнейший рост температуры нагревателя, то есть возникает неустойчивость.

В процессе кипения жидкость испаряется в паровой пузырек с вогнутой, т.е. криволинейной поверхностью раздела фаз. Следовательно, молекулы жидкости при пересечении границы раздела фаз должны совершать большую работу против молекулярных сил, чем при испарении с плоской поверхности. Таким образом, жидкость должна иметь определенный перегрев по отношению к температуре насыщения над плоской поверхностью Δt_1 .

Так как поверхность пузыря является замкнутой, то вследствие действия молекулярных сил давление пара в паровом пузыре всегда больше давления насыщения P . Чтобы жидкость могла испаряться в пространство с большим давлением, она должна быть перегрета на величину Δt_2 .

$$\text{Суммарный перегрев составляет } \Delta t_{\text{пер}} = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2\sigma}{R} \frac{T_{\text{н}}}{r \cdot \rho} . \quad (10.1)$$

При $R \rightarrow 0$, $\Delta t_{\text{пер}} \rightarrow \infty$. Это означает, что в реальных условиях процесс генерации пара может происходить только в том случае, если в жидкости уже имеются зародыши паровой фазы конечного радиуса кривизны (центры парообразования). Такими центрами являются элементы шероховатости поверхности: впадины, микротрещины, заполненные газом или паром данной жидкости. Однако даже при полном удалении инородных центров парообразования (полировка, дегазация) для каждой жидкости существует своё предельное значение перегрева, которым определяется граница её метастабильных состояний. Опыты показывают, что значительный перегрев жидкости наблюдается только в пристенном слое. На расстоянии 2 мм от поверхности величина перегрева равна примерно $0,5^\circ\text{C}$ (рис.10.3). Поэтому в испарительной аппаратуре паровые пузыри возникают на теплоотдающей по-

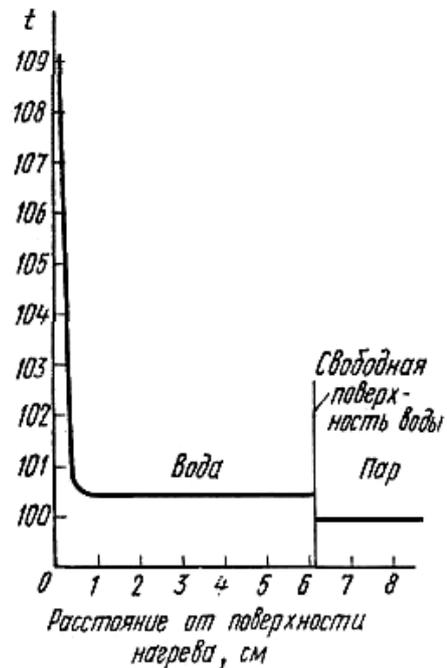


Рис. 10.3. Распределение температуры воды при ее кипении в большом объеме

верхности, а не в объёме жидкости. Величиной перегрева жидкости определяются значения всех локальных характеристик процесса парообразования: **скорость роста парового пузыря, число центров и частота парообразования, диаметр пузыря при отрыве от поверхности**, а следовательно, и интенсивность теплообмена. При выводе уравнения, определяющего скорость роста парового пузыря, исходят из балансового соотношения, выражающего равенство приращения массы пара за время $d\tau$ к массе испарившейся за это время жидкости: $\rho'' \cdot dv_n = \frac{1}{r} \int_{\tau}^{\tau+d\tau} \int_{F_n}^{F_n+dF} q_n \cdot dF \cdot d\tau$,

где v_n и F_n - текущие значения объёма и поверхности пузыря соответственно; q_n - тепловой поток, передаваемый от жидкости через поверхность пузыря.

$$\text{В окончательном виде получаем } \frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} Ja, \quad (10.2)$$

где $\beta = 5 \div 10$ - коэффициент, зависящий от свойств жидкости и геометрии пузыря; $Ja = \frac{c_p \cdot \Delta t \rho'}{r} \frac{\rho'}{\rho''}$ - *число Якоба*.



Макс Якоб (1879-1955) - немецкий физик (рис.10.4). Его основные работы выполнены в области термодинамики и теплопередачи. Они посвящены исследованию поведения водяного пара и воздуха при высоких давлениях, механизму кипения и конденсации, течению теплоносителей в каналах и местных сужениях и развитию методов определения физических свойств сред. Очень важна также была его организаторская и редакторская деятельность. В 1936 г. он покинул Германию и эмигрировал в США, где продолжал научную деятельность. Им организовывались периодические встречи для обсуждения важнейших проблем теплообмена. В 1961 г. была учреждена медаль имени Макса Якоба за достижения в области теплообмена.

Рис. 10.4. Макс Якоб

Уравнение (10.2) хорошо согласуется с опытными данными при выполнении условия $Ja < 10$.

Величина диаметра парового пузыря 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 архимедовой (подъемной) силы, стремящейся оторвать пузырь от поверхности, и силы поверхностного натяжения, удерживающей его на стенке. Для шаровой формы пузыря это уравнение имеет вид

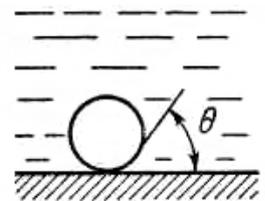


Рис. 10.5.

Краевой угол

$\frac{\pi \cdot d_0^3}{6} (\rho' - \rho'')g = \pi \cdot d_0 \cdot \sigma \cdot f(\theta)$, где θ – краевой угол (рис. 10.5). Известно, что функция краевого угла $f(\theta)$ описывается выражением $\sqrt{6f(\theta)} = 0,02\theta$.

С учетом этой зависимости: $d_0 = 0,02\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}$. (10.3)

Таким образом, $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}$ представляет собой величину, пропорциональную диаметру парового пузыря при отрыве от поверхности. Эта величина часто используется в уравнениях в качестве характерного линейного размера парового пузыря l_0 .

Необходимо отметить, что формула (10.3) справедлива лишь для умеренных плотностей действующих центров парообразования. При высоких тепловых нагрузках механизм отрыва не охватывается этой формулой. Зависимость для отрывного диаметра для более широкого интервала тепловых нагрузок, была предложена Д.А. Лабунцовым и основана на рассмотрении самого процесса роста, т.е. в нестационарных условиях. Рост радиуса пузыря описывается степенной функцией $R = A \tau^n$.



Дмитрий Александрович Лабунцов (1929 – 1992) – советский теплофизик (рис.10.6). Основные научные работы Д.А. Лабунцова были посвящены физико-техническим проблемам энергетики. Работы Лабунцова по теории кипения жидкостей характеризовались относительно простым подходом, который обеспечивался правильным определением основных физических механизмов процесса. Его модели пристенного кипения позволили описать процесс роста пузырей и теплоотдачу при кипении. Он первым использовал молекулярно-кинетическую теорию неравновесных процессов для анализа испарения и конденсации при очень высоких тепловых потоках. Им была основана первая лаборатория по исследованию теплоотдачи криогенных жидкостей и выполнены первые работы по теплоотдаче к

Рис.10.6. Д.А. Лабунцов сверхтекучему гелию.

В процессах теплообмена при пузырьковом кипении имеет значение **частота парообразования**: $f_0 = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2}$, где τ_1 – время роста пузыря до момента отрыва от поверхности; τ_2 – период времени от момента отрыва до момента зарождения нового пузыря.

Произведение $f_0 \cdot d_0$ является некоторой мерой **скорости роста пузыря**: $f_0 \cdot \sqrt{d_0} = 0,56 \left[\frac{(\rho' - \rho'')}{\rho'} g \right]^{0,5}$, а произведение $f_0 \cdot d_0^3$ – мерой **объёмного количества пара, генерируемого каждым центром парообразования в единицу времени**:

$$f_0 \cdot d_0^3 = 588 \left[\frac{\rho' \cdot a^5}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{\frac{1}{3}} Ja^{\frac{5}{3}}.$$

Выше упоминалось, что возможно возникновение объемного кипения. Оно возникает при наличии перегрева жидкости по всему объему, который достигается, например, при сбросе давления. Если при этом жидкость является абсолютно чистой, то есть не содержит потенциальных центров парообразования, то перегрев может достигнуть границы термодинамической устойчивости жидкой фазы. При этом парообразование может возникнуть за счет флуктуаций плотности. Однако подобное явление может наблюдаться лишь для очень быстрых процессов. Парообразование на распределенных в объеме центрах используется в так называемых пузырьковых камерах для наблюдения за космическими частицами высоких энергий.

В предыдущих разделах при анализе процесса теплоотдачи в однофазном потоке нами использовался метод получения чисел подобия из уравнений процесса. Аналогичный подход применим для процесса кипения, хотя его эффективность, как будет показано ниже, для данного вида теплообмена сомнительна.

Уравнениями, описывающими процесс теплообмена при пузырьковом кипении, являются:

- уравнения движения для жидкой и паровой фаз

$$\left. \begin{aligned} \rho' \left(\frac{\partial w'_x}{\partial \tau} + w'_x \frac{\partial w'_x}{\partial x} + w'_y \frac{\partial w'_x}{\partial y} + w'_z \frac{\partial w'_x}{\partial z} \right) &= \rho'_x \cdot g - \frac{\partial P}{\partial x} + \\ &+ \mu'_x \left(\frac{\partial^2 w'_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial z^2} \right) \\ g[(1 - \varphi)\rho' + \varphi \cdot \rho''] - \frac{dP}{dx} - \frac{4\tau_{\text{тр}}}{d_{\text{тр}}} &= (1 - \varphi)\rho' \cdot \overline{w'} \frac{d\overline{w'}}{dx} + \\ + \varphi \cdot \rho'' \overline{w''} \frac{d\overline{w''}}{dx} + (\overline{w''} - \overline{w'}) \frac{d}{dx} (\varphi \cdot \rho'' \overline{w''}) & \end{aligned} \right\};$$

- уравнения сплошности для жидкой и паровой фаз

$$\left. \begin{aligned} \text{div} w' &= 0 \\ \text{div} w'' &= 0 \end{aligned} \right\};$$

- уравнение теплопроводности для жидкой фазы

$$\frac{dt}{d\tau} = a \cdot \nabla^2 t + \text{div} w';$$

- условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз

$$\left. \begin{aligned} -\lambda \frac{dT}{dn} &= r \cdot \rho'' \cdot w'' \\ t_{\text{гр}} = t_{\text{н}} + \frac{T_{\text{н}}(\rho' - \rho'')}{r \cdot \rho'' \cdot \rho'} \left[\frac{2\sigma \cdot \rho'}{R(\rho' - \rho'')} - \frac{\lambda}{\Re \cdot r} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{\text{гр}} \sqrt{\frac{2\pi \cdot \beta \cdot T_{\text{н}}}{g}} \right] & \end{aligned} \right\};$$

где \mathfrak{A} - коэффициент аккомодации; β - газовая постоянная.

Из первого уравнения теплового взаимодействия фаз находится скорость парообразования - $w'' = \frac{q}{r \cdot \rho''}$. Второе уравнение – характеризует скачок температуры на границе раздела фаз;

- условия механического взаимодействия на границе раздела фаз

$$\left. \begin{aligned} P_{\text{гр}}'' &= P_{\text{гр}} + \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \\ \mu'' \left(\frac{\partial w''}{\partial n} \right)_{\text{гр}} &= \mu' \left(\frac{\partial w'}{\partial n} \right)_{\text{гр}} \\ (w''_{x,y})_{\text{гр}} &= (w'_{x,y})_{\text{гр}} \end{aligned} \right\},$$

где R_1 и R_2 – главные радиусы кривизны на границе раздела в данной точке. Первое уравнение системы характеризует скачок давления на границе раздела фаз, второе – равенство касательных напряжений;

- масштаб сформировавшихся пузырей

$$R \sqrt{\frac{g(\rho' - \rho'')}{\sigma}} = f \left(\theta; \frac{w^2}{g \cdot l} \dots \frac{\delta}{l} \dots z \right).$$

Приведенные уравнения объединяются в систему, которая не имеет строгого аналитического решения. Причина состоит в так называемых **неуправляемых граничных условиях**. Все записанные выше выражения для граничных условий должны быть применены на границах, положение которых не может быть указано. Такая возможность появляется лишь в математических моделях процесса кипения. Но в этом случае нет никакой гарантии, что модель адекватно отражает реальную картину процесса. Здесь, скорее всего, необходим вероятностный подход. Поэтому для описания интенсивности теплообмена при кипении используются методы теории подобия и анализа размерностей. Анализ записанной выше системы уравнений приводит к следующим связям между обобщёнными переменными:

$$Nu_{\text{исп}} = \Phi[Pr; Re_{\text{исп}}; K_v; K_\sigma; K_S; K_p; Bo'; \theta; l_0; Z \dots], \quad (10.4)$$

$$\text{где } Nu_{\text{исп}} = \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}; \quad Pr = \frac{\nu}{a}; \quad Re_{\text{исп}} = \frac{w_{\text{исп}} \cdot l_0}{\nu} = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot \nu} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}};$$

$$Ar_{\text{исп}} = \frac{g \cdot l_0^2 (\rho' - \rho'')}{\nu^2 \rho'} = \frac{g}{\nu^2} \left(\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{3/2} \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho'};$$

$$K_t = \frac{(r \cdot \rho'')^2}{c_p \cdot T_H \cdot \rho' \sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}} = \frac{r}{c_p \cdot T_H} \frac{r \cdot (\rho'')^2}{\rho' \sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}} = \frac{r}{c_p \cdot T_H} \frac{\rho'}{\rho''} \frac{\rho''}{(\rho' - \rho'')} \frac{r}{g \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}},$$

где $K_S = \frac{r}{c_p \cdot T_H}$ - отношение теплоты, затраченной на парообразование, к теплоте, идущей на подогрев жидкости;

$$K_\sigma = \frac{r}{g \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} - \text{мера отношения энергии, затраченной на испарение, к}$$

энергии, израсходованной на образование поверхности раздела фаз в поле массовых сил;

$K_p = \frac{P}{\sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}} -$ безразмерная форма перепада давления на границе раздела фаз;

$Bo' = \frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')l^2}$ - аналог известного числа Бонда; характеризует относительные размеры зарождающихся паровых пузырей; l - линейный размер системы;

θ - краевой угол, характеризует способность жидкости смачивать теплоотдающую поверхность;

l_0 и Z – переменные, характеризующие относительные размеры зародившейся паровой фазы и число центров парообразования, т.е. свойства теплоотдающей поверхности.

Построение зависимостей, учитывающих столь большое число факторов, представляется исключительно сложной задачей. Кроме них влияние на интенсивность процесса кипения оказывает и структура поверхности. Экспериментально установлено, что при кипении одной и той же жидкости на полированной поверхности α ниже, чем на необработанной технической поверхности. Установлено также, что влияние шероховатости на интенсивность теплообмена при кипении проявляется в большей степени при малых тепловых нагрузках.

Существует принципиально иной метод построения зависимостей с использованием методов термодинамического подобия для коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении, предложенный В.М. Боришанским.

Для термодинамически подобных веществ мы имеем единое приведенное уравнение состояния. Соответственно и область двухфазных состояний для них тоже идентична. Поскольку линия существования двухфазных состояний является одновременно изотермой и изобарой, то для описания



Рис. 10.7. В. М. Боришанский

Вениамин Миронович Боришанский (1917 – 1979) – советский теплофизик (рис. 10.7). Его основные работы связаны с теплообменом при изменении агрегатного состояния и теплообменом жидких металлов. Наибольшее практическое значение имели его работы, связанные с использованием закона соответственных состояний (термодинамического подобия) для определения физических свойств веществ на линии насыщения, а также построения зависимостей для теплоотдачи при кипении и конденсации. Они позволяют получить зависимости для теплоотдачи при кипении и конденсации конкретного теплоносителя, имея о нем лишь минимальный объем экспериментальной информации. Выполненные под его руководством экспериментальные исследования теплоотдачи жидких металлов были использованы при создании ядерных реакторов на быстрых нейтронах

процессов, протекающих на линии насыщения, достаточно одного параметра, например p/p_k , который обозначим через π . При этом все физические свойства фаз на линии насыщения будут функциями π . Выберем для удобства в качестве параметра величину p/p_* или (π_*) , где $p_* = a \cdot p_k$, причем значение a одно и то же для всех сравниваемых подобных веществ.

Использование подобного подхода позволяет избавиться от необходимости анализировать поведение вещества в критической точке, что может оказаться весьма сложным или вообще невозможным. Значение давления p_* мы будем, по предложению В.М. Боришанского, называть реперным.

Опираясь на полученные результаты, стало возможным развить следующий подход, который, в частности, можно использовать для описания теплоотдачи. Для этого используется так называемый **расширенный закон соответственных состояний**, который утверждает, что для групп термодинамически подобных веществ зависимости для исследуемых свойств (рассматриваются лишь явления, протекающие на линии насыщения) могут быть представлены в виде произведения двух функций. Первая из них - размерная функция, которая для каждого рассматриваемого процесса представляет собой одночлен, построенный из критических констант вещества и газовой постоянной, вторая - универсальная безразмерная функция π .

В изложении, принадлежащем В.М. Боришанскому, методика выглядит следующим образом. Постулируем экспериментально установленную зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока: $\alpha = A \cdot q^{0,7}$, где A - функция физических свойств.

Выражение для α должно записываться в виде произведения двух функций $\alpha = F_1 \cdot F_2$ (рис. 10.8), где F_1 - функция режимных параметров, F_2 - функция физических свойств.

Практически из режимных параметров рассматривался лишь тепловой поток.

Предполагая, что все физические свойства, определяющие процесс пузырькового кипения, могут быть представлены в виде функций приведенного давления π , запишем выражение для α в форме

$$\frac{\alpha/q^{0,7}}{(\alpha/q^{0,7})_p} = F_2(\pi). \quad (10.5)$$

Если нам известны критические параметры среды (хотя бы p_k), то имея величину α хотя бы для одного значения давления (для этой точки должны быть известны температура насыщения и конкретное значение тепловой нагрузки q), можно оценить значения теплоотдачи при пузырьковом кипении для всего диапазона давлений за исключением непосредственной окрестности критической точки. Выше уже говорилось о том, что оперировать вели-

чиной теплоотдачи α при столь сильной ее зависимости от температурного напора ΔT не слишком удобно.

Зависимость (10.5) можно трансформировать в зависимость q (ΔT).

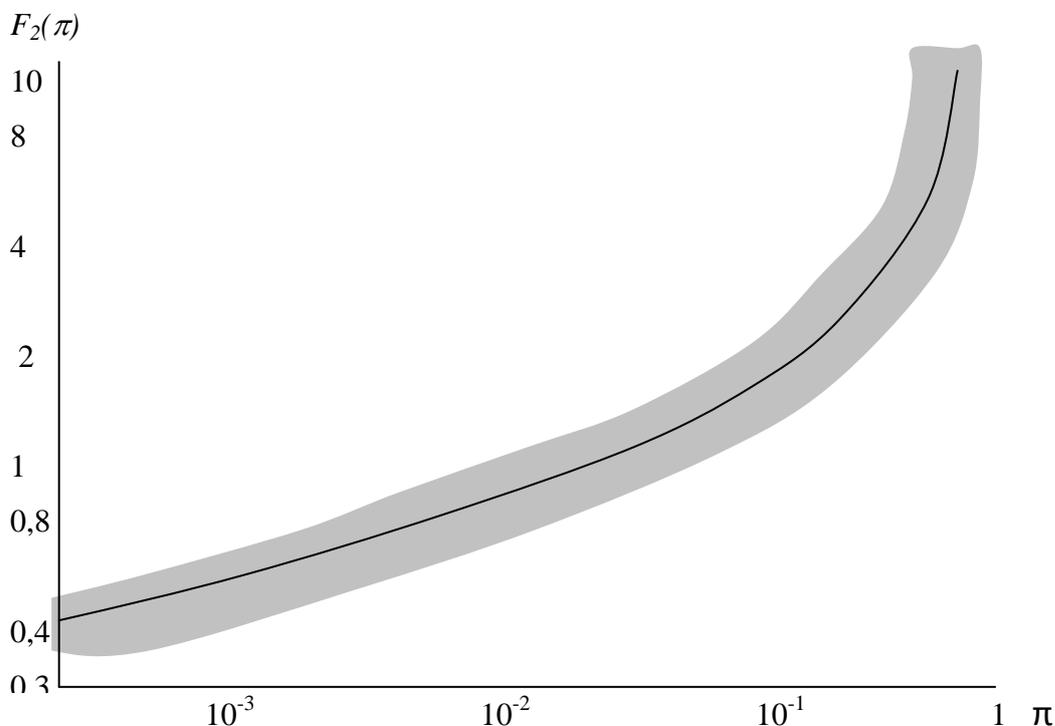


Рис.10.8. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении для 9 различных сред: вода, пентан, гептан, этиловый спирт, бензол, этиловый, метиловый и бутиловый спирты, хладон-12. Ввиду большого количества опытных точек здесь показана лишь зона разброса опытных данных

$$\frac{q^{0,3}/\Delta T}{q^{0,3}/\Delta T_{p^*}} = F_2(\pi) \quad (10.6)$$

Приведенный метод определения интенсивности теплообмена в широком интервале давлений применим, если интенсивность теплообмена известна хотя бы для одного значения давления насыщения.

Общая теория позволяет снять и это ограничение и получить формулу с точностью до постоянного множителя, который определяется на основании опытов и является своеобразной константой для выбранной группы веществ.

Включим в число заданных параметров плотность теплового потока q , считая ее единственным режимным параметром, определяющим процесс теплообмена. Тогда, добавляя ее к критическим параметрам среды, с помощью которых моделируется влияние физических свойств, можно сформировать единственный комплекс, имеющий размерность коэффициента теплоотдачи - $\Pi = (R/M)^m p_K^n \cdot T_K^i \cdot q^j$.

Используем теорию размерности для построения формул.

Поскольку размерность коэффициента теплоотдачи определяется как $[\alpha] = \text{Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$, а $[\Pi] = (\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1})^m (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3})^n \text{К}^i (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})^j = \text{Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$, то, принимая джоуль основной размерностью $\text{Дж} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ в первом сомножителе, получим $[\Pi] = (\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{К}^{-1})^m (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3})^n \cdot \text{К}^i \cdot (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})^j = \text{Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$.

В результате имеем следующую систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} n + j &= 1 \\ -2m - j &= -1 \\ -m + i &= -1 \\ 2m - 3n - 2j &= -2 \end{aligned} \right\} \quad (10.7)$$

Из системы (10.7) получаем $m = 1/6$, $n = 1/3$, $i = -5/6$, $j = 2/3$.

Если показатель степени при q $n=0,7$ найден эмпирическим путем, то близкий к нему показатель $2/3$ получен теоретически. Он соответствует зависимости $q \sim \Delta T^3$, которая наиболее часто используется в настоящее время. Таким образом, имеем следующую зависимость для α

$$\alpha = A \left(\frac{R}{M} \right)^{1/6} \cdot p_k^{1/3} \cdot T_k^{-5/6} \cdot q^{2/3} \cdot F \left(\frac{P}{p_k} \right), \quad (10.8)$$

где A константа, а $F \left(\frac{P}{p_k} \right)$ – универсальная функция для данной группы веществ.

Поскольку R по определению постоянна, то формула (10.8) с учетом сопоставления с опытными данными принимает вид

$$\alpha = 870 \left(\frac{p_k^{1/3} \cdot T_k^{-5/6}}{M^{1/6}} \right) q^{2/3} \cdot \pi^{0,1} (1 + 4,64 \cdot \pi^{1,16}), \quad (10.9)$$

где p_k – давление, МПа. Для остальных переменных используется система СИ. Формула (10.9) позволяет оценить теплоотдачу при кипении с точностью 25-30 %, не имея никакой информации, кроме значений p_k , T_k и молекулярного веса M . Повышения точности можно добиться, разбивая вещества на группы термодинамически подобных веществ, для каждой из которых численное значение коэффициента в формуле (10.9) будет изменяться. Таким образом, показано, что использование термодинамического подобия дает возможность менее трудоемким путем получить необходимые результаты.

К настоящему времени также опубликовано значительное количество различных формул для определения значения α при развитии пузырькового кипения насыщенной жидкости в условиях естественной конвекции. В большинстве случаев это эмпирические формулы типа: $\alpha = C \cdot q^n \cdot f(P)$. Значения C , n и $f(P)$ в этих формулах зависят от множества факторов, оказывающих влияние на интенсивность теплообмена при кипении.

Из обобщенных эмпирических зависимостей, построенных на основе теории подобия, большое распространение получила формула Н.Г. Стюшина [1]:

$$Nu_{исп} = A [Pe_{исп} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5}]^n, \quad (10.10)$$

где $Pe_{исп} = \frac{w_{исп} \cdot l_0}{a} = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot a} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}};$

при $N = Pe_{исп} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5} \geq 10^7 \rightarrow A = 3,2 \cdot 10^{-5}; n = 0,75,$

при $5 \cdot 10^5 < N < 10^7 \rightarrow A = 2,65 \cdot 10^{-2}; n = 1/3.$

Более современные зависимости подобного типа разработаны В.В. Яговым. Они верифицированы на опытных данных, полученных для большого числа веществ, в том числе и сжиженных газов

$$q = 3,43 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda^2 \cdot \Delta T^3}{v \cdot \sigma \cdot T_s} \left(1 + \frac{r \cdot \Delta T}{2R_i \cdot T_s^2}\right) \cdot (1 + \sqrt{1 + 800B} + 400B), \quad (10.11)$$

где $B = \frac{r \cdot (v \cdot \rho'')^{3/2}}{\sigma \cdot (\lambda \cdot T_s)^{1/2}}.$

10.1.2. Кипение на поверхностях с пористыми покрытиями

Значения коэффициентов теплоотдачи при кипении значительно выше аналогичных коэффициентов при однофазной конвекцией. В этом существенное отличие, отличающее теплообмен при пузырьковом кипении от конвективного. Зависимость интенсивности теплоотдачи от температурного напора при теплообмене в условиях вынужденной конвекции слабая. Тепловой поток пропорционален температурному напору, начиная с малых его значений. Для образования пузырькового кипения в обычных условиях необходимо значение температурного напора около $10^0 C$. С другой стороны, имеется целый ряд испарительных устройств, где в силу особенностей режима работы могут использоваться лишь низкие температурные напоры. Например, в испарителях холодильных машин повышение температурного напора связано с резким ухудшением энергетических показателей установки в целом. В пищевой, целлюлозно-бумажной и химической промышленности повышение перегрева может привести к необратимому изменению свойств нагреваемого продукта. Снижение порога начала развития пузырькового кипения является одним из направлений для решения указанной проблемы.

Наиболее эффективным способом достижения этой цели оказалось применение пористых металлических покрытий. Пористая структура достигается как за счет покрытия поверхности трубы тонкими металлическими сетками, так и путем нанесения на поверхность металлического порошка с определенной величиной зерна. В результате на поверхности образуется тонкий пористый слой, в котором за счет капиллярных эффектов обеспечивается интенсивная подпитка поверхности жидкостью и эвакуация пара. Главный эффект состоит в том, что процесс образования поверхностей раздела фаз в значительной части переносится внутрь капиллярной структуры, где требуется меньший перегрев. К примеру при кипении Н-бутана на гладкой трубе ($p = 0,127 \text{ МПа}$) устойчивое кипение начиналось лишь при плотности тепло-

вого потока $q = 35 \text{ кВт/м}^2$. При кипении на трубе с пористым покрытием устойчивое кипение при тех же параметрах начиналось при $q = 1,5 \text{ кВт/м}^2$, то есть в 23 раза меньше.

Сравнение кривых кипения для гладких и пористых поверхностей приведено на рис. 10.9. Вскипание жидкости на пористой поверхности (точка А) происходит при значительно меньших плотностях теплового потока по сравнению с гладкой. При этом закипание происходит с резким падением температурного напора (отрезок А ---- А'). Если пористая поверхность имеет высокую проницаемость, а элементы структуры – высокую теплопроводность, то кривая кипения имеет вид ABCDE (кривая 2). Она лежит выше кривой 1. Точка Е соответствует критической плотности теплового потока (первому кризису), которая обычно заметно выше, чем на гладкой поверхности. Для кривой 2 характерен быстрый рост q с ростом температурного напора $\Delta T = T_{ст} - T_s$ на начальном участке. Затем в районе точки С наклон уменьшается и кривая становится почти горизонтальной (CD). Затем наклон вновь увеличивается (DE).

При определенных видах структуры пористого слоя выход пара затруднен. В этом случае при снижении q процесс будет осуществляться по линии EGF или EH. Таким образом, наблюдается явление **гистерезиса**. Гистерезисом называется несовпадение кривых прямого и обратного физических процессов. На линии EGF коэффициент теплоотдачи определяется термическим сопротивлением пористого слоя. При этом внутри пористого слоя образуется паровая пленка.

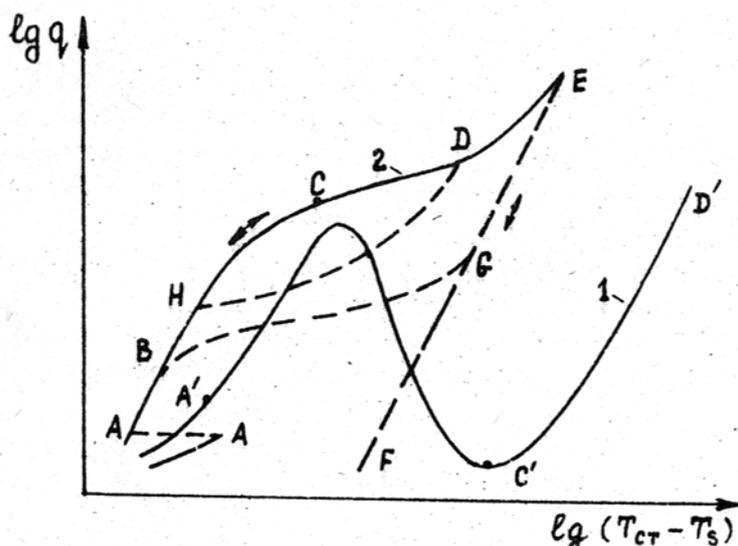


Рис.10.9. Сравнение кривых кипения для гладких и пористых поверхностей: 1 – гладкая поверхность, 2 – пористая поверхность

При низкой проницаемости пористого слоя переход к режимам с пленкой пара возможен при q существенно меньших, чем $q_{кр1}$.

Обычно внутри пористой структуры происходит стабильное испарение жидкости, которое обеспечивает весьма высокий уровень теплоотдачи. Например, при кипении воды атмосферного давления на пористой поверхности коэффициенты теплоотдачи могут достигать $200 \frac{\text{кВт}}{(\text{м}^2 \cdot \text{°К})}$.

Наиболее важными характеристиками пористой поверхности являются толщина слоя, количество отдельных наслоений, ширина и протяженность слоевых пор, их размер, что определяется технологией нанесения покрытия.

Для расчета интенсивности теплообмена при кипении жидкости на поверхностях с пористыми покрытиями предложены различные зависимости. Они качественно отражают закономерности явления. Однако при расчете теплообмена по ним возникают значительные сложности при определении эффективной теплопроводности пористого слоя. Расхождения в расчетных и опытных значениях α могут достигать 100 %.

10.1.3. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках труб

10.1.3.1. Пучки из гладких труб

Поверхность теплообмена ряда технологических испарительных устройств komponуется из горизонтальных или вертикальных пучков труб, размещенных внутри обечайки аппарата. Греющая секция испарителя, погруженная в объем жидкости, образует циркуляционный контур с подъемным движением парожидкостной смеси в межтрубном пространстве пучка и с опускным движением жидкости около кожуха. Условия теплообмена для нижних и верхних участков поверхности труб пучка – неодинаковые, вследствие изменения в них паросодержаний жидкости.

При небольших плотностях теплового потока дополнительная турбулизация пристенной области, возникающая при направленном движении среды, приводит к повышению коэффициента теплоотдачи. При высоких плотностях теплового потока влияние скорости парожидкостной смеси в условиях естественной циркуляции мало.

Более значительная зависимость α от скорости смеси наблюдается при низких давлениях. С понижением давления при $q = const$ уменьшается число действующих на единице поверхности центров парообразования и снижается доля теплового потока, отводимая от поверхности теплообмена в форме теплоты испарения. При этом усиливается влияние конвективного механизма переноса теплоты. Кроме того, с понижением давления возрастает скорость смеси вследствие повышения удельного объема пара.

Опыты показывают, что по абсолютному значению коэффициенты теплоотдачи, полученные на одиночных трубах и на нижних трубах в пучке, практически одинаковы. После шестого ряда интенсивность теплообмена стабилизируется. При числе рядов труб в пучке более десяти 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:

$$\alpha_{п} = \alpha_{од} \cdot \varepsilon_{п}, \quad (10.12)$$

где $\alpha_{од}$ – рассчитывается по формуле (10.10), $\varepsilon_{п} = 1$ при $N > 10^7$; $\varepsilon_{п}$ – выбирается по рис. 10.10 при $N < 10^7$.

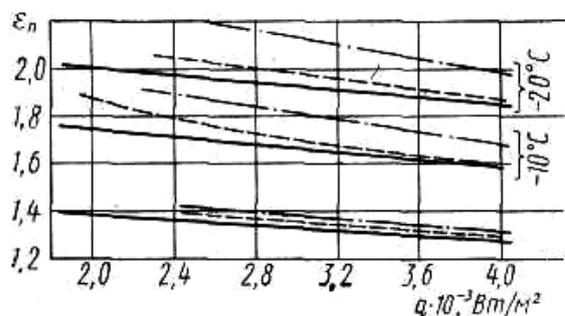


Рис. 10.10. Зависимость коэффициента $\varepsilon_{п}$ от плотности теплового потока q , температуры насыщения $t_{н}$ и относительного шага пучка S/d [2]: $S/d=1,45$; ---- $S/d=1,3$; - · - · - $S/d=1,15$

Из рис. 10.10 видно, что более заметное влияние относительного шага пучка S/d наблюдается при низких температурах. При $t_{н} < -20^{\circ}\text{C}$ рекомендуется значение $\varepsilon_{п}$ принимать таким же, как и при $t_{н} = -20^{\circ}\text{C}$.

Кипящие в промышленных условиях фреоны содержат до 8-10 % масла, что снижает значение α . Влияние примеси масла на α учитывается дополнительным поправочным коэффициентом $\varepsilon_{м}$, значение которого определяется из рис. 10.11.

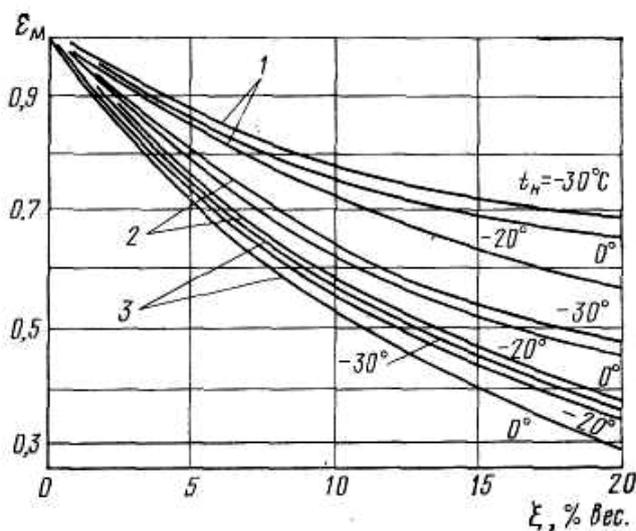


Рис. 10.11. Зависимость $\varepsilon_{м}$ от q , $t_{н}$ и концентрации масла ξ в смеси с фреоном – 22: 1 – $q = 1,8$ кВт/м²; 2 – $q = 5,0$ кВт/м²; 3 – $q = 10,0$ кВт/м²

10.1.3.2. Пучки из оребренных труб

При малых значениях плотности теплового потока кипение жидкости на поверхности оребренных труб осуществляется с более высокой интенсивностью теплообмена, чем при кипении на поверхности гладких труб. Поэтому оребренные трубы широко применяют в испарителях низкотемпературных холодильных установок.

Основными параметрами, определяющими эффективность ребра при кипении, являются отношение шага ребер S к средней величине просвета между ребрами (S/δ) и отношение высоты ребра h к 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 создается более высокая ее шероховатость. Малое расстояние между трубами и большая высота ребра ухудшают условия отвода пара, что приводит к ухудшению теплоотдачи.

При кипении фреонов на пучках с оребренными трубами среднее значение коэффициента теплоотдачи рассчитывается по формуле [2]

$$\alpha_{\text{ср}} = C_{\text{пуч}} \cdot q_{\text{ор}}^{0,5} (p \cdot 10^{-5})^{0,25} \varepsilon_{n,p}, \quad (10.13)$$

где для:

фреона-12 - $C_{\text{пуч}} = 18,4$;

фреона-22 - $C_{\text{пуч}} = 32,4$,

$q_{\text{ор}}$ – плотность теплового потока, отнесенная к единице поверхности трубы с учетом оребрения; p – давление; $\varepsilon_{n,p}$ – поправочный множитель на число труб в пучке n_p , находится по рис. 10.12. При $n_p > 10$, $\varepsilon_{n,p} = 1,0$

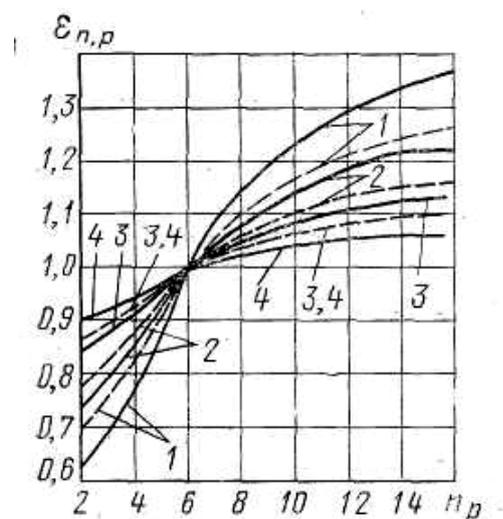


Рис. 10.12. Значение $\varepsilon_{n,p}$ при кипении фреона-12 на пучке оребренных труб:

1 - $q_{\text{ор}} = 0,5 \text{ кВт/м}^2$; 2 - $q_{\text{ор}} = 1,0 \text{ кВт/м}^2$;
3 - $q_{\text{ор}} = 1,98 \text{ кВт/м}^2$; 4 - $q_{\text{ор}} = 3,03 \text{ кВт/м}^2$;
— $t_n = -20 \text{ }^\circ\text{C}$; - - - $t_n = -10 \text{ }^\circ\text{C}$

10.1.4. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме

При рассмотрении кривой кипения введено понятие критической тепловой нагрузки. Для ее определения С.С. Кутателадзе предложил так называемую гидродинамическую модель кризиса кипения.

Рассмотрим двухфазный граничный слой над обогреваемой поверхностью, на которой образуются пузыри пара. Влияние вязкости пренебрежимо мало. Динамический напор пара, образующегося на поверхности нагрева, имеет порядок $\rho'' \cdot (w'')^2$. При высоких значениях указанного динамического напора возможно оттеснение жидкости от поверхности нагрева. В этом случае подпитка пристенного слоя жидкостью прекратится, а двухфазный

слой теряет устойчивость. В результате возникнет паровая пленка, и теплоотдача резко упадет. Работу оттеснения жидкости от стенки можно считать равной $g \cdot \delta(\rho' - \rho'')$, где δ - толщина возникающего парового слоя. Порядок этой толщины можно считать аналогичным введенной выше лапласовой постоянной $\delta \sim \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho' - \rho'')}}$ из соображений размерности.



Самсон Семенович Кутателадзе (1914-1986) – (рис. 10.13) - выдающийся советский теплофизик. Им были заложены основы анализа подобия теплообмена и гидродинамики при изменении агрегатного состояния вещества и устойчивости двухфазных систем. Под его руководством был выполнен цикл теоретических и экспериментальных работ по исследованию теплоотдачи и гидродинамики жидких металлов. Он внес вклад в исследования пристенной турбулентности, где выделяются, в частности, так называемые предельные законы, полученные им совместно с А.И. Леонтьевым.

Рис. 10.13. С.С. Кутателадзе

Поскольку в рамках рассматриваемой модели возникновение кризиса (потери устойчивости двухфазного пузырькового слоя) равновероятно в любой точке поверхности, то соотношение двух рассматриваемых величин должно быть постоянным числом, то есть

$$\frac{\rho'' \cdot (w'')^2}{g \cdot \delta(\rho' - \rho'')} \sim \frac{\rho'' \cdot (w'')^2}{\sqrt{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')}} = \text{const} \quad . \quad (10.14)$$

Извлекая корень квадратный из полученного выражения, получим критерий

устойчивости
$$k = \frac{w_{кр}'' \cdot \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')}} \quad . \quad (10.15)$$

Условием потери устойчивости будет $k = \text{const}$.

Критическую скорость парообразования при кипении находим как

$$w_{кр}'' = \frac{q_{кр}}{\rho'' \cdot r} \quad . \quad (10.16)$$

Тогда окончательно получим

$$q_{кр} = k \cdot r \sqrt{\rho''^4 \sqrt{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')}} \quad . \quad (10.17)$$

Значение константы определялось как экспериментально, так и теоретически и находится в пределах 0,13 - 0,16.

10.2. Кипение в трубах и каналах

Движение двухфазного потока имеет ряд особенностей. При кипении в трубах и каналах паровые пузыри, образующиеся на теплоотдающей поверхности, испытывают дополнительное по сравнению с кипением в большом объ-

еме динамическое воздействие со стороны потока жидкости. Под влиянием этих факторов меняются значения локальных характеристик процесса парообразования: уменьшается отрывной диаметр паровых пузырей, увеличивается частота их отрыва, деформируется поверхность пузыря и т.д. Все это оказывает влияние и на интенсивность теплообмена.

10.2.1. Основные параметры двухфазного потока

Для характеристики двухфазного потока наряду с величинами, рассчитанными по уравнениям материального и теплового балансов, вводят величины, определение которых ведётся с учётом особенностей движения отдельных фаз. Параметры, рассчитанные по уравнениям материального и теплового балансов, называются **расходными параметрами**, а величины, характеризующие движение каждой из фаз в отдельности или гидродинамику потока в целом, называются **истинными параметрами**.

Основными расходными параметрами двухфазного потока являются:

- приведённая скорость - $W'_0 = \frac{V'}{f}$, где V' - объёмный расход жидкости;
- приведённая скорость пара - $W''_0 = \frac{V''}{f}$;
- массовое паросодержание потока - $x = \frac{G''}{G' + G''}$, где G - массовый расход;
- объёмное расходное паросодержание - $\beta = \frac{V''}{V' + V''} = \frac{w''_0}{w'_0 + w''_0} = \frac{1}{1 + \frac{1-x\rho''}{x\rho'}}$.

Массовое паросодержание потока можно также рассчитать по балансовому уравнению $x = \frac{(i_{см} - i')}{r}$, где i' - энтальпия жидкой фазы на линии насыщения, $i_{см}$ - паросодержание двухфазной смеси. Тогда x называют также относительной энтальпией. Эта величина отрицательна, если температура потока не достигнет насыщения. Считается удобным использовать отрицательные величины x для характеристики величины недогрева.

Движение среды можно характеризовать величиной массовой скорости:

$$G/f = \rho \cdot w.$$

При движении двухфазного потока в канале постоянного сечения линейные скорости w'_0 , w''_0 и массовые скорости отдельных фаз $\rho' \cdot w'$ и $\rho'' \cdot w''$ вследствие фазовых превращений изменяются. Однако неизменной остается величина $w_0 = \frac{\rho \cdot w}{\rho'} = \frac{G}{f \cdot \rho'}$, представляющая собой отношение массовой скорости всего потока к плотности жидкой фазы при температуре насыщения. Эта величина называется скоростью циркуляции.

Истинные параметры потока легко определить, если известна доля сечения канала, занимаемая паровой фазой: $\varphi = f''/f$, где f'' - сечение, занимаемое паром. Эта величина называется истинным объёмным паросодержанием. Тогда

- истинные скорости пара и жидкой фазы: $w'' = \frac{w_0}{\varphi}$; $w' = \frac{w_0}{1 - \varphi}$;

- относительная скорость фаз (скольжение): $w_{отн} = w'' - w'$.

Определение истинных значений параметров двухфазного потока в различных сечениях канала является одной из основных задач гидродинамики. Однако аналитические методы определения этих величин не являются достаточно точными. Экспериментальные определения величин требуют трудоемких опытов и дорогостоящего оборудования. Поэтому во многих случаях при расчетах делают допущение: $\varphi = \beta$, т.е. рассматривают среду как гомогенную смесь без учета скольжения. При этом скорость такой смеси оказывается равной $w_{см} = w_0'' + w_0'$. Однако, такой прием допустим далеко не всегда, поскольку он может приводить к значительной погрешности.

Значение коэффициента теплоотдачи в условиях направленного движения жидкости определяется соотношением между интенсивностью механизмов теплообмена, обусловленных процессом парообразования и конвективного теплообмена в однофазной среде. При этом большое значение имеет режим течения двухфазной среды.

10.2.2. Режимы течения адиабатного двухфазного потока и роль кипения

Для изучения режимов течения двухфазного потока рассмотрим их адиабатные течения. На рис. 10.14 – 10.16 приведены три качественные схемы для трех вариантов направления движения потока относительно вектора силы тяжести: **горизонтальное, восходящее и нисходящее**.

На плоскости $U_{10} - U_{20}$ (скорости жидкой - U_{10} и газовой - U_{20} фаз) в

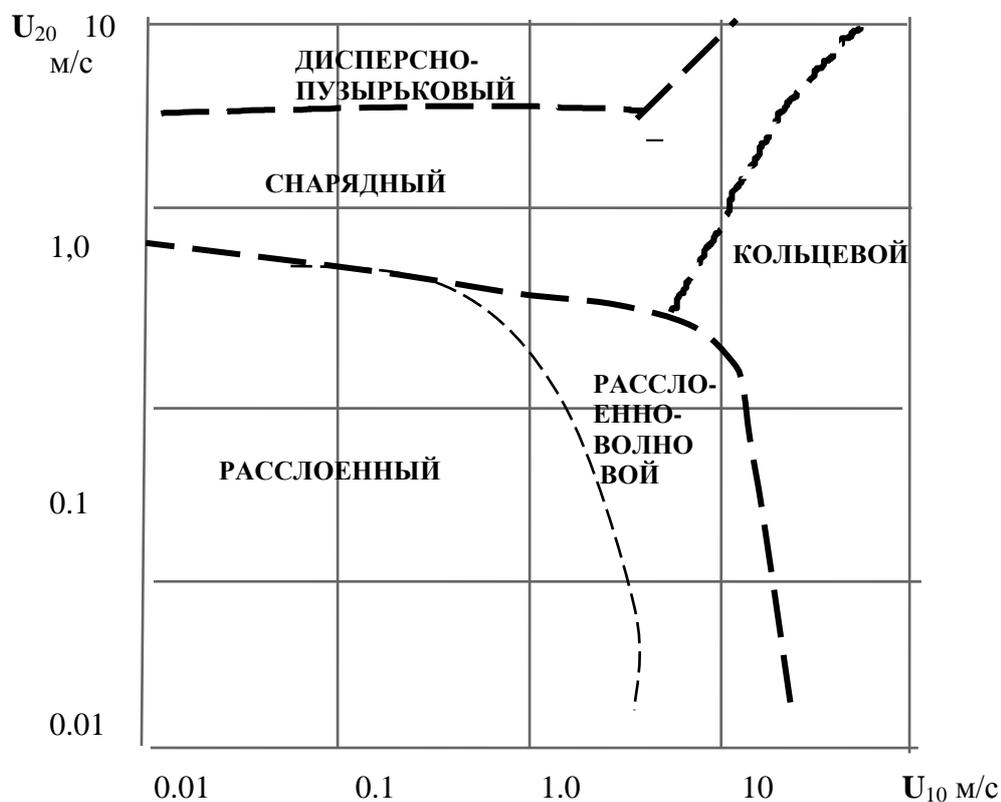


Рис.10.14. Режимы течения для горизонтального двухфазного потока

логарифмических координатах построены границы режимов, полученные в результате эксперимента и теоретическим путем. Сначала рассмотрим случай горизонтального течения. Карты режимов носят более качественный, чем количественный характер, поскольку точное положение границ определяется помимо приведенных скоростей еще целым рядом параметров – диаметром канала, соотношением плотностей фаз и многими другими.

При низких скоростях жидкой фазы U_{10} возникает **расслоенное течение**, которое состоит из потока жидкости, текущего вдоль нижней образующей трубы, и потоком газа, занимающего остальную часть поперечного сечения.

С ростом U_{10} на поверхности жидкости возникают волны, и расслоенное течение переходит в **расслоенно-волновое**. С ростом скорости газовой фазы U_{20} амплитуда волн может возрасти настолько, что их вершины достигают верхней образующей трубы и в результате образуется так называемый **снарядный режим**, который характеризуется чередованием в верхней части трубы удлиненных пузырей и жидкостных прослоек между ними. При малых значениях U_{10} этот режим также может образовываться, но размер пузырей, прилегающих к верхней образующей, будет относительно невелик. С дальнейшим ростом U_{20} крупные пузыри уже не могут существовать и возможен лишь **пузырьковый** режим. Наконец, с дальнейшим ростом U_{10} происходит переход к **кольцевому** режиму, при котором жидкость распределена по стенке трубы, а газ занимает ядро

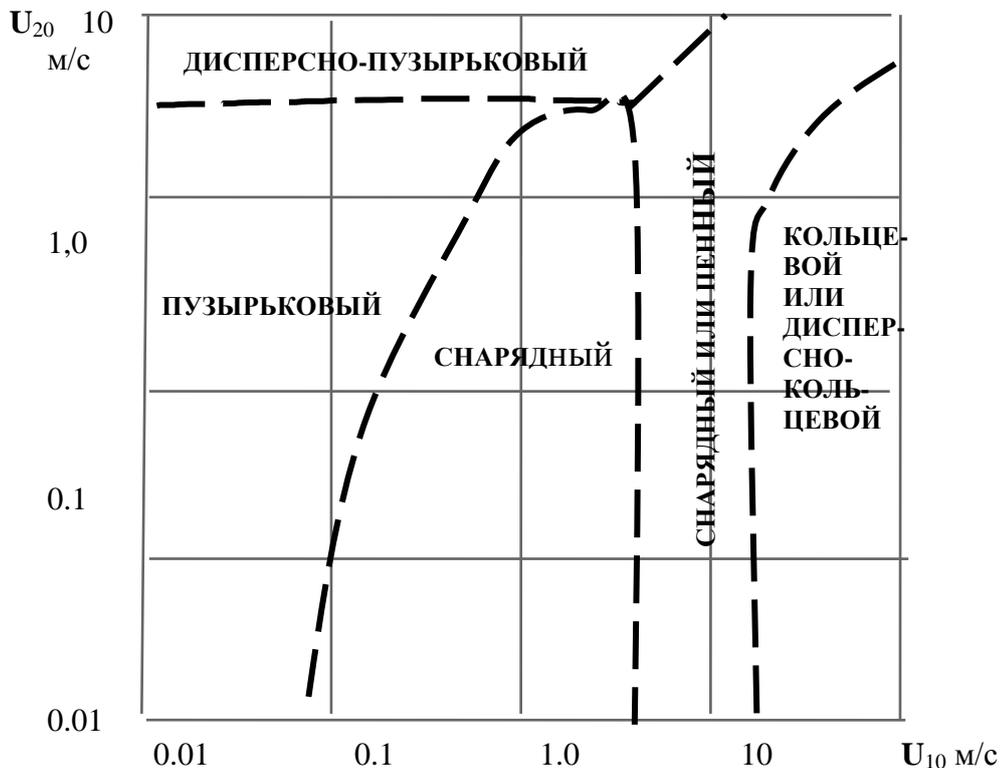


Рис.10.15. Режимы течения для восходящего двухфазного потока

потока, а далее – к **дисперсно-кольцевому**, когда заметная часть жидкости оказывается диспергированной в газовом ядре.

Теперь рассмотрим восходящий двухфазный поток. На рис.10.15 приведена качественная картина для вертикального потока. Видно, что при малых расходах газовой фазы формируется пузырьковый режим течения, который при больших расходах жидкой фазы переходит в **дисперсно-пузырьковый**, то есть пузыри диспергируются и становятся весьма мелкими. При увеличении U_{10} и умеренных U_{20} мы переходим сначала к снарядному, а затем – к дисперсно-кольцевому режиму или непосредственно, или через так называемый пенный режим, который отличается от снарядного предельной насыщенностью газом жидкостных перегородок между крупными пузырями.

Снарядный режим для вертикального канала отличается от горизонтального тем, что образовавшаяся структура обладает симметрией относительно оси трубы.

Отклонения оси трубы от вертикали не нарушают качественную картину, приведенную на рис.10.15, если они невелики. При значительных отклонениях область пузырькового режима при умеренных U_{20} исчезает.

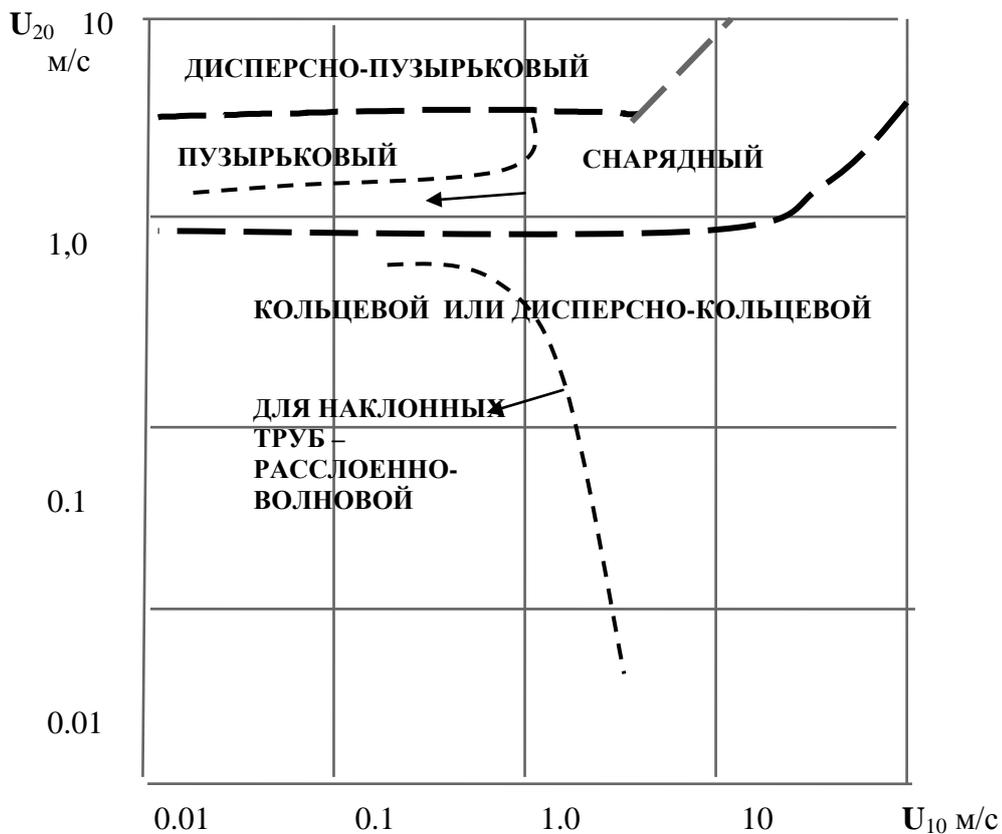


Рис.10.16. Режимы течения для нисходящего двухфазного потока; границы, возникающие при отклонении от вертикали - - - -

Наконец, на рис.10.16 показана карта режимов течения для вертикально-нисходящего потока. Основной ее особенностью является то, что область

кольцевого потока занимает всю нижнюю часть карты. При отклонениях от вертикали возникает область расслоенно-волнового течения, которая расширяется с ростом этих отклонений, а между областями пузырькового и расслоенно-волнового течения появляется зона снарядного или пенного течения.

10.2.3. Режимы течения и теплоотдача при кипении восходящего обогреваемого двухфазного потока в вертикальных трубах

Рассмотрим те изменения, которые вносятся в рассмотренную картину за счет появления обогрева. Режим течения двухфазного потока зависит от теплофизических свойств жидкости и пара, расходов отдельных фаз и от размеров и положения трубы в пространстве, а также и от условий ее обогрева. Визуальные наблюдения и киносъемка показали, что в вертикальных парогенерирующих трубах существуют различные режимы течения (рис. 10.17).

Жидкость, как правило, поступает в канал недогретой до состояния насыщения. Поэтому необходимо определенное количество теплоты и времени, чтобы довести ее до состояния насыщения. Участок 1 является **участком течения однофазной среды** (жидкости) или **экономайзерным участком**. Теплообмен на этом участке определяется условиями конвекции, в однофазной среде: $Nu = f(Re; Gr; Pr)$.

В обогреваемом канале генерация пара начинается значительно раньше достижения средней температуры жидкости температуры насыщения T_n . Пузыри пара образуются на стенке, когда ее температура несколько превышает T_n . Поэтому участок 2 называется **участком поверхностного кипения**. Положение сечения, где начинают зарождаться пузырьки, зависит от плотности теплового потока и массовой скорости теплоносителя. Оно носит название сечения начала кипения (*н.к.*), а соответствующее ему значение относительной энтальпии обозначается как $x_{нк}$. Достигнув определенного размера, пузырь сносится потоком, оставаясь сначала на стенке, а затем отрываясь от нее. В зависимости от величины недогрева пузырь либо конденсируется в ближайших слоях потока, либо мо-

жет проникать в его ядро. При этом происходит турбулизация пограничного слоя и усиление перемешивания в ядре потока, интенсифицирующие теплообмен. При этом на механизм передачи теплоты за счет турбулентного обмена накладывается влияние механизма передачи тепла за счет парообразования.

По мере прогрева пристенного слоя процесс генерации пара интенсифицируется и в конечном итоге уровень теплоотдачи становится практически

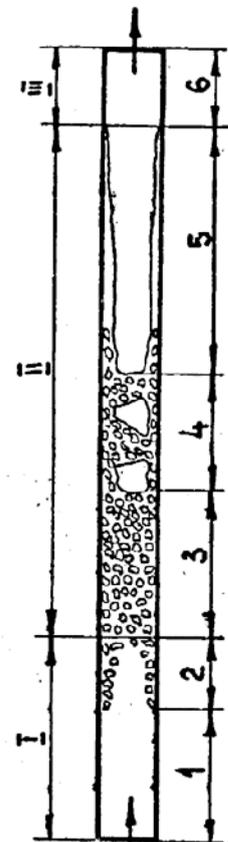


Рис. 10.17. Структура потока при кипении жидкости внутри вертикальной трубы

равным теплоотдаче при пузырьковом кипении. При переходе от участка 2 к участку 3 устанавливается режим **развитого пузырькового кипения** (р.к.), и соответствующее значение относительной энтальпии обозначается как $x_{рк}$. Очевидно, что $x_{нк}$ и $x_{рк}$ отрицательны. Для определения $x_{нк}$ и $x_{рк}$ рекомендуются использовать следующие зависимости:

$$x_{нк} = -\frac{q \cdot c_p}{r \cdot \alpha_k}, \quad (10.18)$$

$$x_{рк} = -140 \left(\frac{q}{r \cdot \rho \cdot w} \right)^{1.1} \left(\frac{\rho \cdot w \cdot d}{\mu'} \right)^{0.2} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0.2}. \quad (10.19)$$

По формуле (10.18) рассчитывают паросодержание у поверхности теплообмена, достигшей температуры насыщения. В режиме развитого кипения турбулизация ядра жидкости паровыми пузырями настолько сильна, что отвод теплоты от стенки полностью определяется этим механизмом. Коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан как при кипении жидкости в большом объеме, например, с помощью уравнения (10.11). Все сказанное выше справедливо, если скорость жидкости не превышает нескольких метров в секунду. В противном случае влияние конвективного теплообмена проявляется и при положительных паросодержаниях.

При умеренных скоростях жидкости любая зависимость для коэффициента теплоотдачи на участке 2 должна быть интерполяционной между конвективным коэффициентом теплоотдачи α_k и величиной $\alpha_{рк}(1 - x_{рк}/x_{см})$. Смысл поправочного множителя состоит в том, что на участке 2 температурный напор определяется как разность температуры стенки и средней температурой потока, в то время как при развитом кипении насыщенной жидкости

$$q = \alpha_{рк} (T_{см} - T_n). \quad (10.20)$$

Если перейти от температур к относительным энтальпиям, то получим поправочный множитель $(1 - x_{рк}/x_{см})$. Одной из возможных форм такой интерполяции является зависимость

$$\alpha_{нк} = \alpha_k + \left[\frac{q}{\frac{q}{\alpha_{рк}} - \frac{x_{рк} \cdot r}{c_p}} - \alpha_k \right] \cdot \left(\frac{x - x_{нк}}{x_{рк} - x_{нк}} \right)^n. \quad (10.21)$$

На участке 3 можно использовать формулу для развитого кипения

$$q = \alpha_{рк} (T_{см} - T_n).$$

Преимуществом формулы (10.21) является наличие предельных переходов к вынужденной конвекции и к развитому кипению при соответствующих значениях x . Объединенные участки канала 1 и 2, где $x_{нк} < x < 0$ называются **кипящим экономайзером**.

Проиллюстрируем теперь на рис. 10.18 общий характер зависимости коэффициента теплоотдачи от тепловой нагрузки при умеренных скоростях цир-

куляции и от скорости циркуляции при различных уровнях тепловой нагрузки.

По данным, представленным на рис. 10.18, можно сделать вывод, что α увеличивается при увеличении как скорости циркуляции, так и тепловой нагрузки.

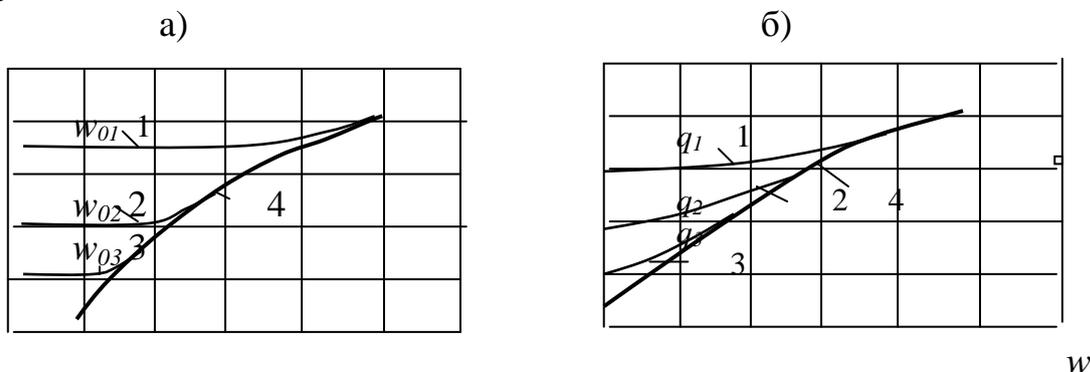


Рис.10.18. Качественный характер изменения теплоотдачи при кипении в трубах в зависимости от скорости циркуляции и тепловой нагрузки:

а - 1, 2, 3 – вынужденная конвекция; 4- развитое кипение; $w_{01} > w_{02} > w_{03}$;
б - 1, 2, 3 – кипение; 4- вынужденная турбулентная конвекция; $q_1 > q_2 > q_3$

При низких паросодержаниях, когда весь поток достигает температуры насыщения, устанавливается пузырьковый режим. В этих условиях пар движется в потоке жидкости в виде отдельных пузырей небольших диаметров, интервал которых зависит от диаметра трубы и обычно составляет $\sim 1-3$ мм.

С увеличением паросодержания пузыри сливаются в крупные образования, занимающие большую часть сечения канала и называемые снарядами. Снаряды разделены прослойками жидкости, в которых так же, как и при пузырьковом режиме, движутся небольшие пузырьки пара. Теплоотдача в этом случае может быть рассчитана, как при пузырьковом кипении жидкости. Участок 4 на рис. 10.17 называется **участком снарядного течения**. Необходимо иметь в виду, что в обогреваемых каналах снарядный режим возникает не всегда, а лишь при небольших удельных тепловых нагрузках. Это показали эксперименты по исследованию структуры пароводяных потоков с помощью лазерного излучения. При этом выяснилось, что интенсивная генерация пара на стенке не дает возможности сформироваться снарядному течению. При кипении в условиях насыщения снарядный режим при вертикальном течении практически отсутствует. Интенсивная генерация пузырей на стенке приводит к тому, что пузырьковый режим через зону пенного режима переходит в дисперсно-кольцевой, то есть граница дисперсно-кольцевого сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей фаз.

С дальнейшим увеличением паросодержания снаряды сливаются между собой и устанавливается **кольцевое течение** (рис.10.17). При этом режиме пленка жидкости движется по периметру вдоль стенки трубы. Однако чисто кольцевого течения при восходящем движении не существует. В паро-

вом стержне в центре трубы в любом случае движется некоторая часть жидкости в виде отдельных капель.

Дальнейшее возрастание паросодержания приводит к **дисперсно-кольцевому** режиму течения пароводяной смеси, когда значительная или даже бóльшая часть жидкости распределена по всему сечению трубы и движется в виде потока капель. Необходимо отметить, что дисперсно-кольцевой режим реализуется в наиболее широком интервале паросодержаний. При низких давлениях скорость парожидкостной смеси в ядре потока может быть весьма велика. Поэтому на механизм передачи тепла за счет парообразования накладывается влияние конвекции в парожидкостной среде. Теплоотдача на этом участке может быть рассчитана по формуле ЦКТИ:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\delta,o}} = \sqrt{\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_{\delta,o}}\right)^2 + 0,5 \left[1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{r \cdot w_{cm} \cdot \rho'}{q}\right)^{1,5}\right]}, \quad (10.22)$$

где $\alpha_{\delta,o}$ - рассчитывается по (9.11). $\alpha_k = \sqrt{\alpha_{\delta,k}^2 + \alpha_{\delta,o}^2}$ $\alpha_{\delta,k}$ - теплоотдача при вынужденной конвекции.

Очевидно, что каждый участок трубы с одним из перечисленных режимов течения характеризуется одним или несколькими механизмами передачи теплоты, определяющими интенсивность теплоотдачи. Выделить в настоящее время каждый из этих участков и построить для него свои зависимости довольно сложно. Поэтому наибольшее распространение получают зависимости, учитывающие усредненную интенсивность теплообмена по всей части поверхности трубы, где существует развитое кипение.

Переход от режимов с малым паросодержанием к режимам с большим паросодержанием неявным образом учитывается формулой (10.21), но и в ней границы режимов не фигурируют. В приведенной формуле, как и в большинстве других, описывается лишь монотонный рост коэффициента теплоотдачи с ростом паросодержания, хотя имеются и исключения из этого правила.

Описанная в этом разделе картина может быть названа укрупненной поскольку в ней не учитывается наличие переходных режимов, существующих в более узком диапазоне параметров, а также соответствующие им изменения поведения теплоотдачи.

Исследователем Кандликாரом получены формулы, являющиеся наиболее популярными в зарубежной литературе:

$$\frac{\alpha_b}{\alpha_c} \Big|_{bd} = (1-x)^{0,8} [0,668 C_0^{-0,2} f_0 + 1058 B_0^{0,7} F], \quad (10.23)$$

$$\frac{\alpha_b}{\alpha_c} \Big|_{cd} = (1-x)^{0,8} [1,136 C_0^{-0,9} f_0 + 667,2 B_0^{0,7} F]. \quad (10.24)$$

Формулы построены на базе сочетания общего подхода и использования поправок для отдельных жидкостей. Основными безразмерными симплексами, используемыми в зависимости (10.24), являются

$$C_0 = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0,5}; \quad B_0 = \frac{q}{G \cdot r}. \quad (10.25)$$

Второй из симплексов (10.25) является относительной скоростью парообразования. Параметр F в формулах (10.23, 10.24) приведен в табл. 10.1.

Параметр F в формулах (10.23, 10.24) от вида жидкости для медных труб

Таблица 10.1

Жидкость	F	Жидкость	F
Вода	1,0	R-124	1,90
Пропан	2,15	R-125	1,10
R-12	1,50	R-134a	1,63
R-22	2,20	R-142a	1,10
R-32	1,20	R-410a	1,72

Расчетная зависимость **Н.Г. Стюшина** является наиболее известной из отечественных:

$$\frac{Nu_{\text{кип}}}{Nu_{\text{б.к}}} = 6150 \cdot N^{0,7}, \quad (10.26)$$

где $N = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{C_p \cdot T_n} \right)^{0,333}$. При $N \leq 0,4 \cdot 10^{-5} \rightarrow Nu_{\text{кип}} = Nu_{\text{б.к}}$;

$Nu_{\text{б.к}}$ - рассчитывается по уравнениям для течения однофазной жидкости.

10.2.4. Нисходящий двухфазный поток в вертикальных трубах

Различают 6 режимов при опускном течении кипящей жидкости в вертикальной трубе (рис. 10.19). В отличие от восходящего режима течения в условиях развитого пузырькового кипения, при котором пузырьки распределены по всему сечению трубы, при нисходящем **пузырьковом** потоке паровые пузырьки концентрируются вокруг оси трубы (рис. 10.19 а). В этих условиях скорость пара ниже скорости течения жидкости. Поэтому при всех режимах течения доля сечения, занятая паром, выше, чем при подъемном движении.

С увеличением расхода газа пузырьки образуют большие газовые образования – пробки, имеющие форму снарядов. Этот **снарядный режим** течения (рис. 10.19 б) более устойчив, чем при подъемном течении.

Кольцевой режим течения может иметь несколько модификаций. При малых расходах жидкости и газа пленка жидкости стекает вниз по стенке трубы - **пленочный** – (рис. 10.19 в). С увеличением расхода газа образуется пузырьковая **падающая пленка** - (рис. 10.19 г), затем **пенный режим** тече-

ния - (рис. 10.19 д), который при достаточно высоких расходах газа может перейти в дисперсно-кольцевой режим - (рис. 10.19 е).

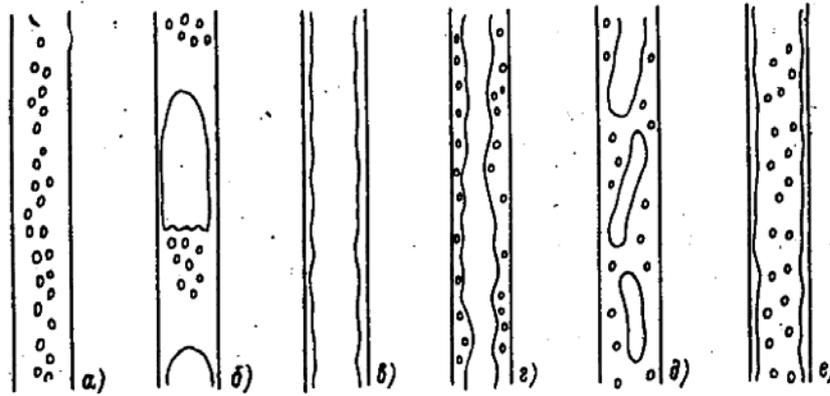


Рис. 10.19. Нисходящий поток в вертикальной трубе:

а - пузырьковый; б - снарядный; в - падающая пленка; г - кипящая падающая пленка; д - пенный; е - дисперсно-кольцевой

Основным режимом при нисходящем течении является кольцевой режим.

На рис. 10.20 показано экспериментально полученное распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по длине трубы при гравитационном

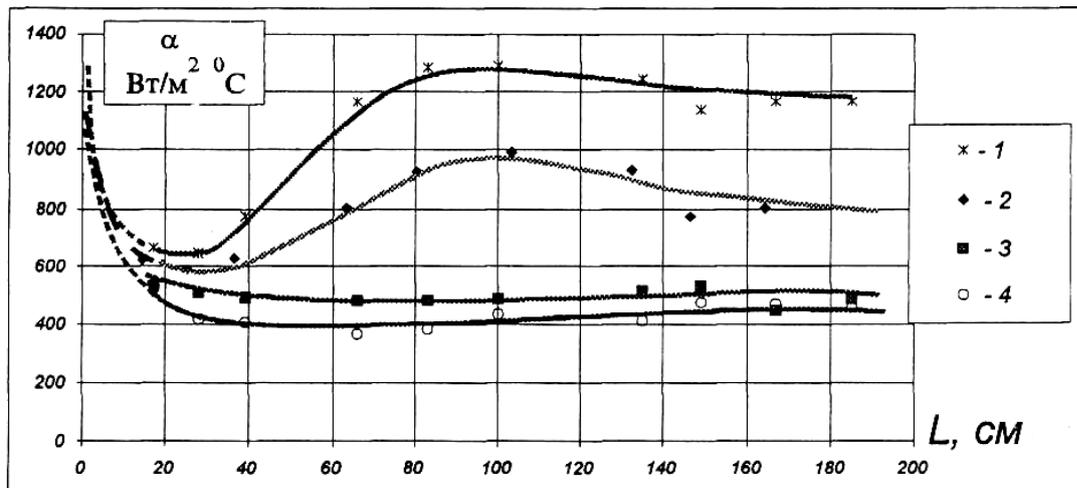


Рис. 10.20. Распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по длине трубы при малых числах Re при гравитационном течении пленки жидкости: 1 - $Re = 3045$, 2 - $Re = 430$, 3 - $Re = 255$, 4 - $Re = 182$

течении пленки жидкости, которое является реализацией кольцевого режима. На рис.10.20 показано, что в пределах 20 см длины экспериментальной трубы расположен начальный участок, характеризующийся уменьшением α , и далее участок стабилизированного теплообмена. Теплоотдача в каждом конкретном случае, как при кипении, так и при течении однофазной среды, определяется условиями теплообмена: режимом течения потока, его теплофизическими свойствами и т.д. Средняя по поверхности трубы теплоотдача для данного случая может быть рассчитана по формуле

$$Nu_{м.ж.} = (0,165Re_{ж}^{0,16} - 0,4)Pr_{ж}^{0,34} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c}\right)^{0,25} \cdot \varepsilon_a, \quad (10.27)$$

где $Nu_{м.ж.} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}$ - модифицированное число Нуссельта, $\varepsilon_a = 0,8 \div 1,0$ - поправочный коэффициент.

Уравнение справедливо при $Re > Re_{кр}$. $Re_{кр} = 2200Pr^{-0,3}$.

10.2.5. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах

При кипении в трубе, как при кипении в большом объеме, в определенных случаях происходит кризис теплоотдачи. Различают два основных вида кризиса теплоотдачи при течении в трубах, которые были определены В.Е. Дорощуком:

- кризис 1-го рода, который характеризуется потерей устойчивости кипящего двухфазного слоя; этим он напоминает кризис кипения в большом объеме;

- кризис кипения 2-го рода, который имеет место лишь при дисперсно-кольцевом течении и возникает в результате испарения кипящей пристенной жидкой пленки. Особенностью кризиса кипения 2-го рода является то, что он в большей степени определяется паросодержанием, нежели значением удельной тепловой нагрузки.

Три участка зависимости критической плотности теплового потока от паросодержания при кипении в каналах изображены на рис.10.21. Первый участок соответствует кризису 1-го рода. При этом мы наблюдаем сильно убывающую зависимость критической плотности теплового потока от x .

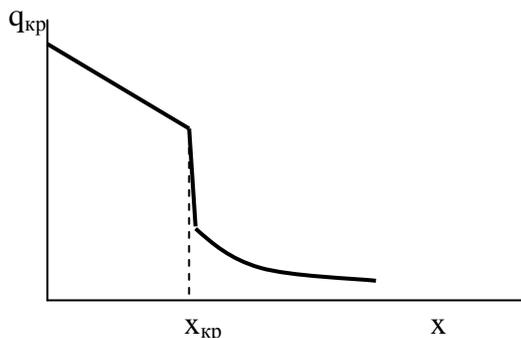


Рис.10.21. Качественная картина кризиса теплоотдачи в канале

Второй участок соответствует кризису кипения 2-го рода. При этом кризис определяется значением **критического паросодержания $x_{кр}$** . Наконец третий участок соответствует так называемому **кризису выпаривания**, при котором возникает **кризис испарения**.

В этом случае кризис возникает при образовании так называемых **сухих пятен** то есть участков поверхности, где отсутствует жидкость. Поскольку плотность теплового потока здесь мала, то

сильного перегрева поверхности, приводящего к ее разрушению, не возникает.

10.2.6. Закризисный теплообмен

После возникновения кризиса поверхность теплообмена оказывается осушенной. Жидкость находится лишь в ядре потока, причем чаще всего в диспергированном (капельном) виде. Исключение составляет лишь закри-

зисный режим в сильно недогретом потоке. В этом случае жидкость может образовывать жидкостное ядро потока.

Процесс закризисного теплообмена может быть качественно представлен в следующем виде.

Теплоотдающая поверхность сохраняет температуру существенно выше температуры насыщения. Поэтому эта поверхность не может быть смочена жидкостью. Теплота от поверхности теплообмена может передаваться непосредственно пару или каплям жидкости, попадающим в пристенный слой, через паровой зазор. Пар, получая теплоту от поверхности, перегревается относительно температуры насыщения и передает часть аккумулированной теплоты каплям, которые начинают испаряться. В местах сухих пятен теплоотдача равна теплоотдаче от чистого пара.

10.3. Кипение в неоднородных средах

Рассмотрим так называемые **дисперсные среды**. Система, в которой один или несколько компонентов равномерно распределены (диспергированы) в среде другого компонента, называется дисперсионной средой.

Дисперсные системы классифицируются по ряду признаков:

- а) по числу фаз;
- б) по числу компонентов;
- в) по агрегатному состоянию диспергированного вещества и дисперсионной среды;
- г) по величине частиц диспергированного вещества.

По числу фаз системы подразделяются на **гомогенные** и **гетерогенные**.

Первые из них - это растворы, газовые смеси или смеси жидкостей с жидкостями, взаимно растворяющимися в любой пропорции, в которых состав и физические свойства одинаковы или непрерывно меняются от точки к точке.

Вторые состоят из двух или более гомогенных областей – фаз. Каждая фаза отделена друг от друга **поверхностью раздела**, при переходе через которую скачком меняется химический состав и физические свойства. Понятие фазы в данном случае рассматривается более широко, чем агрегатное состояние. Например, для двух несмешивающихся жидкостей каждая из них является отдельной фазой.

По числу компонентов дисперсные системы подразделяются на двухкомпонентные (дисперсионная среда и одно диспергированное вещество) и многокомпонентные системы.

По агрегатному состоянию принципиально возможны любые сочетания диспергированного вещества и дисперсионной среды.

По размерам частиц диспергированного вещества (для жидкой дисперсионной среды, которая будет рассматриваться ниже) дисперсные системы подразделяются на:

- а) $d > 100$ нм - **грубые взвеси** (для случая диспергированной жидкости – эмульсии);

б) $d \sim 100 - 1 \text{ нм}$ – **коллоидные растворы** или **золи**;

в) $d < 1 \text{ нм}$ – **истинные растворы**, в которых диспергированное вещество находится в виде ионов, отдельных молекул или из их ассоциатов с малой степенью ассоциации.

10.3.1. Некоторые сведения из химической термодинамики

При изучении процессов, протекающих в однокомпонентной среде, используются методы технической термодинамики. При анализе процессов, протекающих в дисперсных системах, используются методы химической термодинамики, которые позволяют расширить возможности термодинамического подхода и распространить их на многокомпонентные системы.

Общие выражения для первого и второго начал термодинамики через термодинамические функции при этом остаются справедливыми, но сами функции помимо обычных аргументов, становятся зависимыми также от состава системы, то есть от масс входящих в систему веществ, которые могут меняться в ходе процессов, проходящих в системе. Методические подходы, используемые в рассматриваемой проблеме принадлежат Дж.У.Гиббсу.

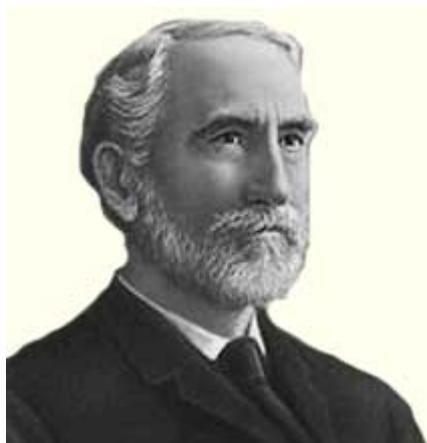


Рис. 10.22. Д.У. Гиббс

Джозия Уиллард Гиббс (1839-1903) — американский физик-теоретик, один из создателей термодинамики и статистической механики (рис. 10.22). Разработал теорию термодинамических потенциалов, открыл общее условие равновесия гетерогенных систем — правило фаз, вывел уравнения Гиббса — Гельмгольца, Гиббса — Дюгема, адсорбционное уравнение Гиббса. Установил фундаментальный закон статистической физики — распределение Гиббса. Уиллард предложил графическое изображение состояния трехкомпонентной системы (треугольник Гиббса). Заложил основы термодинамики поверхностных явлений и электрохимических процессов. Ввел понятие адсорбции

Гиббс первым начал использовать энтропию как количественную величину при анализе физико-химических процессов, установив, что изменение энтропии в каждой реакции имеет громадное значение. Для таких процессов Гиббс определил новые величины, связанные с энтропией, которые позволили ему предсказать заранее, произойдет или не произойдет химическая реакция или физическое превращение. Он определил также состояние реакции, обеспечивающее ее продолжение. Он назвал эти величины химическими потенциалами. Химический потенциал, также как энтропия, является физическим свойством вещества.

Свободная энергия (изохорно-изотермический потенциал) $F = U - TS$, которую иногда называют свободной энергией Гиббса, и изобарно-изотермический потенциал $Z = I - TS$, являются основными термодинамическими функциями для анализа указанных систем

$$F = F(T, V, n_1, n_2, n_3, \dots), \quad (10.28)$$

$$Z = Z(T, p, n_1, n_2, n_3, \dots). \quad (10.29)$$

Дифференциальные уравнения, описывающие изменения указанных потенциалов, имеют вид

$$dF = -S dT - p dV + \sum (\partial F / \partial n_i) dn_i, \quad (10.30)$$

$$dZ = -S dT + V dp + \sum (\partial Z / \partial n_i) dn_i. \quad (10.31)$$

Величины $\mu_i = (\partial F / \partial n_i) = (\partial Z / \partial n_i)$ носят название химических потенциалов. Заметим, что химический потенциал компонента равен удельному значению соответствующего термодинамического потенциала. Можно показать, что эти удельные значения одинаковы для всех термодинамических функций. Выражения (10.30) и (10.31) можно записать в виде

$$dF = -S dT - p dV + \sum \mu_i dn_i, \quad (10.32)$$

$$dZ = -S dT + V dp + \sum \mu_i dn_i. \quad (10.33)$$

В условиях равновесия, когда все аргументы постоянны, дифференциалы dF , dZ обращаются в ноль. Как и для других видов потенциала, случай устойчивого равновесия соответствует минимуму F или Z и их второй дифференциал при этом будет отрицательным

$$d^2F < 0, \quad d^2Z < 0. \quad (10.34)$$

Важным параметром процесса теплоотдачи при кипении растворов является **температурная депрессия** (рис.10.23).

В точке кипения чистого растворителя химические потенциалы жидкой и газовой фаз одинаковы. При растворении химический потенциал жидкости уменьшается, а зависимость для химического потенциала паровой фазы остается неизменной, поскольку растворенные вещества обычно не летучи, и паровая фаза практически состоит из пара растворителя. В результате точка фазового равновесия сдвигается в сторону более высоких температур. К такому же результату приводят рассуждения с использованием понятия давления насыщения. При растворении давление пара растворителя над поверхностью снижается в соответствии с законом Рауля. Поэтому необходима более высокая температура, чтобы сохранить давление, равное давлению окружающей среды, что приводит к росту температуры кипения.

10.3.2. Условия фазового равновесия

Фазовыми равновесиями называются равновесия в гетерогенных системах, в которых происходят лишь фазовые переходы, но отсутствует химическое взаимодействие. Примером такого фазового перехода может служить переход любого компонента из раствора в пар.

Если в системе, состоящей из двух фаз α и β , происходит переход компонента i из фазы α в фазу β , то изменение потенциала Z определится как

$$dZ = (\mu_i^\beta - \mu_i^\alpha) dn_i . \quad (10.35)$$

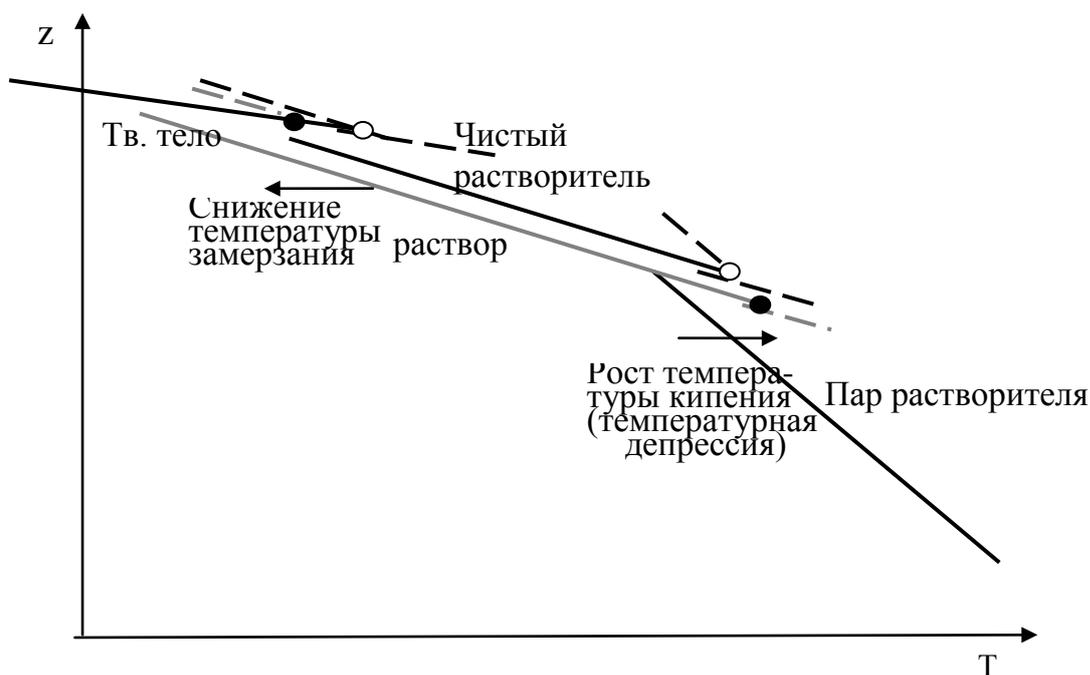


Рис. 10.23. Иллюстрация изменения химического потенциала при растворении и возникновении температурной депрессии

Поскольку $dZ = 0$, то

$$\mu_i^\beta = \mu_i^\alpha . \quad (10.36)$$

Условием фазового равновесия в любой гетерогенной системе является равенство химических потенциалов любого компонента во всех фазах системы.

Химический потенциал компонента для находящихся в равновесии паре и твердом теле или паре и жидкости (чистой жидкости или растворе) должен быть одинаков для обеих фаз. Иначе равновесие не будет иметь места.

Механизм процесса растворения имеет много общего с процессом испарения, поскольку в основе обоих процессов лежит тепловое движение молекул. Растворение может сопровождаться выделением или поглощением теплоты. Например, теплота выделяется при растворении спирта в воде. Растворы, в которых растворение не сопровождается тепловыми эффектами, называются **идеальными растворами**.

Давление насыщенного пара идеального раствора или идеальных смесей равняется сумме давлений чистых компонентов, помноженной на концентрацию $p = \sum z_i p_{0i}$. Это одна из формулировок закона Рауля: парциальные давления паров компонентов пропорциональны их концентрациям в смеси. Для бинарной смеси $p_1 = (1 - x)p_1^0$; $p_2 = x \cdot p_2^0$,

где x – концентрация 2-го компонента в жидкой смеси, а индекс 0 соответствует чистому компоненту.

Если пары компонентов можно рассматривать как идеальные газы, то согласно закону Дальтона $p_1 = (1 - x_n)p$; $p_2 = x_n \cdot p$, где x_n – доля 2-го компонента в паре, а p – полное давление $p = p_1 + p_2$.

Отсюда имеем $x_n = \frac{x \frac{p_1^0}{p_2^0}}{1 + x \left(\frac{p_1^0}{p_2^0} - 1 \right)}$, то есть состав пара над смесью и состав смеси не одинаковы. Исключением являются смеси с так называемой азеотропной точкой при азеотропическом составе, когда смесь ведет себя как однокомпонентная.

Сказанное иллюстрируется на рис. 10.23, где нижнюю (сплошную) линию иногда называют пузырьковой, а верхнюю (пунктирную) – капельной. Процесс кипения идет вдоль нижней линии, а процесс конденсации – вдоль верхней.

Получим выражение для химического потенциала, когда пар рассматривается как идеальный газ, а раствор – как бесконечно разбавленный (идеальный). Для этого рассмотрим работу расширения, которая равна уменьшению изохорного потенциала

$$dA = p \cdot dV = - dF \quad (10.37)$$

Используем уравнение идеального газа в форме

$$p = n \cdot R \cdot T / V \quad (10.38)$$

где n – число молей.

Подставив (10.38) в (10.37), после его интегрирования получим

$$A = n \cdot R \cdot T \cdot \ln (V/V_0) = F_0 - F \quad (10.39)$$

Разделив это уравнение на n , по определению химического потенциала имеем

$$\mu_0 - \mu = R \cdot T \cdot \ln (V/V_0) = R \cdot T \cdot \ln (p_0/p)$$

или

$$\mu = \mu_0 + R \cdot T \cdot \ln p/p_0 \quad (10.40)$$

Будем считать μ_0 стандартным потенциалом, соответствующим давлению p_0 , которое обычно принимают равным $0,1$ МПа (или атмосферному).

Если газ находится в составе смеси, то

$$\mu_i = \mu_{0i} + R \cdot T \cdot \ln p_i/p_0 \quad (10.41)$$

Величину $\exp[(\mu - \mu_0)/R \cdot T]$ называют **относительной термодинамической активностью**. Для идеального раствора она равна мольной концентрации.

Для неидеальных растворов и реальных газов вместо давления в уравнения (10.39), (10.40) вводится величина **фугитивности** f или $a \cdot p$, где a – **активность**.

Компонента, для которой $a > 1$, $f > p$, имеет меньшее парциальное давление, чем то, которое определяется формулами для идеального раствора.

Раствор с максимально возможной в данных условиях концентрацией называется **насыщенным раствором**. Насыщенный раствор находится в равновесии с чистым растворенным веществом. Растворимость зависит от температуры и давления.

Для многокомпонентного раствора или смеси число фаз в равновесном состоянии не может превышать число компонентов более чем на 2, т. е.

$m \leq n + 2$. Это соотношение называется **правилом фаз Гиббса**. Гиббс изложил его всего на четырех страницах, не приведя какого-либо конкретного примера. В течение последующих пяти - десяти лет ученые написали множество книг и монографий, посвященных правилу фазы Гиббса, описывая его применительно к минералогии, петрографии, физиологии, металлургии и всем остальным областям науки. Правило ставило условия, в которых определенные соединения для различных фаз должны находиться в состоянии равновесия: жидком, твердом и газообразном. Вскоре оно было признано наиболее важным линейным уравнением в истории науки.

Существует следующая зависимость между тепловым эффектом растворения и растворимостью: в случае положительного теплового эффекта растворимость понижается одновременно с температурой, а в случае отрицательного – увеличивается.

Закон Генри в данном случае звучит так: парциальное давление каждого компонента пропорционально доле этого компонента в жидком растворе. Отсюда можно получить и обычную формулировку закона Генри: растворимость газа в жидкости пропорциональна давлению.

Процесс парообразования в смесях отличается от парообразования в однокомпонентных жидкостях. В зависимости от условий процесса изменение теплоотдачи по сравнению с кипением чистого основного компонента может быть незначительным или, наоборот, большим.

10.3.3. Поверхностное натяжение и капиллярные эффекты

Поверхностное натяжение. Молекулы жидкости, находящиеся в поверхностном слое, располагают избыточной энергией. Полная потенциальная энергия состоит из поверхностной и объемной.

Очевидно, что объемная часть не зависит от формы объема. Исходя из общих принципов механики, система стремится к минимуму потенциальной энергии. Поэтому, если система состоит из разнородных тел, она будет стремиться иметь минимальную поверхность или минимальную поверхностную энергию.

Пусть некоторое количество жидкости располо-

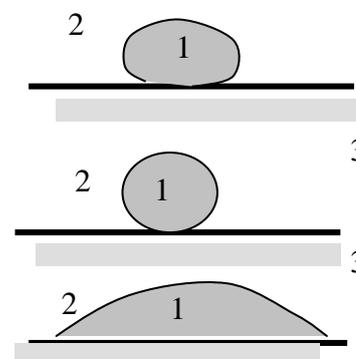


Рис. 10.24. Молекулы жидкости в поверхностном слое: 1 - жидкость; 2 - воздух; 3 - поверхность

жено на горизонтальной пластине в виде капли (рис. 10.24). При этом σ_{12} , σ_{23} , σ_{13} – удельные поверхностные энергии для трех вариантов контакта: 1 – жидкость, 2 – воздух, 3 – пластина, а S_{12} , S_{23} , S_{13} – соответствующие площади контакта.

Рассмотрим изменение энергии, связанное с деформацией капли.

$$\Delta U = \sigma_{12} \cdot \Delta S_{12} + \sigma_{23} \cdot \Delta S_{23} - \sigma_{13} \cdot \Delta S_{13}.$$

По мере отрыва жидкости от пластины общая поверхностная энергия уменьшается при σ_{12} , σ_{23} – малых, а σ_{13} – большом значении. Минимуму будет соответствовать сферическая форма. Тогда $S_{13} = 0$. Это соответствует случаю «несмачивания». Если σ_{12} , σ_{13} – малы, а σ_{23} – велика, то поверхностная энергия уменьшается при растекании жидкости

$$\Delta U = \sigma_{12} \cdot \Delta S_{12} + \sigma_{13} \cdot \Delta S_{13} - \sigma_{23} \cdot \Delta S_{23}.$$

Это случай «смачивания».

Краевой угол. (рис. 10.25).

Для равновесия в точке контакта трех сред необходимо выполнение условия

$$\sigma_{12} \cdot \cos \theta - \sigma_{23} + \sigma_{13} = 0.$$

Отсюда получаем, что

$$\cos \theta = (\sigma_{23} - \sigma_{13}) / \sigma_{12}.$$

Угол θ носит название краевого угла: при малых углах – частичное смачивание, больших – частичное несмачивание.

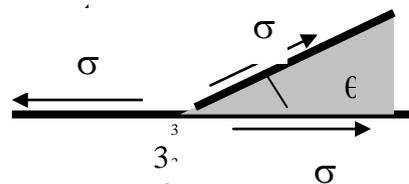


Рис. 10.25. Понятие краевого угла

10.4. Теплоотдача при кипении растворов

Зависимость коэффициента теплоотдачи от режимных параметров и свойств раствора при кипении смесей нелетучих веществ и взаимно растворимых жидкостей значительно сложнее, чем при кипении однокомпонентных вследствие воздействия концентрации растворенного вещества. Теплоотдача растворов, как видно из кривых, приведенных на рис 10.26, как правило,

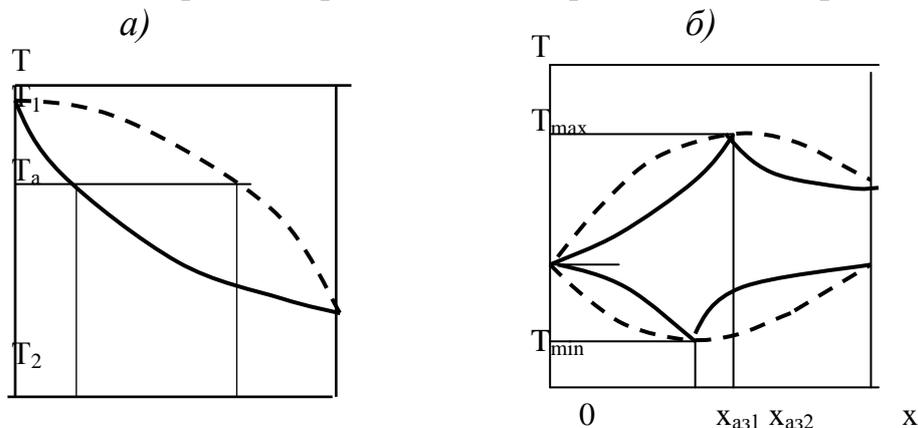


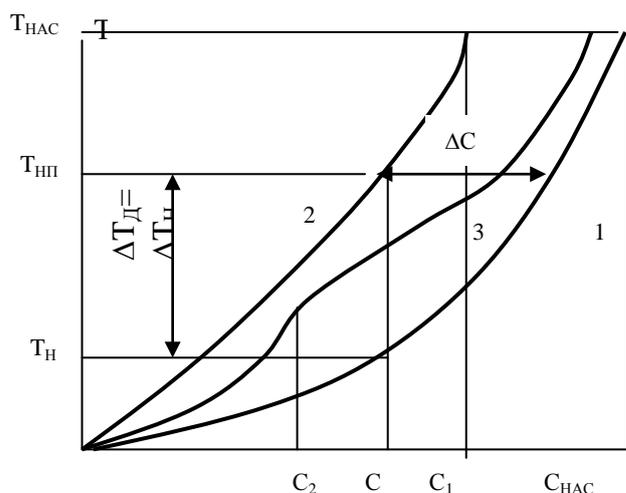
Рис. 10.26. Температура кипения в зависимости от состава жидкой — и паровой - - фазы для смеси без азеотропной точки (а) и с

азеотропной точкой (б), где совмещены два случая – максимально и минимально кипящей смеси

существенно ниже, чем при кипении чистых растворителей для тех же условиях. Это снижение увеличивается с ростом концентрации растворенного вещества. При кипении смесей жидкостей, не образующих азеотропных составов, зависимость α от концентрации низкокипящего компонента (НК) смеси имеет один экстремум – минимум. При этом коэффициент теплоотдачи α значительно ниже средневзвешенного значения α_a , условно найденного по уравнению $\alpha_a = \alpha_{нк} c_{нк} + \alpha_{вк} (1 - c_{нк})$.

Показатель степени в зависимости теплоотдачи от плотности теплового потока также меняется в зависимости от концентраций раствора.

В процессе кипения при одной и той же разности концентраций у поверхности пузыря и в основном объеме жидкости $\Delta b = c_n - c$ (рис. 10.27), превышение температуры насыщения у поверхности пузыря над ее значением в основном объеме $\Delta T_n = T_{нп} - T_n$ с ростом концентрации становится больше. Величина $\Delta T_d = \Delta T_n$ называется избыточной температурной депрессией, так как определяет дополнительное снижение температурного напора при кипении, связанное с повышением реальной концентрации вблизи поверхности пузыря вплоть до насыщения. Ей определяется дополнительное снижение



температурного напора при кипении. Если этому условию концентрация в основном объеме C_1 удовлетворяет, то далее депрессия

Рис.10.27. Зависимость температуры насыщения от концентрации раствора

будет уменьшаться и коэффициент теплоотдачи при C , превышающем C_1 , будет расти.

Из кривых, приведенных на рис. 10.28 [1], видно, что при концентрации α , $\text{кВт/м}^2 \cdot \text{град}$

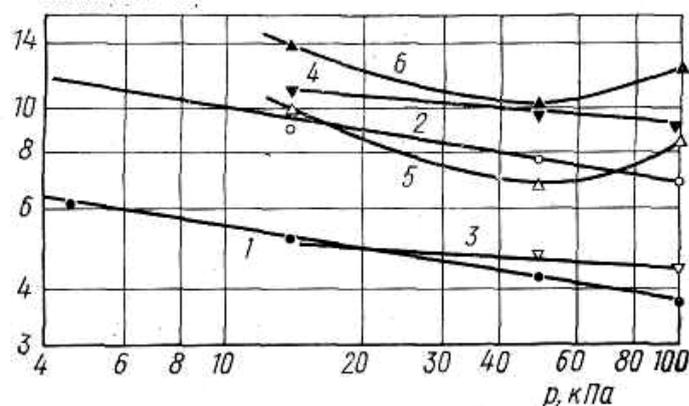


Рис.10.28. Зависимость коэффициента теплоотдачи от давления при кипении водного раствора LiBr в большом объеме: 1 – $C=50\%$, $q=53-57 \text{ кВт/м}^2$; 2 – $C=50\%$, $q=134 \text{ кВт/м}^2$; 3 – $C=25\%$, $q=53,5 \text{ кВт/м}^2$; 4 – $C=25\%$, $q=134 \text{ кВт/м}^2$; 5 – $C=10\%$, $q=90 \text{ кВт/м}^2$; 6 – $C=10\%$, $q=140 \text{ кВт/м}^2$

$C = 50\%$ 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.

Зависимость $a = f(C)$ для растворов KBr , $NaCl$, $LiCl$, показанная на рис. 10.29, представляет собой непрерывно убывающую с ростом концентрации растворенного вещества функцию. При кипении растворов $NaOH$, $NaNO_3$ и Na_2CO_3 кривые $a=f(C)$ проходят через минимум, резко выраженный для раствора $NaOH$ и значительно слабее для растворов $NaNO_3$ и Na_2CO_3 .

Сложный характер зависимостей $\alpha = f(q, p, C)$ при кипении растворов объясняется различием их физико-химических свойств и, как следствие, особенностями протекания процесса. В частности, у поверхности теплообмена в области растущих пузырей формируется концентрационный пограничный слой (КПС), где концентрация раствора больше, чем в основном объеме.

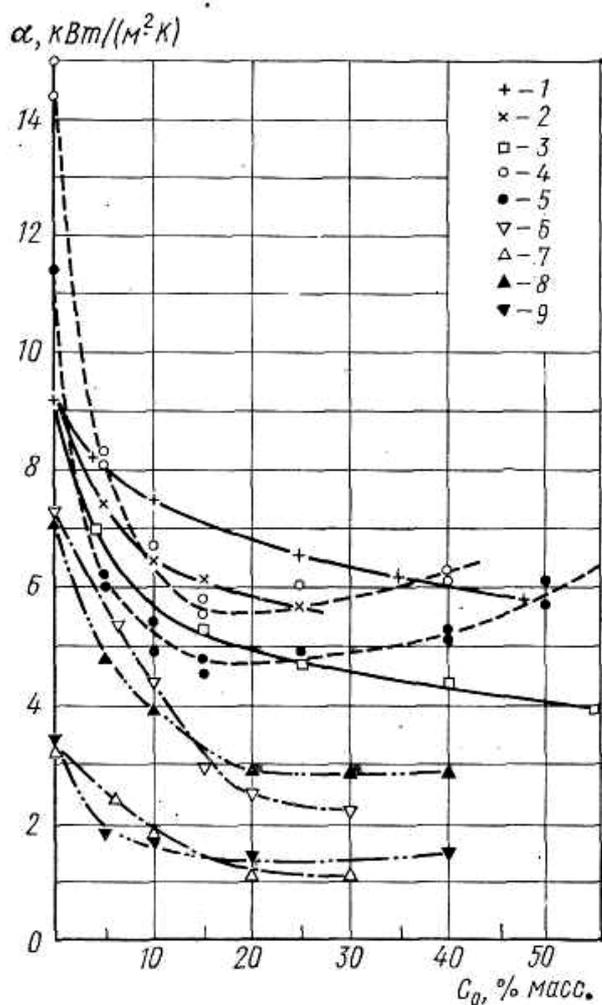


Рис. 10.29. Зависимость α от C при кипении водных растворов в большом объеме [1]: 1, 2, 3 – соответственно KBr , $NaCl$, $LiCl$: $q=95$ кВт/м², $p=1,6 \cdot 10^5$ Па; 4, 5 – $NaOH$: $q=125$ и 77 кВт/м², $p=1,0 \cdot 10^5$ Па; 6, 7 – Na_2CO_3 : $q=51,7$ и $13,8$ кВт/м², $p=1,0 \cdot 10^5$ Па; 8, 9 – $NaNO_3$: $q=51,7$ и $13,8$ кВт, $p=1,0 \cdot 10^5$ Па

Повышение концентрации в пределах КПС объясняется тем, что в паровую фазу преимущественно переходит лишь растворитель. Поэтому в пределах КПС концентрация раствора изменяется от максимального значения у поверхности образования пузырей до исходного значения.

Градиенты химических потенциалов, возникающие в концентрационном поле, вызывают встречные потоки компонентов раствора в направлении норма-

ли к поверхности раздела фаз. Частицы растворителя движутся к поверхности пузыря, а частицы растворенного вещества — из КПС вглубь раствора. Следует отметить, что такая картина движения наблюдается при отсутствии или слабо выраженном эффекте термодиффузии.

Таким образом, возникает неоднородное концентрационное поле с встречными потоками растворителя и растворенного вещества, которые определяются как диффузией, так и термодиффузией.

Температура насыщения у поверхности пузыря $t_{нп}$ при повышении концентрации нелетучего вещества в растворе стремится превысить температуру насыщения в объеме раствора t_n на величину $\Delta t_n = t_{нп} - t_n$. Следовательно, при испарении раствора в паровой пузырь радиусом R разность температур жидкости у поверхности пузыря и в основном объеме должна быть определена в виде суммы двух составляющих $(\Delta t_{ж}) = \Delta t + \Delta t_n$. Одна из них Δt обусловлена эффектами Лапласа и Томсона и была рассмотрена ранее, а другая Δt_n - ростом концентрации у поверхности пузыря. Повышение температуры кипения в зоне зарождения и роста паровых пузырей приводит к снижению перегрева жидкости у теплоотдающей поверхности, уменьшению числа активных зародышей паровой фазы, скорости роста, частоты отрыва паровых пузырей и снижению интенсивности теплообмена.

Значение Δt_n зависит от разности концентраций ΔC в пределах КПС, а также от крутизны кривой, определяющей вид функции $t_n=f(C)$. При одинаковом ΔC значение Δt_n будет большим при большей dt_n/dC .

ΔC возрастает при увеличении массовой скорости испарения $\rho'' \cdot w_0$, которая пропорциональна плотности теплового потока q .

С увеличением диффузии разность концентраций в КПС уменьшается. Чем меньше значение D , тем ниже оказываются α .

Турбулентный обмен также способствует снижению ΔC , поэтому при кипении растворов в условиях вынужденного движения с ростом скорости w

Таблица 10.2

Коэффициенты диффузии разбавленных и концентрированных водных растворов электролитов при $t - 25^\circ\text{C}$

Раствор	Бесконечно разбавленный раствор $c=0,0 \dots$	$D \cdot 10^9, \text{ м}^2/\text{с}$				
		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 ₄ NO ₃	1,929	1,769	1,724	1,690	1,633	1,578

разность концентраций ΔC уменьшается.

В табл. 10.2 представлены коэффициенты диффузии разбавленных и концентрированных водных растворов.

Авторы работы [3] получили уравнение для расчета повышения концентрации на границе раздела фаз $\Delta C = 1,1284 \rho'' \cdot w_0 \sqrt{\tau/D}$. (10.42)

ΔC , в уравнении (10.42), пропорциональна $\rho'' \cdot w_0$ и обратно пропорциональна \sqrt{D} . Следовательно, процесс переноса массы вещества, обусловленный испарением, оказывает большее влияние на ΔC , чем процесс переноса молекулярной диффузией.

В условиях вынужденного движения жидкости в результате наложения турбулентного обмена снижается депрессирующее воздействие диффузионных процессов, поэтому с ростом скорости кривая 2 на рис. 10.27 должна деформироваться в кривую, подобную кривой 3.

Зависимости α от q при кипении воды и водных растворов KBr , $NaCl$ и $LiCl$ в вертикальной медной с луженой поверхностью трубе внутренним диаметром $d=6$ мм показаны на рис. 10.30 [1]. Значения α определены при паросодержаниях потока, близких к нулю и давлении $p=1,6 \cdot 10^5$ Па. При кипении в условиях вынужденного движения зависимости $\alpha = f(C)$ для представленных на рис. 10.30 растворов, так же как и при кипении в большом объеме,

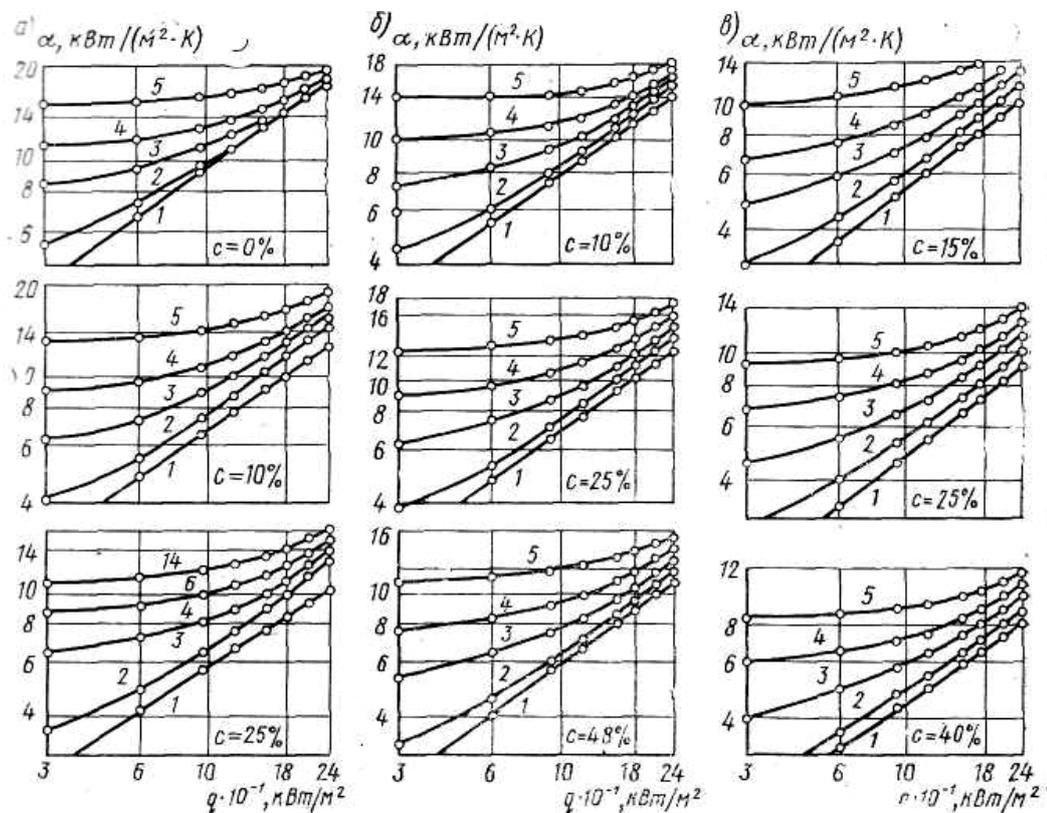


Рис. 10.30. Зависимость α от c , w_0 и q при кипении растворов $NaCl$ (а), KBr (б) и $LiCl$ (в), $p=1,6 \cdot 10^5$ Па: 1 - большой объем; 2 - $w_0 = 0,6$ м/с; 3 - $w_0 = 1,2$ м/с; 4 - $w_0 = 1,8$ м/с; 5 - $w_0 = 2,7$ м/с; 6 - $w_0 = 2,4$ м/с (кипение в трубах)

расположились соответственно значениям производных $\partial t_H / \partial C$ и коэффициентов диффузии. Влияние скорости циркуляции на α при кипении водных растворов сильнее, чем при кипении воды. Интенсивность теплообмена повышалась при увеличении их скорости циркуляции и α были выше, чем при кипении в большом объеме.

Зависимость $\alpha = f(w_0)$ усиливается при увеличении концентрации растворов, но оказывается различным для разных растворов. Меньше всего w_0 влияет на α при кипении воды, затем следуют растворы *KBr*, *NaCl*, наконец, *LiCl*.

Приведенные результаты имеют следующее объяснение. Теплота из пристенной области отводится в основное ядро потока при пузырьковом кипении механизмом турбулентного обмена и в форме теплоты испарения. В области режимных параметров, где наблюдается совместное действие обоих механизмов переноса, интенсификация первого неизбежно влечет за собой ослабление интенсивности второго. Так, при $q = const$ с ростом турбулентности (скорости) потока уменьшается перегрев жидкости в пристенной области и, следовательно, уменьшается число активных зародышей паровой фазы и ухудшаются условия для зарождения и роста паровых пузырей.

С увеличением турбулентности кипящих растворов, в отличие от однокомпонентных жидкостей, изменяется динамика процесса парообразования, интенсифицируются процессы переноса в концентрационном пограничном слое (к. п. с.), уменьшается Δt_H и, соответственно, повышается интенсивность теплообмена. При увеличении абсолютных значений избыточной температурной депрессии наблюдается рост влияния w_0 при кипении растворов.

10.4.1. Теплоотдача при кипении пенных растворов в трубах

При расчете процессов теплообмена в аппаратах, предназначенных для выпаривания технологически отработанных пенных 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.

На кафедре промышленной теплоэнергетики СПб ГТУ РП исследовался теплообмен при выпаривании отработанных в процессе варки древесины (черного) сульфатного щелока, водного предгидролизата и воды [4]. Черный сульфатный щелок представляет собой сложный комплекс органических и минеральных веществ в соотношении 7/3, растворенных в воде, образованный в результате распада древесины в процессе ее варки. Предгидролизат — это водный раствор, состоящий из продуктов гидролиза гемицеллюлоз, органических кислот, продуктов кислотной дегидратации моноз, низкомолекулярного лигнина, дубильных веществ и фенолов.

Опыты проводили на стенде (рис. 10.31), представлявшим собой одно-трубный кипятельный циркуляционный контур, с паровым обогревом и принудительной циркуляцией [6]. Стенд мог работать как при естественной, так

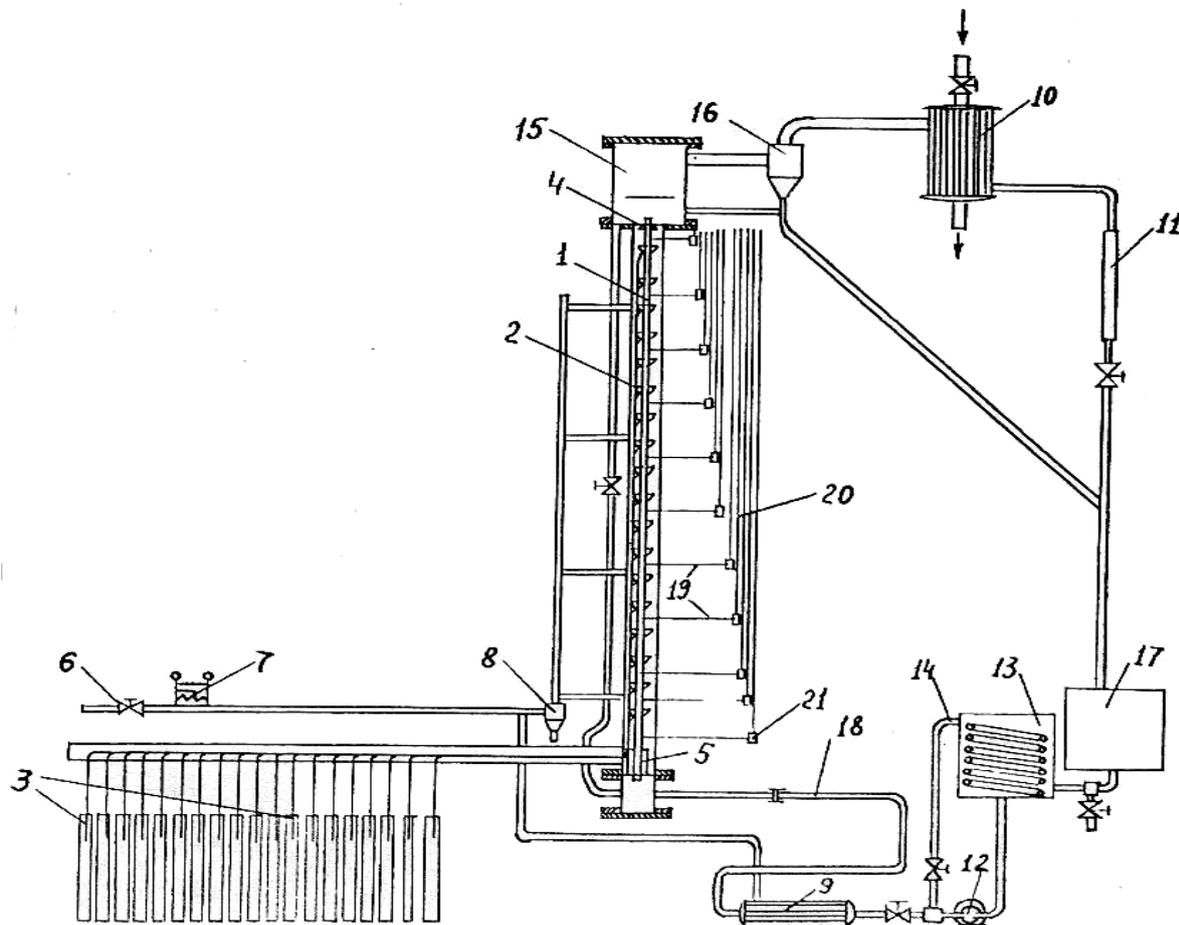


Рис. 10.31. Схема экспериментального стенда для исследования теплообмена при выпаривании отработанных пенных растворов

и при вынужденной циркуляции раствора.

Основной рабочей частью стенда являлся испаритель с кипятельной трубой, оснащенной теплотехническими датчиками, с размерами, равными размерам труб промышленных выпарных аппаратов (ВА). Гидродинамические и теплообменные параметры работы стенда соответствовали диапазону работы промышленных установок. Экспериментальный стенд состоял из опытного однострубно испарителя и вспомогательных элементов: подогревателей, конденсатора вторичного пара, мерников конденсата вторичного и греющего паров, электрообогревателя греющего пара, бакового хозяйства, щелочевой ловушки, регулирующей и запорной арматуры.

Режимные параметры работы стенда изменяли в следующем диапазоне: концентрацию черного сульфатного щелока на входе в кипятельную трубу - от 0 до 50 % а.с.в.; водного предгидролизата - от 0 до 30 %; давление греющего пара - от 0,175 до 0,335 мПа; давление вторичного пара в сепараторе установки - от 0,081 до 0,13 мПа; скорость циркуляции раствора W_0 - от

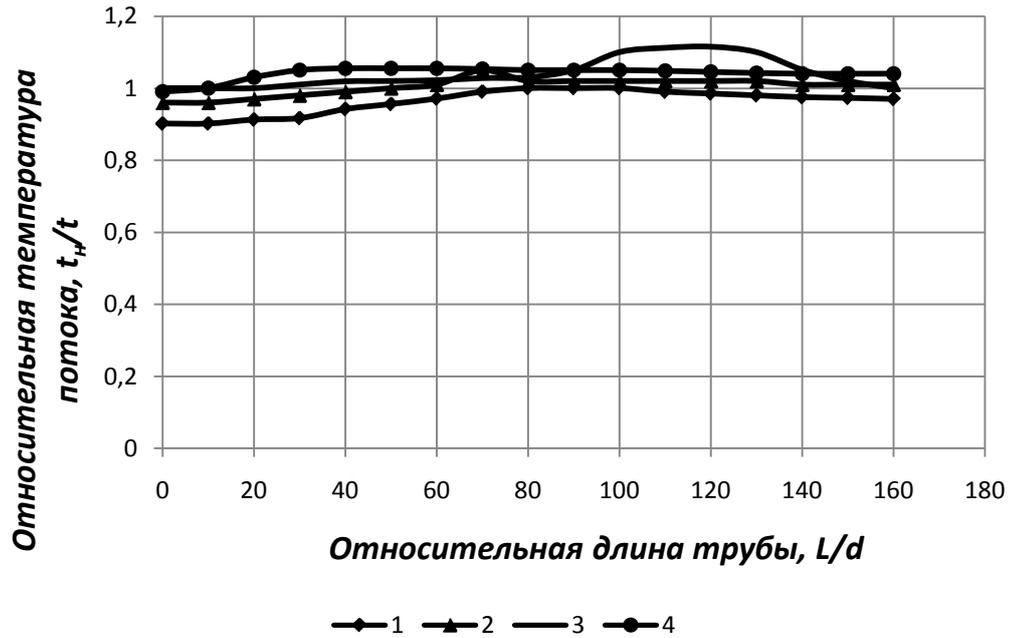


Рис. 10.32. Изменение температуры двухфазного потока по длине трубы
 На рис. 10.32, 10.34 - 10.36 приняты следующие обозначения: 1 – вода;
 2 – водный предгидролизат; 3 – сахарный раствор [5]; 4 – раствор
 черного сульфатного щелока

0,013 до 0,4 м/с. Температура раствора на входе в трубу поддерживалась равной 96°C . При этом плотность теплового потока изменялась в пределах $q = 5 - 100 \text{ кВт/м}^2$. Таким образом, при моделировании на установке тепловых процессов в современных промышленных выпарных аппаратах (ВА), работающих в целлюлозно-бумажном производстве (ЦБП), было выдержано

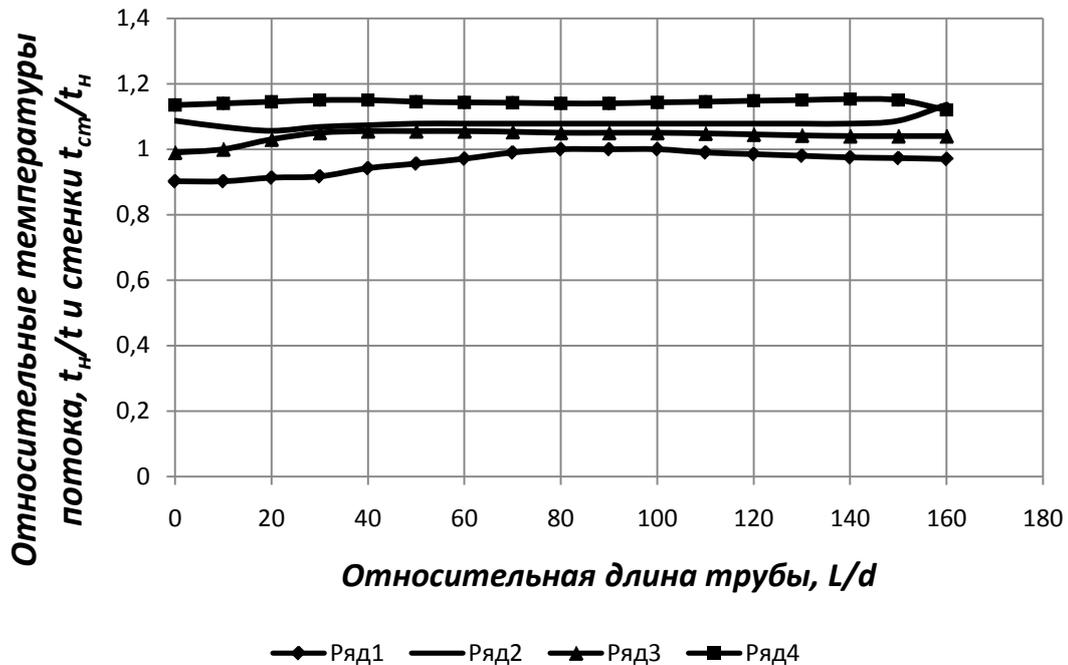


Рис. 10.33. Изменение температур раствора и стенки кипятильной трубы при кипении: 1, 2 – температура воды и стенки трубы соответственно;
 3, 4 – температуры кипящего сульфатного щелока и стенки трубы

необходимое для этого равенство натуральных и модельных критериев кипения:

$$k_w = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w_0}; \text{ и } k_{\Delta i_H} = \frac{q}{\rho' \cdot w_0 \cdot \Delta i_H}.$$

На рис. 10.32 – 10.36 приведены изменения основных параметров двухфазного потока в процессе кипения пенных растворов для различных теп-

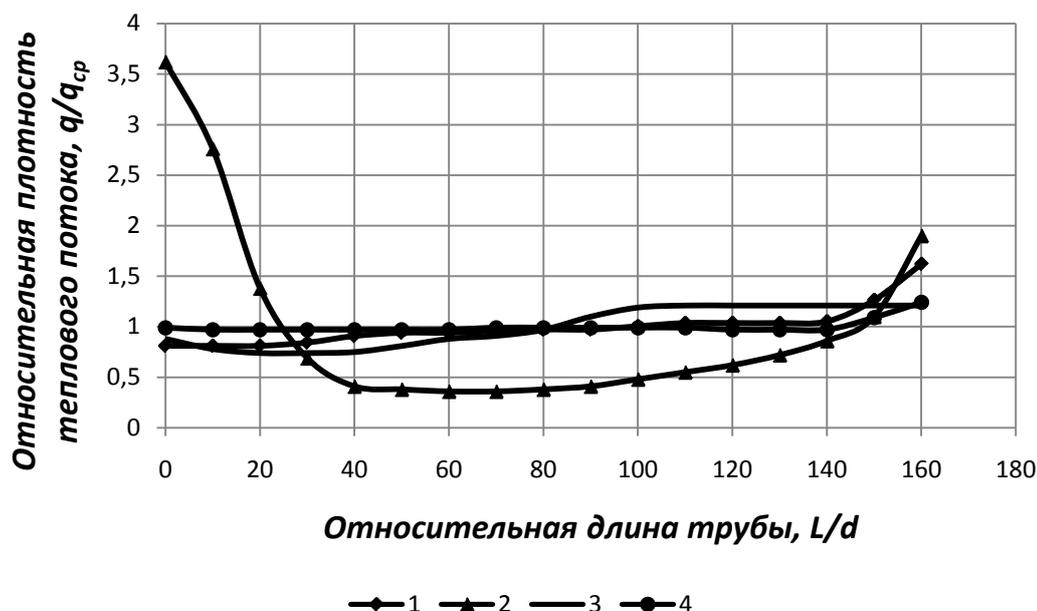


Рис. 10.34. Изменение плотности теплового потока по длине кипяточной трубы

ловых и гидродинамических режимов по длине кипяточной трубы [4, 5].

Температура воды и растворов по длине трубы (рис. 10.32) повышалась до значений температур насыщения, соответствующих данной концентрации при полном давлении в точке закипания, после чего снижалась до температуры выхода парорастворной смеси из трубы.

Температура стенки трубы, как видно на рис. 10.33, в начале участка пузырькового кипения незначительно снижалась. Это объясняется интенсификацией теплообмена с началом пузырькового кипения жидкости. Сечения трубы, в которых начиналось снижение температур жидкости и стенки, не совпадали.

На рис. 10.34 представлено изменение значения плотности теплового потока по длине кипяточной трубы. Изменение плотности носило переменный характер.

На рис. 10.35 показано изменение истинного объемного паросодержания φ по длине трубы. При плотностях тепловых потоков $q = 15 - 100$ кВт/м² при увеличении φ наблюдался непрерывный рост интенсивности теплоотдачи. На участках развитого кипения от точки закипания до $\varphi = 0,8$ интенсивность теп-

лообмена с ростом паросодержания возрастала значительно быстрее, чем при дальнейшем увеличении φ .

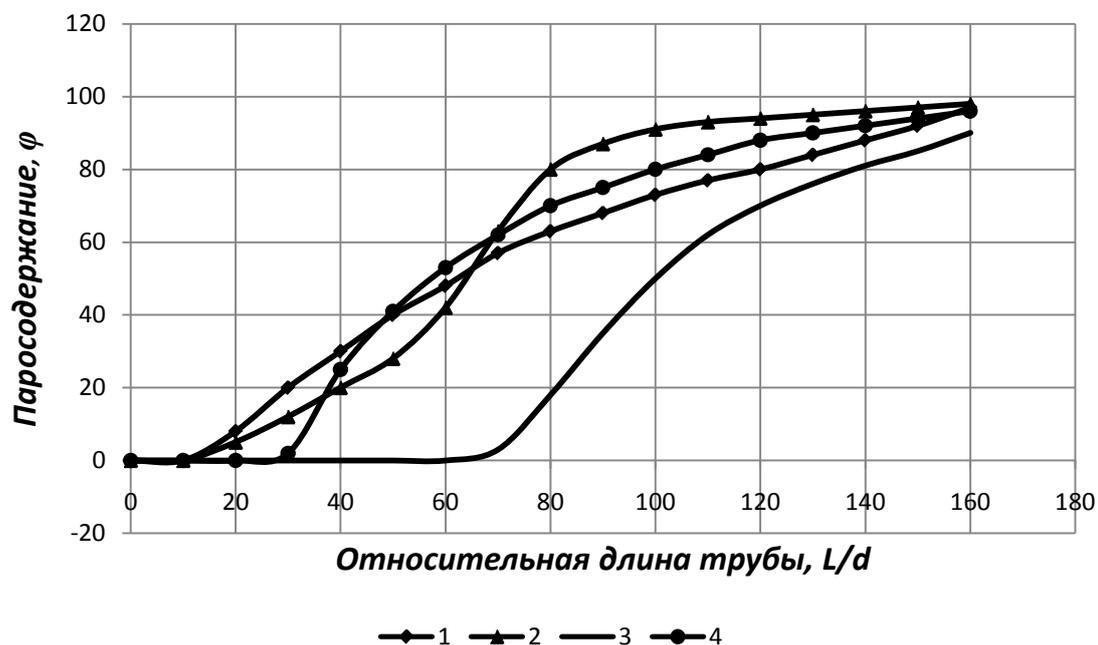


Рис. 10.35. Изменение истинного объемного паросодержания вдоль оси трубы

Как следует из рис. 10.36, α значительно изменяется по длине трубы. Общий характер кривых изменения параметров пенного кипящего потока

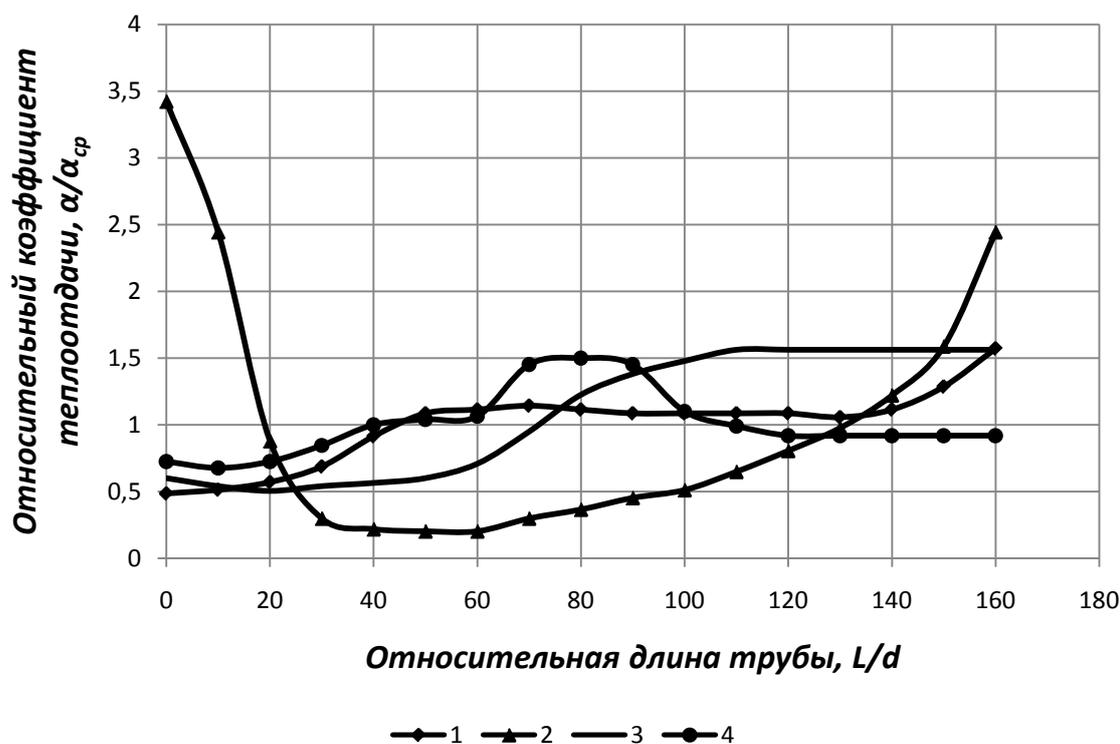


Рис. 10.36. Изменение коэффициента теплоотдачи при кипении растворов по длине трубы

сульфатного щелока, сахарных растворов, водного предгидролизата по длине кипятильной трубы аналогичен характеру кривых, полученных при кипении воды. Отношение $\alpha_{max}/\alpha_{min}$ достигало 50. Максимум кривых $\alpha=f(L_{mp})$ для растворов, в отличие от воды, перемещался в область более низких паросодержаний.

10.4.1.1. Режимы течения двухфазных потоков при кипении пенных растворов в трубах

Интенсивность теплообмена при кипении жидкости в трубах определяется соотношением участков с различными режимами течения двухфазной смеси по высоте трубы. Поэтому одной из задач эксперимента являлось выявление режимов течения кипящих пенных водных растворов на отдельных участках трубы.

Ранее в 10.2.2 рассматривались качественные схемы с различными режимами течения адиабатных двухфазных водяных потоков. На развитие режима течения двухфазной смеси, образовавшейся в результате кипения раствора, оказывает влияние совместно с другими его параметрами концентрация, воздействие которой можно учитывать через плотность. Поэтому области режимов подъемного течения двухфазных смесей при кипении пенных растворов представлены на рис. 10.37 в координатах $\rho w - x$.

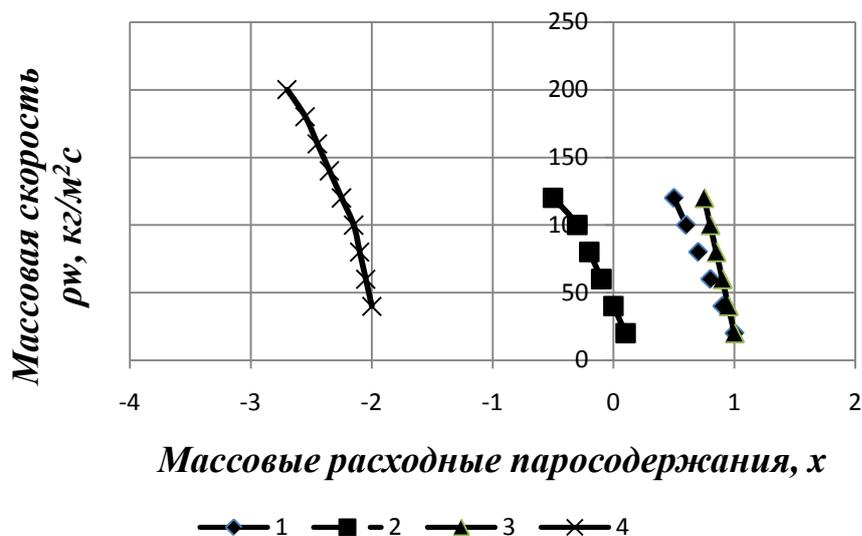


Рис. 10.37. Диаграмма режимов течения парожидкостных потоков:
 1 – граница существования дисперсно-кольцевого и эмульсионного режимов;
 2 – эмульсионного и пузырькового режимов парорастворных потоков [1,4]; 3
 и 4 – то же для парововодяных потоков

Из представленных данных видно, что возникновение пузырькового режима у кипящей воды, в отличие от кипения пенных растворов, возможно при отрицательных паросодержаниях. Это объясняется большими затратами энергии на преодоление межмолекулярных связей в растворах по сравнению с водой и, следовательно, более высокой температурой кипения раствора.

Возникновение режимов с ухудшенной теплоотдачей возможно при практически равных паросодержаниях растворов и воды.

Как видно, приведенные диаграммы полезны для качественной оценки зон с различными течениями двухфазного потока. Выделить по ним участки режимов течения смеси в кипяtilьной трубе для расчета интенсивности теплообмена в условиях работы реального выпарного оборудования представляется маловероятным.

На рис. 10.38 на основании опытных данных представлены типовые кривые изменения истинного, расходных объемного и массового паросодержаний потока по длине трубы L , которые в процессе выпаривания пенных растворов увеличивались по длине кипяtilьной трубы.

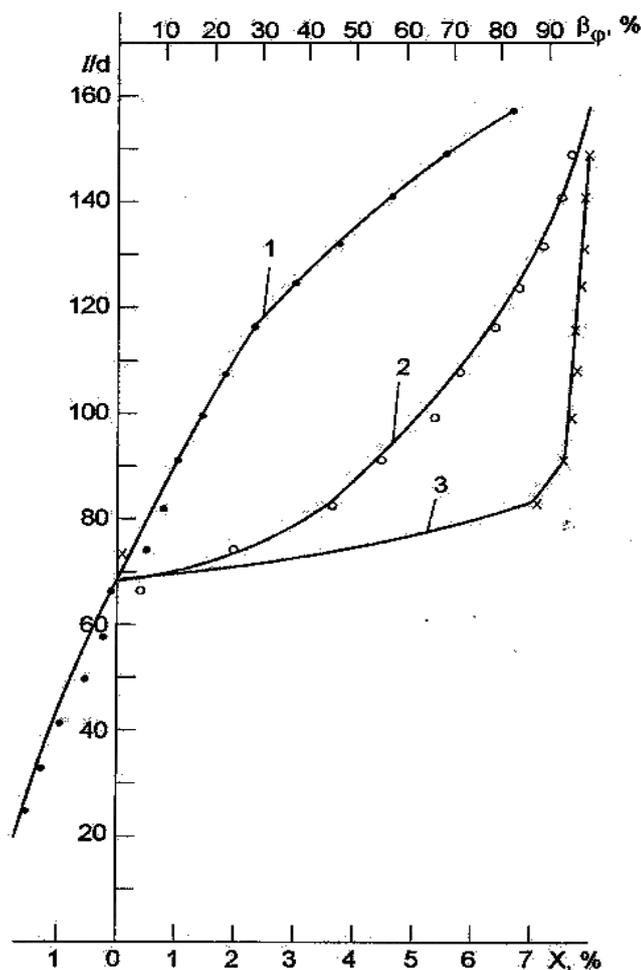


Рис. 10.38. Типовое изменение паросодержаний парорастворной смеси по длине трубы: 1- расходное массовое; 2- истинное объемное; 3 - расходное объемное паросодержание

Так как опыты проводили при давлениях, близких к атмосферному, практическое увеличение β происходило в пределах только одного из девятнадцати измерительных участков, длиной $L = 0,42$ м, то есть в зоне вскипания пенных растворов. Поэтому идентификацию режимов течения парорастворной смеси на отдельных участках кипяtilьной трубы проводили в зави-

симости только от истинного объемного φ и массового расходного x паросодержаний.

Данные всех проведенных к настоящему времени работ подтверждают рост коэффициента теплоотдачи с увеличением x , φ , достижение максимума теплоотдачи при значениях $\varphi=0,85 - 0,99$ и затем резкое его уменьшение [5].

В условиях кипения пенных растворов зависимость $\alpha=f(\varphi)$ становилась заметной, начиная с низких паросодержаний [1,4]. В этой области паросодержаний α с увеличением φ постепенно возрастал. Затем в области $\varphi = 0,3 - 0,6$ наблюдалась зона его независимости. Резкое возрастание α наблюдалось в области высоких значений φ . Паросодержания, при которых α достигал своего максимального значения, отличались для разных опытов, но все находились в пределах $\varphi = 0,8 - 0,99$. Аналогичные результаты получены в работах [7].

Изменение локальных коэффициентов теплоотдачи при кипении растворов в трубе в зависимости от истинных паросодержаний парорастворной смеси представлено на рис. 10.39 [4].

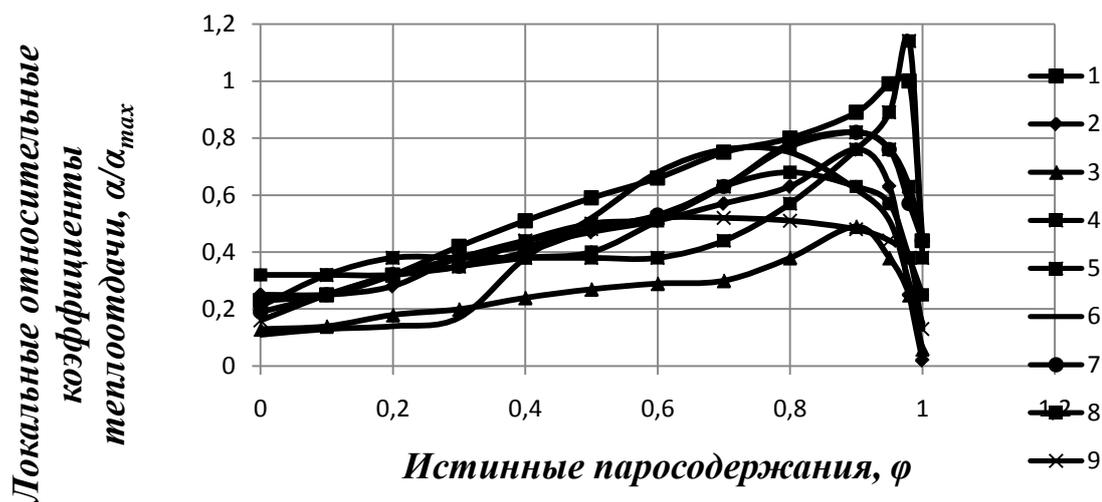


Рис. 10.39. Изменение интенсивности теплоотдачи в зависимости от паросодержания парорастворной смеси при кипении сульфатных щелоков и водного предгидролизата: 1- $q=30$ кВт/м² и $W_0=0,05$ м/с, $b=20\%$; 2- $b=30\%$; 3- $b=40\%$ а.с.в.; 4- $q=40$ кВт/м² и $W_0=0,05$ м/с, $b=20\%$; 5- $b=30\%$; 6- $b=40\%$; 7- $q=50$ кВт/м² и $W_0=0,05$ м/с, $b=20\%$; 8- $b=30\%$; 9- $b=40\%$ а.с.в.

Из представленных зависимостей следует, что с увеличением φ коэффициент теплоотдачи возрастал до определенных значений. Изменения паросодержаний двухфазных смесей зависят от концентрации раствора, тепловых нагрузок, скорости парожидкостной смеси, массовых скоростей, скоростей циркуляции. При этом для разных тепловых нагрузок и концентраций интенсивность увеличения теплоотдачи была различна. При кипении растворов с высокой концентрацией зависимость $\alpha = f(\varphi)$ имела более плавный ха-

раक्टर при пониженных α . Увеличение α наблюдалось при более низких паросодержаниях, а его уменьшение происходило более плавно.

Влияние паросодержания на теплообмен оказывается косвенным путем через изменение скоростей двухфазного потока при разных его структурах. Интенсивность передачи теплоты, определяемая q и W_0 , может учитываться числом $k_w = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w_0}$, следовательно, k_w должно входить в зависимость, определяющую интенсивность теплоотдачи совместно с паросодержанием.

На рис. 10.40 представлены опытные данные при кипении различных растворов при разных режимных параметрах, но при $K_w = const$ [4].

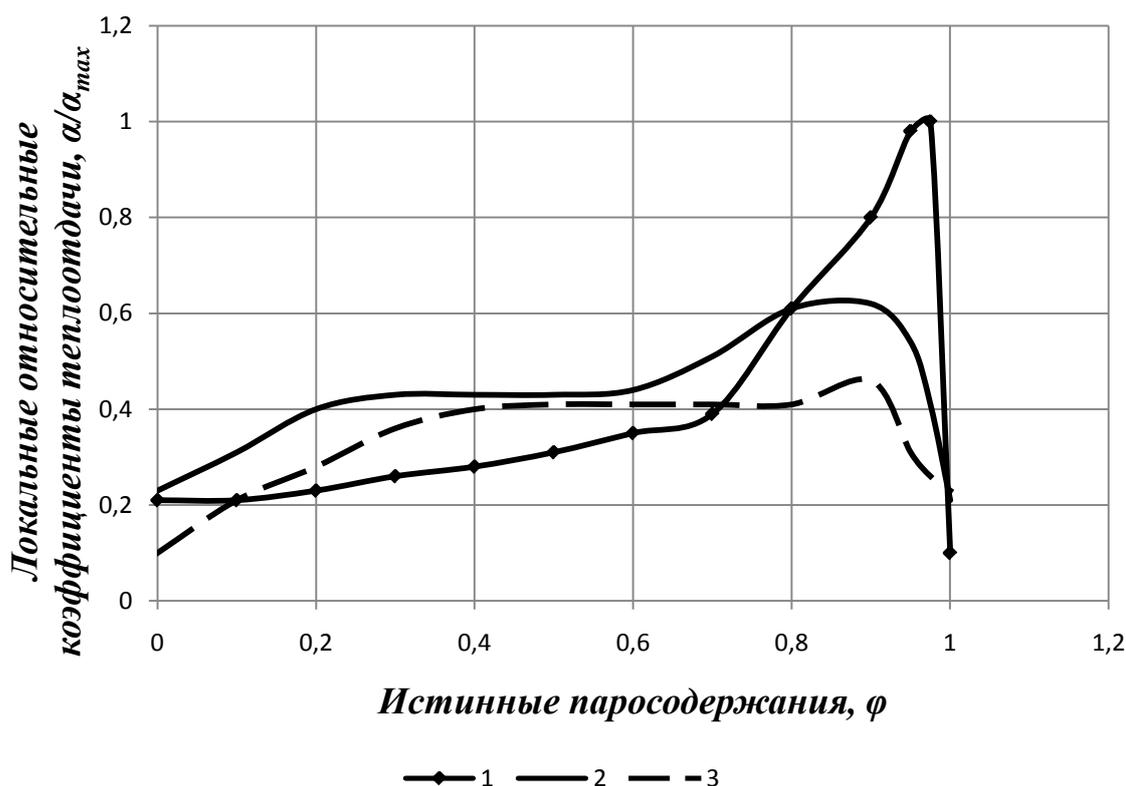


Рис. 10.40. Изменение интенсивности теплоотдачи в зависимости от паросодержания пароцеллоковой смеси при $K_w = 0,7$: 1 - черный сульфатный щелок; 2 - вода; 3 - водный предгидролизат

По этим кривым можно выделить четыре основных режима течения парорастворной смеси, с характерными для каждого из них соотношениями между параметрами (q , W_0 , φ), определяющими доминирующее влияние того или иного механизма переноса теплоты на интенсивность теплообмена: пузырьковый; эмульсионный (пенный); дисперсно-кольцевой и дисперсный.

Опыты показали, что при постоянных значениях параметров двухфазного потока и тепловых нагрузок величина скорости циркуляции оказывала значительное влияние на формирование режима течения, определяющего интенсивность теплообмена при кипении.

С увеличением скорости циркуляции длина экономайзерного участка увеличивалась. Рост α после точки начала кипения осуществлялся менее резко, максимум α смещался к верхнему концу трубы.

При уменьшении Wo и значениях пьезометрического уровня $L_{ур} < 50\%$ на верхних участках кипятильной трубы регистрировались невысокие коэффициенты теплоотдачи. Такие режимы проводились при повышенных тепловых нагрузках с низкими для данных серий опытов значениями скоростей циркуляции: $Wo < 0,03$ м/с. Процесс развитого кипения при низких значениях скоростей циркуляции ($Wo < 0,02$ м/с; $q < 20$ кВт/м²) наблюдался на начальном участке трубы. При этих значениях фиксировалось снижение интенсивности теплообмена по высоте трубы даже при низких паросодержаниях. Уменьшение α объясняется невозможностью в условиях кипения пенного раствора при низких скоростях движения пара к созданию устойчивой, движущейся вверх пленки жидкости. Это приводило к оголению поверхности теплообмена и возникновению зоны ухудшенного теплообмена.

Для концентрированных растворов снижение α в зоне ухудшенной теплоотдачи происходило менее резко, чем при кипении воды, что объясняется большей устойчивостью пленки раствора, омывающей стенку трубы.

Постоянные значения локальных α по длине трубы наблюдались только в случае течения некипящей жидкости (однофазного течения). В случае кипения α менялось по длине трубы, но для растворов одной концентрации α_{max} сохраняло практически одно и то же значение.

10.4.1.2. Теплоотдача к кипящим пенным растворам при пузырьковом режиме течения

Процесс парообразования на поверхности, согласно представленным данным, наблюдался с момента входа раствора в трубу, а экономайзерный участок, как таковой, отсутствовал. Коэффициент теплоотдачи с ростом φ увеличивался до значений, характерных для кипения при различных концентрациях растворов. Температура стенки кипятильной трубы превышала температуру кипения растворов в промышленных ВА и на стенде во всех проведенных опытах. Температура раствора на входе в трубу во всех опытах поддерживалась равной $t = 96$ °С. Поэтому участок течения раствора от входа в трубу до точки его развитого объемного кипения относили к пузырьковому режиму и определяли графически по значениям T_s , T_{cm} . Длину участка кипятильной трубы с пузырьковым кипением жидкости проверяли расчетом по опытным значениям w и q .

В начале этого участка растворы прогревались до температуры насыщения. Этим объяснялась незначительная зависимость α от φ . Затем парообразование осуществлялось в условиях развитого объемного кипения пенного раствора, где коэффициент теплоотдачи не зависел от паросодержания потока и, следовательно, от скорости парожидкостной смеси, что характерно для пузырькового кипения жидкости. Поэтому в соответствии с данными, пред-

ставленными на рис. 10.37 – 10.40, область изменения паросодержаний с $\varphi < 60\%$ и $x = -2 - 0,5\%$ определили как зону пузырькового кипения пенного раствора.

На этом участке исследовались зависимости локального α при кипении воды, водного предгидролизата и черного сульфатного щелока от плотности теплового потока в пределах $q = (7,0 - 86,5)$ кВт/м²; скорости питания раствором кипятильной трубы $W = W_0 / W_{0min}$; $W_{0min} = 0,014$ м/с; концентрации раствора $c = (0 - 40)\%$ а.с.в.; и величины недогрева раствора до состояния насыщения $\Delta T_n = (0,1 - 27)$ °С на каждом из девятнадцати измерительных участков. Давление греющего пара менялось от 0,175 мПа до 0,325 мПа; давление вторичного пара в сепараторе установки – от 0,081 до 0,13 мПа.

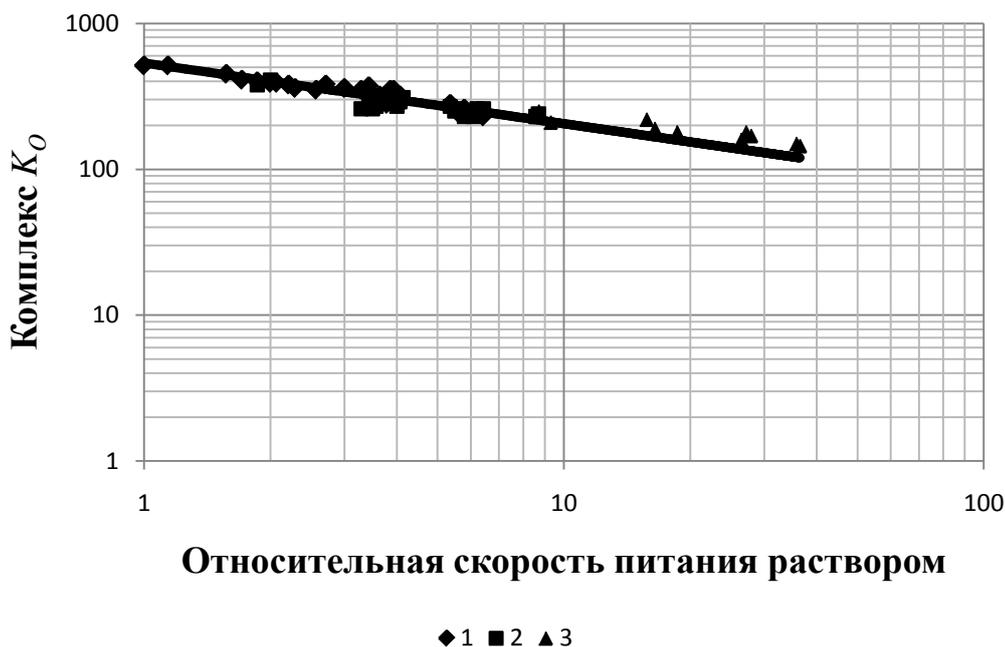


Рис. 10.41. Зависимость интенсивности теплоотдачи $K_0 = \frac{\alpha \cdot \delta t_n^{0,19}}{q^{0,75}}$ от скорости питания раствором: 1 - черный сульфатный щелок; 2 - вода; 3 - водный предгидролизат

На участке пузырькового кипения была установлена практическая независимость теплоотдачи от концентрации раствора. Значительное увеличение α достигалось при увеличении q и уменьшении величины недогрева раствора на входе в трубу δt_n . Увеличение скорости подачи раствора от 0,01 м/с до 1 м/с при данном режиме кипения снижало α , поскольку поступление при этом «холодной» жидкости в пристенный слой снижало число центров и скорость парообразования.

Зависимость α от указанных режимных параметров процесса в области пузырькового кипения, представленная на рис. 10.41, обобщается уравнением:

$$\alpha_{\text{пуз}} = 111 \frac{q^{0,75}}{\delta t_n^{0,19} \cdot W_0^{0,36}} \quad (10.43)$$

10.4.1.3. Теплоотдача к кипящим растворам при эмульсионном (пенном) режиме кипения

При достижении кипящими растворами $\varphi = 60 - 80$ % происходило изменение интенсивности теплоотдачи. Резкое увеличение α наблюдалось при низких концентрациях растворов. Такая зависимость α от φ свидетельствует о перестройке режима течения парорастворной смеси. Объемное кипение раствора вызывало интенсивное образование пены. Учитывая кратковременность существования пробкового режима течения и повышенные пенообразующие свойства исследуемых растворов, режим течения двухфазного потока в диапазоне параметров $\varphi = 60 - 80$ %, $x = 0,5 - 1,5$ %, $We_3 < 11$ определили как эмульсионный.

Модификационное число Вебера We_3 выбрано исходя из условий устойчивости пены. Разрушение пены в потоке при данных условиях, по нашему мнению, происходит под воздействием сил, возникающих вследствие разности скоростей парорастворной смеси (эмульсии) и пристенной пленки. При этом устойчивость пены можно определять числом

$$We \cdot \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{\ell \cdot \rho' \cdot w_{омн}^2}{\sigma} \cdot \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{\sqrt{g(\rho' - \rho'')}}{\sigma} \cdot \rho' \cdot (w_{омн})^2 \cdot \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{(w_{омн}'')^2 \cdot \rho''}{\sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}} = We_3 \quad .$$

Пена разрушается, если число Вебера превысит критическое значение. При разрушении капли критическое значение $We = 13 - 22$. По аналогии с этим и применительно к нашим условиям приняли $We_3 = 11$.

Исследовались зависимости локального α от q , $W_{см}$ и c . Исследования в зоне эмульсионного течения проводились в следующем диапазоне изменения режимных параметров: концентрации раствора $c = (0 - 50)$ % а.с.в.; давления греющего пара $p_{гр} = (0,175 - 0,325)$ мПа; давления вторичного пара в сепараторе установки $p_{см} = (0,081 - 0,13)$ мПа; скорости парорастворной смеси $W_{см} = (0,045 - 5,0)$ м/с. При этом величина плотности теплового потока находилась в пределах $q = (10 - 100)$ кВт/м².

Данные по интенсивности теплообмена в зоне эмульсионного течения, полученные при кипении сульфатного черного щелока, водного предгидролизата и воды, представленные на рис. 10.42, показывают, что α значительно увеличивался с повышением скорости парощелоковой смеси (показатель степени - $n \approx 0,7$). С ростом концентрации и тепловой нагрузки теплоотдача незначительно уменьшалась. Приведенные зависимости интенсивности теплообмена от режимных параметров процесса в зоне эмульсионного режима течения растворов описываются эмпирическим уравнением

$$\alpha = 4970 w^{0,7} q^{-0,1} \quad (10.44)$$

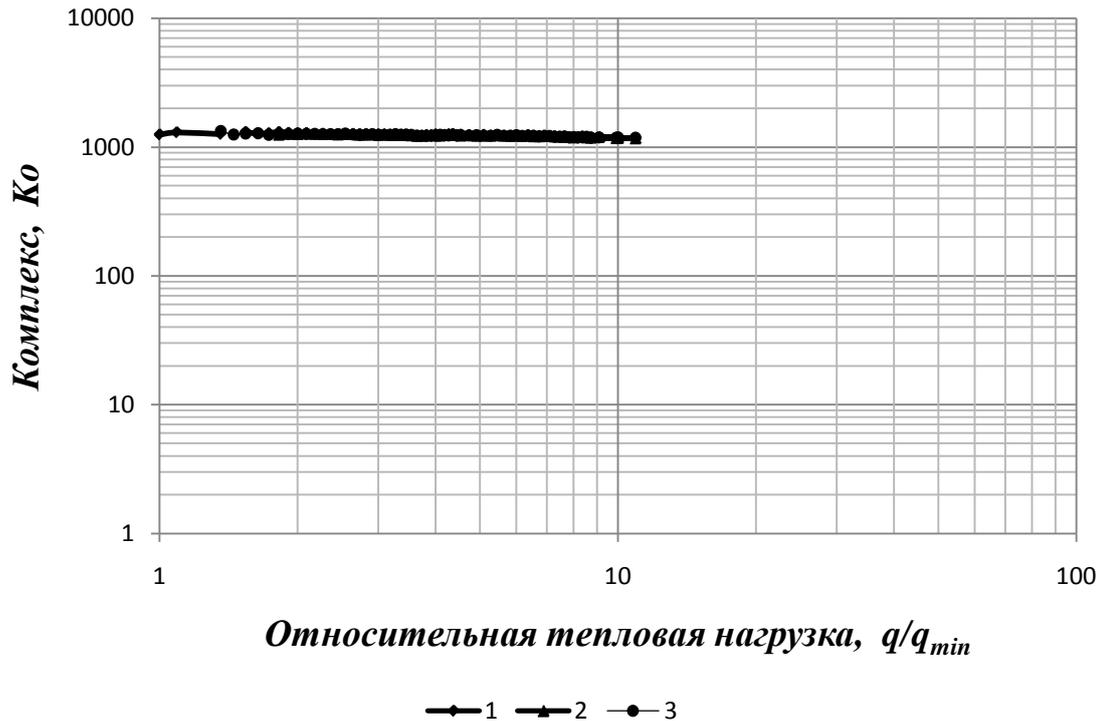


Рис. 10.42. Зависимость интенсивности теплоотдачи от относительной тепловой нагрузки $Ko = \alpha \cdot w^{-0,687} c^{0,0629}$: 1 – черный сульфатный щелок; 2 – вода; 3 – водный предгидролизат

10.4.1.4. Теплоотдача к кипящим растворам при дисперсно-кольцевом режиме течения

Область максимальных значений коэффициентов теплоотдачи при $\varphi = 80 - 95 \%$, $x = 1,5 - 3 \%$, $We_3 > 11$, предшествующую резкому падению α , определили как дисперсно-кольцевую. При исследовании теплоотдачи в процессе кипения сульфатного щелока, водного предгидролизата и воды в данной области режимные параметры изменялись в следующем интервале: концентрация раствора – $c = (0 - 50) \%$ а.с.в.; давление греющего пара $p_{гр} = (0,175 - 0,325)$ мПа; скорость парожидкостной смеси $w_{см} = (5 - 30)$ м/с. При этом величина плотности теплового потока изменялась в пределах $q = (15 - 120)$ кВт/м².

Исследовались зависимости локального α от q , $W_{см}$ и c . В результате исследований обнаружено, что при дисперсно-кольцевом режиме течения плотность теплового потока практически не влияет на интенсивность теплообмена. Значение α уменьшалось при возрастании концентрации, начиная с 10 % а.с.в., и увеличивалось при повышении скорости течения парорастворной смеси.

Приведенная на рис. 10.43 зависимость интенсивности теплоотдачи от режимных параметров процесса кипения в области дисперсно-кольцевого режима течения раствора описывается эмпирическим уравнением

$$\alpha = 1500 \frac{w^{0,7}}{0,1+C^{0,35}} \quad (10.45)$$

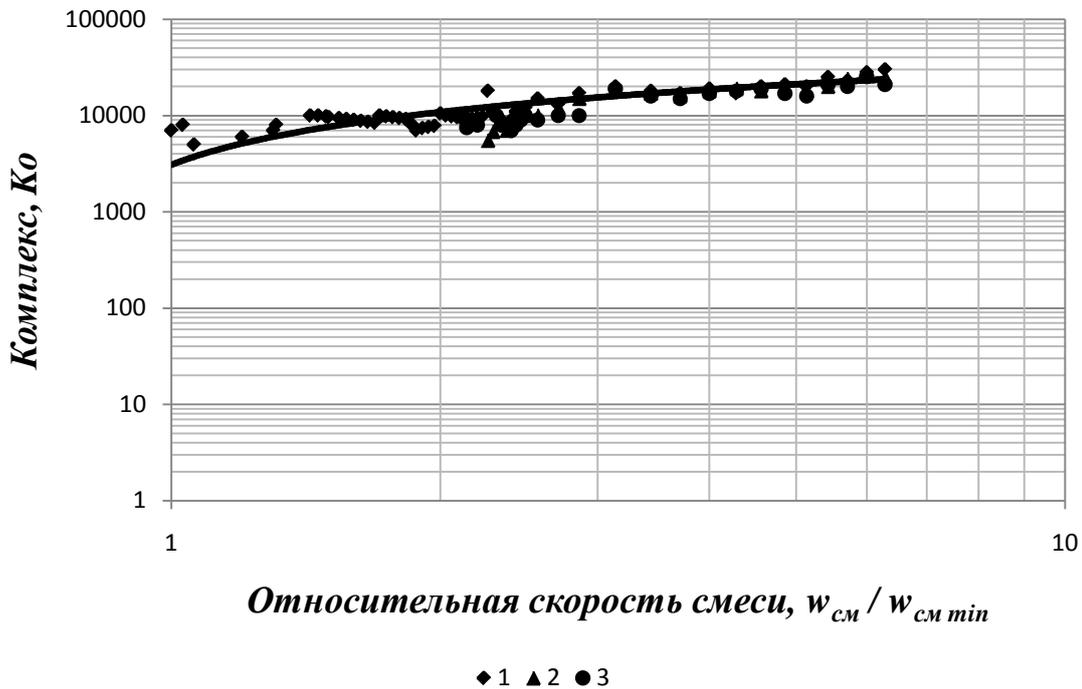


Рис. 10.43. Изменение интенсивности теплообмена $Ko = \alpha q^{-0,02} b^{0,3543}$ в зависимости от изменения скорости парожидкостной смеси: 1 – черный сульфатный щелок; 2 – вода; 3 – водный предгидролизат

В данной области изменения режимных параметров интенсивность теплообмена определяется как парообразованием, так и турбулентным обменом в однофазной среде. Мера соотношения влияния на коэффициент теплоотдачи различных механизмов теплообмена $\alpha/\alpha_{\text{пуз}}$ может быть представлена как функция безразмерного комплекса $\frac{w_{\text{см}} \cdot r \cdot \rho'}{q}$, который следует рассматривать как отношение величины, пропорциональной весовой скорости в пленке ($w_{\text{см}} \rho'$), к весовой скорости пара, генерируемого в пристенном слое жидкости. Опытные данные в такой обработке представлены на рис. 10.44, где показано, что исследуемый вид теплообмена удовлетворительно описывается известным уравнением по теплоотдаче при кипении воды

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{пуз}}} = 0,65 \left[1 + 1,5 \cdot 10^{-8} \left(\frac{w_{\text{см}} r \rho'}{q} \right)^{3/2} \right]^{1/2} \quad (10.46)$$

Это уравнение обобщает опытные данные по кипению щелочных растворов при расчете $\alpha_{\text{пуз}}$ по уравнению, отражающему влияние на интенсивность теплообмена физических параметров данных растворов.

Увеличение α в области высоких φ , согласно рис. 10.40, происходило до значений φ , зависящих от концентраций раствора. При достижении таких φ происходило падение α , резкое – для низкой концентрации и более плавное – для высокой, что свидетельствовало об изменении характера теплообмена.

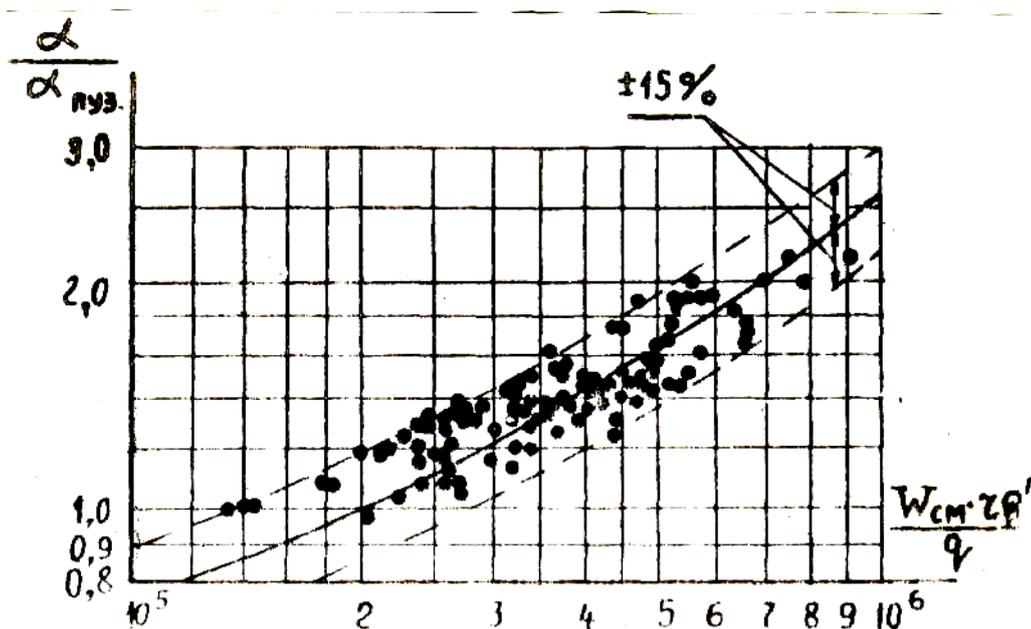


Рис. 10.44. Теплообмен при движении пароцеллоковой смеси

Как следует из рис. 10.39, участки пузырькового, эмульсионного и дисперсно-кольцевого режимов течения пароцеллокового потока увеличивались с повышением W_0 . При скоростях циркуляции $W_0 > 0,06$ м/с и $q > 40$ кВт/м² они могли занимать всю трубу. При повышении q до 100 кВт/м² с одновременным уменьшением скорости циркуляции до $W_0 = 0,01$ м/с на большей части трубы превалировал дисперсный режим и α резко падал. Наоборот, при увеличении скорости циркуляции до $W_0 = 0,1$ м/с и снижении плотности теплового потока до $q = 5$ кВт/м² на большей части трубы преобладала экономайзерная зона также с низкими α .

Подобный характер распределения режимов течения двухфазных потоков наблюдался в опытах с водным предгидролизатом и водой, а также с сахарными растворами [4].

При повышении концентрации раствора режим ухудшенной теплоотдачи наступал при меньших q и уменьшение α проходило более плавно. Необходимо отметить, что максимальные значения α , соответствующие различным режимам течения двухфазных потоков, были примерно равны друг другу.

Из сопоставления данных, представленных на рис. 10.32 – 10.44, следует, что величина интенсивности теплообмена при выпаривании растворов определяется соотношением участков трубы с различными режимами течения двухфазных потоков.

Как было отмечено, по мере испарения растворителя из раствора в двухфазном потоке изменяются его расходные характеристики: приведенные w'_0 и w''_0 и истинные w' и w'' скорости фаз; относительная скорость $W_{отн}$ и паросодержание φ двухфазного потока. Одновременно с изменением этих величин изменяется структура потока: от эмульсионно-пузырчатой после точки вскипания до дисперсной в верхней части трубы. Четких границ, как показали опыты, между отдельными режимами течения не наблюдалось. Поэтому авторы многих работ, в которых исследовалось изменение α по длине трубы, представляют зависимость $\alpha = f(L_{mp})$ в виде функции $\alpha = f(x)$ и параметра Мартинелли. Одним из достоинств этого метода является то, что при его использовании не требуется знания каких-либо трудноопределяемых характеристик потока. Расчеты удовлетворительно согласуются с опытными данными при движении двухфазных потоков различных составов. По оценкам Уоллиса наилучшая сходимость опытных и расчетных данных по методу Мартинелли-Локкарта наблюдались при пленочных режимах. В данной работе в качестве основной жидкости использовался черный сульфатный щелок – легко вспенивающийся раствор, вследствие чего в опытах преобладал эмульсионный режим течения. Кроме того не найдены данные, характерные для рабочих давлений выпарных станций ЦБП, хотя имеются удовлетворительные согласования расчетных данных по методике Мартинелли с опытными данными при кипении воды.

10.4.1.5. Анализ результатов исследований теплообмена при восходящем парожидкостном потоке

Анализ представленных опытных данных показывает, что теплообмен в рассматриваемых условиях определяется совместным воздействием режимных параметров (в основном q , w , δt_n , C), которое проявляется через механизм формирования и перераспределения по высоте трубы зон с типовыми режимами кипения – пузырьковым (включая экономайзерный участок), эмульсионным (пенным), дисперсно-кольцевым и зоной ухудшенного теплообмена. Перечисленные зоны, необходимые для расчетов при проектировании оборудования, с трудом определяются даже в условиях лабораторных исследований. В промышленных условиях выявление указанных зон и изменение их габаритов в независимости друг от друга невозможно. Поэтому управление рабочими процессами в технологических аппаратах осуществляется изменением их основных входных режимных параметров.

Для определения уровня влияния перечисленных режимных параметров в таблице 10.3 представлены их показатели степеней в уравнениях для расчета интенсивности теплообмена α при различных режимах течения двухфазного потока в вертикальной трубе.

Число образующихся на стенке трубы паровых пузырей и, следовательно, количество теплоты, переносимое паром, возрастает с ростом q . В то же время количество теплоты, переносимое конвекцией жидкости в случае малых паросодержаний, определяется скоростью течения раствора.

Таблица 10.3

Влияние главных режимных параметров на интенсивность теплообмена

Режим течения	q	w	B	δt_n
Пузырьковый	0,75	-0,36	-	-0,19
Пенный	-0,19	0,7	-0,1	-
Дисперсно-кольцевой	-	0,7	-0,35	-

В зависимости от соотношения q и w вклад кипения в суммарный тепловой поток будет меняться. Как следует из табл. 10.3 и рис. 10.45, при

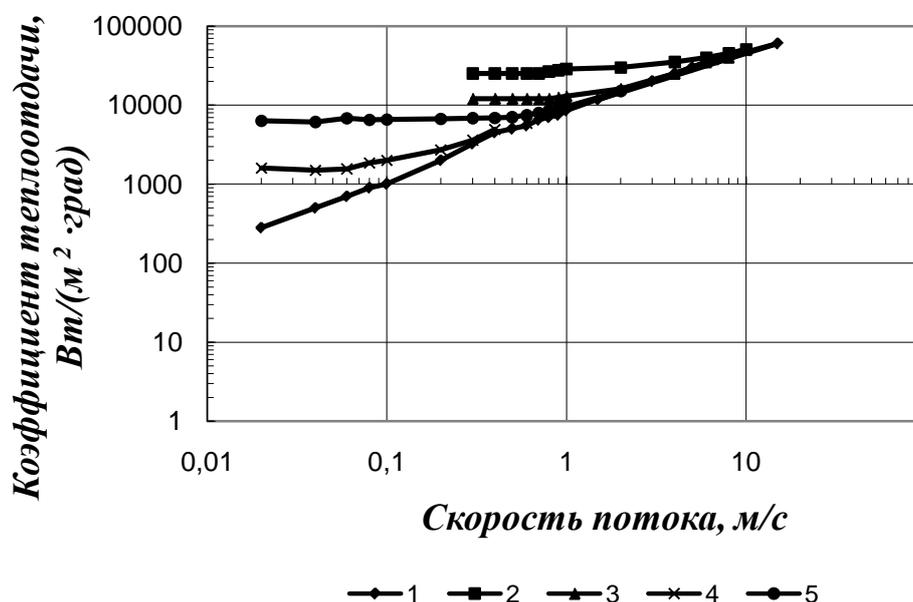


Рис. 10.45. Теплоотдача при кипении воды и растворов в условиях вынужденного движения: 1 – расчетные данные для вынужденного движения однофазной жидкости (без кипения); 2, 3 – вода $q=810$ и 230 кВт/м² соответственно [1]; 4, 5 – кипящие растворы: $q = 20$ кВт/м² и $q = 80$ кВт/м² соответственно [4]

малых скоростях потока коэффициент теплоотдачи практически не зависит от скорости, определяется в основном механизмом передачи теплоты за счет парообразования и с увеличением плотности теплового потока возрастает (кривые 2, 3, 4, 5). С увеличением скорости потока влияние зависимости $\alpha = f(q)$ становится несущественной на фоне возрастающего влияния зависимости $\alpha = f(w)$: кривые 2, 3, 4 и 5 объединяются в кривую 1. Концентрация раствора и величина его недогрева усиливают действие указанных механизмов передачи теплоты зависимостями от температуры вязкостных сил и сил межмолекулярного сцепления в растворе.

При малых тепловых нагрузках и значительных скоростях циркуляции большую часть трубы занимает экономайзерный участок, характеризующий-

ся низкими значениями коэффициентов теплоотдачи. Напротив, при высоких тепловых нагрузках и низких скоростях циркуляции в большей части трубы преобладает режим ухудшенной теплоотдачи, определяющий среднюю теплоотдачу в трубе (рис. 10.39). Таким образом, преимущественное развитие одной из зон может значительно изменить тенденцию теплообмена и быть причиной качественного различия данных, полученных при разных условиях. В частности, результаты проведенных исследований [4] показывают, что теплоотдача может уменьшаться с возрастанием скорости циркуляции раствора, что объясняется развитием экономайзерного участка при $k_w = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w} < 1$ (область невысоких тепловых нагрузок и скоростей более 0,03 м/с). Число K_w представляет собой меру соотношения влияния на α механизмов передачи теплоты за счет парообразования и вынужденной конвекции.

В области высоких тепловых нагрузок и малых скоростей циркуляции при $k_w > 1$, (рис.10.46) наблюдается обратная зависимость: теплоотдача возрастает с увеличением скорости циркуляции.

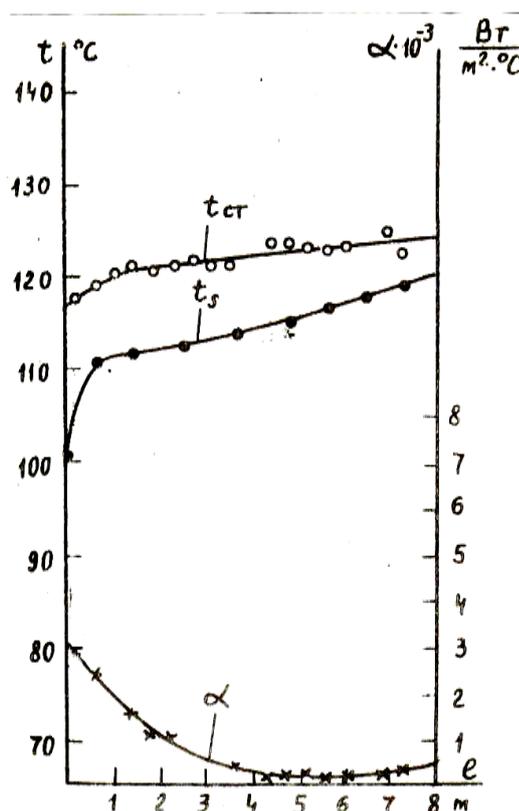


Рис. 10.46. Типовое изменение температуры стенки, кипящего щелока и коэффициента теплоотдачи по длине кипятильной трубы: $k_w > 1$

Влияние тепловой нагрузки на интенсификацию теплообмена также неоднозначно. В зависимости от k_w наклон прямой $\alpha = f(q)$ на рис. 10.47

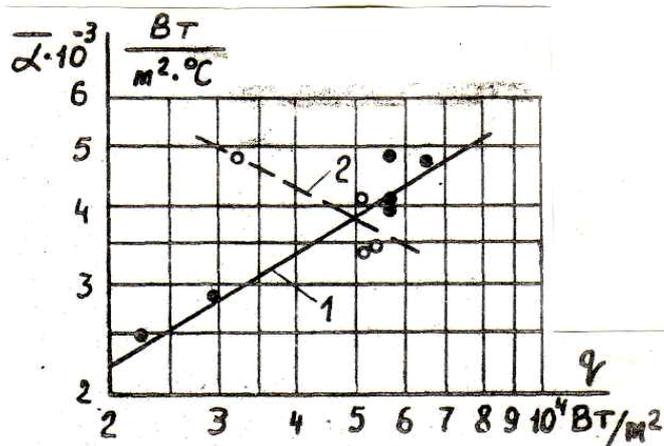


Рис. 10.47. Зависимость интенсивности теплоотдачи при кипении растворов от тепловой нагрузки при постоянных значениях скорости $w = 0,075 \text{ м/с}$, недогревах растворов на входе в кипятельную трубу $\delta t_n = 9^\circ \text{С}$ и концентрации $C = 30 \%$: 1 - $k_w < 1$; 2 - $k_w > 1$

может быть положительным (для $k_w < 1$) или отрицательным. В последнем случае увеличение интенсивности теплообмена с повышением теплового потока достигается только при возрастании скорости циркуляции раствора. При скоростях циркуляции в пределах $0,03-0,04 \text{ м/с}$ интенсивность теплоотдачи, как следует из рис. 10.48, практически не зависит от тепловой нагрузки, так как, видимо, при такой скорости происходит наиболее сбалансированное изменение зон кипения.

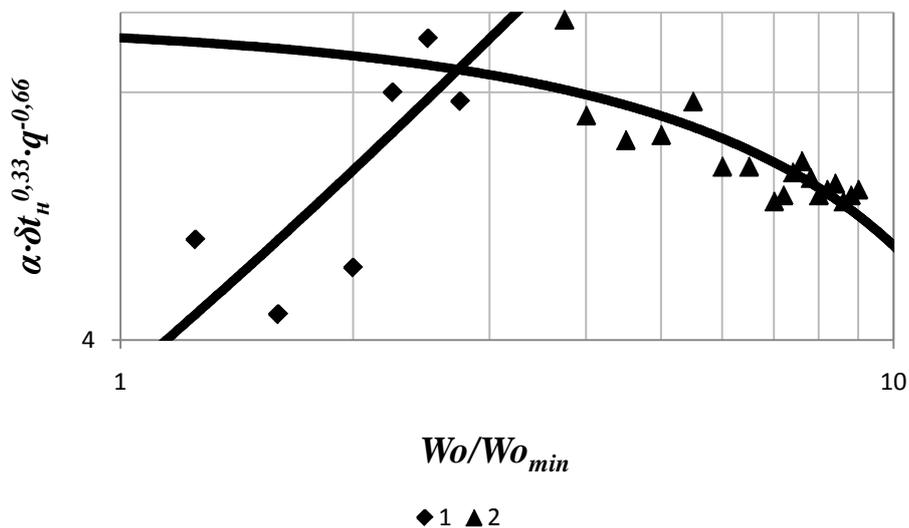


Рис. 10.48. Изменение интенсивности теплообмена в зависимости от скорости циркуляции при постоянной концентрации раствора: 1 - $k_w < 1$; 2 - $k_w > 1$

Резкое ухудшение теплообмена при $k_w > 1$ наблюдается в области высоких концентраций растворов (рис. 10.49), что объясняется значительным развитием зоны ухудшенного теплообмена.

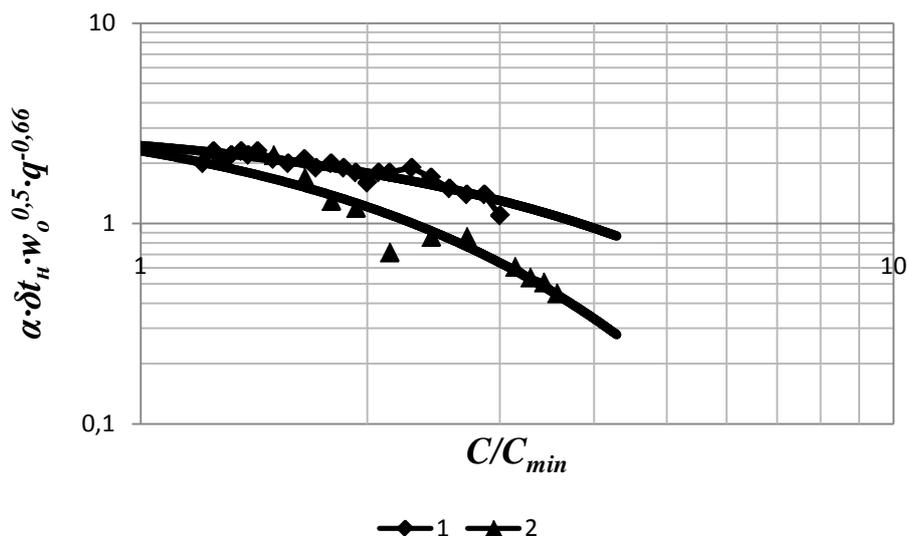


Рис. 10.49. Зависимость интенсивности теплообмена при кипении от концентрации сульфатного щелоча: 1 – $K_w < 1$; 2 – $K_w > 1$

Приведенные данные убедительно показывают, что основным фактором, определяющим интенсивность теплоотдачи, является соотношение между тепловым потоком и скоростью циркуляции раствора. Следовательно, число k_w может служить характеристикой оптимальности процесса при выпаривании щелочных растворов ЦБП. Как видно на рис. 10.50, максимальные значения α наблюдаются при $K_w \approx 1,0$. Таким образом, при этих условиях влияние оказываемых на теплообмен различных механизмов передачи теплоты наиболее сбалансировано. В области однофазной конвекции коэффициент теплоотдачи $\alpha_{конв}$ определяется уравнениями однофазного конвективного теплообмена в предположении, что температура жидкости равна температуре насыщения и жидкость движется со скоростью циркуляции w_o .

В.М. Боришанский для расчета коэффициента теплоотдачи в области совместного влияния на теплоотдачу при кипении и вынужденном движении предложил зависимость:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{тр}} = \sqrt{1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\bar{w}_p \cdot r \cdot \rho'}{q_w} \right)^{3/2} \left(\frac{\alpha_{пуз}}{\alpha_{конв}} \right)^2}, \quad (10.47)$$

где $\alpha_{тр} = \alpha_{конв} \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{пуз}}{\alpha_{конв}} \right)^2}$ - интерполяционная зависимость, предложенная С.С. Кутателадзе; $\alpha_{пуз}$ - коэффициент теплоотдачи при пузырьковом режиме кипения, рассчитанный по уравнению (10.42) для пенных растворов; $\bar{w}_p = w_o \left[x + \frac{\rho''}{\rho'} (1-x) \right]$ - расходная средняя скорость потока.

Для обобщения опытных данных, усредненных по поверхности трубы [4], было принято уравнение, состоящее из следующих комплексных переменных:

$$\bar{\alpha} / \alpha_{конв} = f \left(k_w ; k_{\Delta in} ; Pr_{пл} ; \rho'' / \rho' \right) .$$

На рис. 10.50 приведены результаты опытных данных при кипении пенных растворов разных концентраций в трубах в зависимости от комплекса K_w .

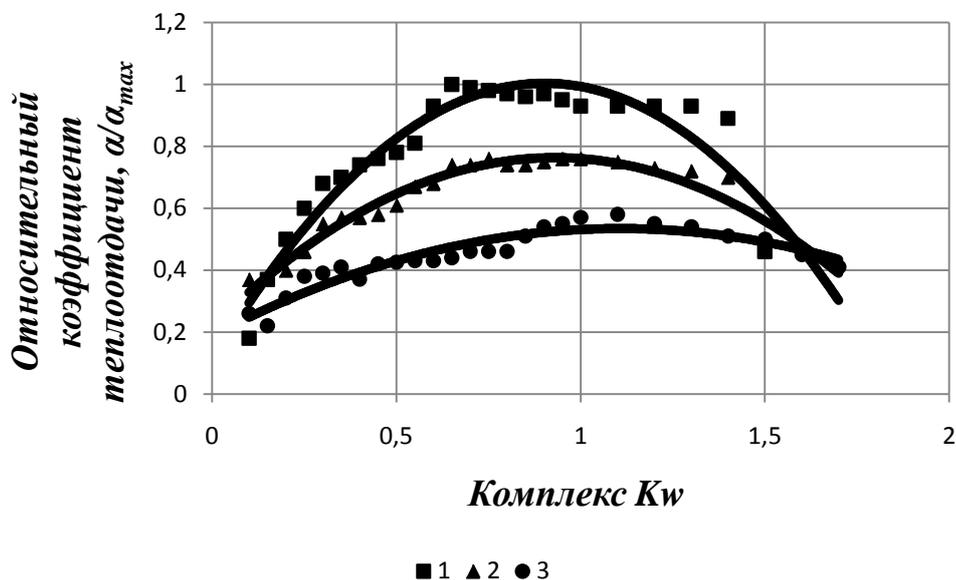


Рис.10.50. Изменение коэффициента теплоотдачи в зависимости от значения числа k_w : 1 – щелок концентрацией 20; 2 – 30; 3 – 40 % а.с.в.

Из рис. 10.50 видно, что интенсивность теплообмена при кипении пенных растворов уменьшается с увеличением их концентрации. Теплоотдача возрастала с увеличением K_w до единицы. При $K_w > 1$ коэффициенты теплоотдачи уменьшались.

Результаты обобщения опытных данных при кипении растворов в трубе в зависимости от их недогрева до температуры кипения представлены на рис. 10.51.

Как следует из результатов проведенного обобщения, представленного на рис. 10.51, при кипении растворов в вертикальных трубах устанавливаются две характерные области влияния комплексных переменных в зависимости от критерия $k_{\Delta_{in}}$.

Для первой области при относительно низких тепловых нагрузках и высоких значениях недогрева, определяемой числом $K_{\Delta_{in}} < 0,05$, характерно увеличение интенсивности теплоотдачи с уменьшением величины недогрева.

Во второй области, характеризующейся высокими тепловыми нагрузками, малыми значениями недогрева и определяемой числом $K_{\Delta_{in}} > 0,05$, интенсивность теплообмена возрастает с увеличением величины недогрева.

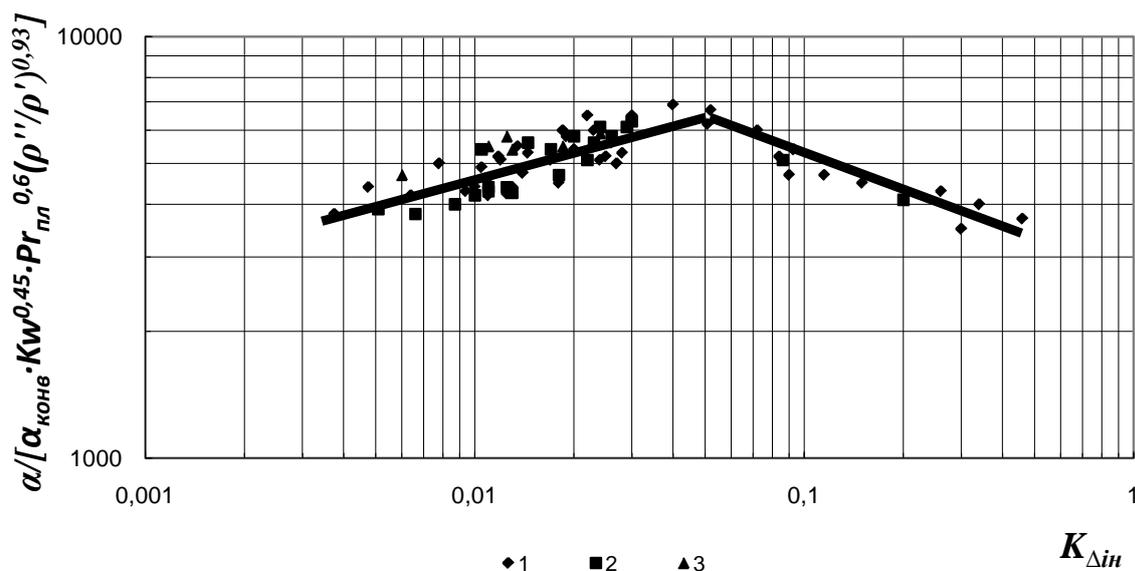


Рис. 10.51. Обобщение опытных данных по интенсивности теплообмена при кипении пенных растворов ЦБП: 1 – черный сульфатный щелок; 2 – водный предгидролизат; 3 – вода

Полученная зависимость описывается уравнением

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_{\text{конв}}} = A \cdot K_w^{0,45} \cdot K_{\Delta i_n}^n \cdot Pr_{\text{пл}}^{0,6} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,93}, \quad (10.48)$$

где $A = 12,5 \cdot 10^3$, $n = 0,214$ при $K_{\Delta i_n} < 0,05$,

$A = 2,91 \cdot 10^3$, $n = -0,277$ при $K_{\Delta i_n} > 0,05$.

10.4.2. Кризис теплообмена при кипении смесей и растворов

Кризис теплообмена при кипении непосредственно связан, как указывалось выше, с гидродинамикой пристенного двухфазного слоя. При кипении смесей и растворов с ростом значения ΔC снижается число действующих на единице греющей поверхности центров парообразования Z , уменьшается скорость роста паровых пузырей $w_{\text{п}}$, изменяется отрывной диаметр пузыря d_0 . Все это обуславливает уменьшение коэффициента теплоотдачи. Очевидно, что чем меньше отрывной диаметр пузыря и число действующих центров парообразования, тем при большей плотности теплового потока нарушается устойчивость пристенного двухфазного слоя. При больших $q_{\text{кр1}}$ у теплоотдающей поверхности создаются условия для образования сплошной паровой пленки. Для придания у теплоотдающей поверхности, характерной для кризиса гидродинамической обстановки, необходимо компенсировать тормозя-

щее влияние концентрационного пограничного слоя и довести число активных зародышей паровой фазы до значения, которое наблюдалось бы в случае кипения раствора как однокомпонентной жидкости.

В процессе кипения увеличить число действующих на единице поверхности центров парообразования при прочих равных условиях можно только за счет повышения плотности теплового потока.

На рис. 10.52 показаны зависимости плотности критического теплового потока $q_{кр1}$ от концентрации НК-компонента для нескольких бинарных смесей при кипении в большом объеме. На рисунке видно, что для всех представленных здесь смесей (за исключением смеси пара и метатерфенилов) отчетливо обнаруживаются максимумы на кривых $q_{кр1} = f(c'_{нк})$.

Другая причина превышения $q_{кр1}$ при кипении смеси над $q_{кр1}$ при кипении чистых компонентов связана с обогащением смеси ВК-компонентом в концентрационном пограничном слое (к. п. с.) и с повышением вследствие этого ее температуры насыщения у поверхности пузыря на Δt_n . В условиях, когда $\Delta t_n > 0$, необходимо затрачивать большее количество теплоты на подогрев подтекающей в зону испарения смеси исходной концентрации и, следовательно, от единицы теплоотдающей поверхности должен отводиться больший тепловой поток с избыточной энтальпией перегретой жидкости, чем при кипении однокомпонентной жидкости.

Отрывной диаметр пузыря при кипении смеси меньше d_0 для чистых жидкостей, поэтому в момент кризиса в условиях $\Delta t_n > 0$ число Z , должно быть больше, чем при $\Delta t_n = 0$. Именно в этом заключается основная причина взаимнообратности зависимостей $q_{кр1} = f(c'_{нк})$ и $\alpha = f(c'_{нк})$. При кипении смесей $q_{кр1}$ больше, чем $q_{кр1}$ при кипении чистых ее компонентов. Разница в значениях $q_{кр1}$ тем больше, чем больше темп изменения $\Delta C_{нк}$ с ростом концентрации соответствующего компонента.

Зависимости $q_{кр1}$ от состава при поверхностном кипении бинарных смесей в трубах показаны на рис. 10.53 [1]. На рисунке приведены также кривые, устанавливающие изменение разности концентраций НК-компонента в паре и в жидкости в зависимости от $c'_{нк}$. Из рис. 10.53 видно,

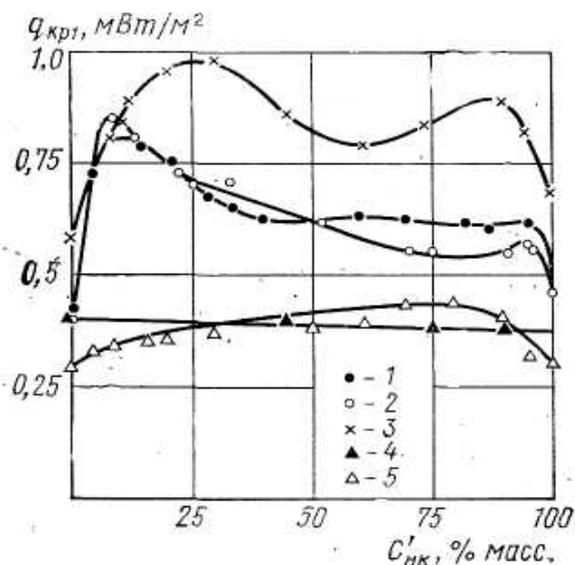


Рис 10.52. Зависимость $q_{кр1}$ от массовой концентрации $c'_{нк}$ при кипении бинарных смесей органических жидкостей в большом объеме [1]: 1-дифенил-бензол, $p = 0,2$ МПа; 2 – моноизопр- пилдифенил- бензол, $p = 0,2$ МПа; 3- дифенил- бензол; $p = 0,785$ МПа; 4 – смесь пара и метатерфенилов, $p = 0,2$ МПа; 5- ацетон-толуол, $p = 0,1$ МПа

что характер влияния состава смеси на $q_{кр1}$ 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 $\Delta c_{нк} = f(c'_{нк})$.

С возрастанием скорости (так же как при кипении чистых жидкостей) значение плотности критического теплового потока увеличивается. Аналогичные зависимости $q_{кр1}$ от $c'_{нк}$ и w_0 устанавливаются при кипении в кольцевых каналах.

Для растворов нелетучих веществ характер зависимости $q_{кр1}$ от концентрации несколько иной. При кипении растворов практически во всем диапазоне изменения концентрации (при $c > 3-5\%$) плотность критического теплового потока уменьшается с ростом C . Исключением являются опытные данные для растворов $NaOH$.

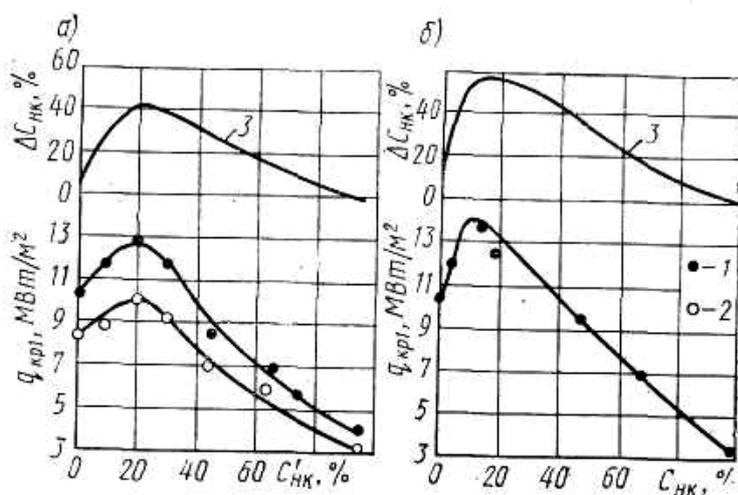


Рис. 10.53. Зависимость $q_{кр1}$ от скорости циркуляции w_0 и массовой концентрации НК-компонента при кипении смесей этанол — вода (а) и ацетон — вода (б): $p = 0,66$ МПа, $\Delta t_{нед} = 50^\circ\text{C}$ [1]: 1- $w_0 = 5$ м/с; 2- $w_0 = 3,5$ м/с; 3- $\Delta c_{нк} = f(c'_{нк})$

10.4.2.1. Кризис теплообмена при кипении пенных растворов в трубе

На рис. 10.54 по аналогии с [1] построена по опытным данным [10] зависимость $q_{кр} = f(x)$ для кризисных условий при кипении пенящихся растворов. Начало кризиса фиксировалось с момента устойчивого увеличения температуры стенки трубы и падения коэффициента теплоотдачи. К обобщению приняты опыты, проводившиеся с $w_0 = 0,015 - 0,025$ м/с, $\rho_w = 25$ кг/(м²с), концентрацией раствора $C = 20\%$ и 30% а.с.в.

Из рис. 10.54 следует, что данные для пенных растворов качественно корреспондируются с аналогичными зависимостями для воды (см. рис. 10.21).

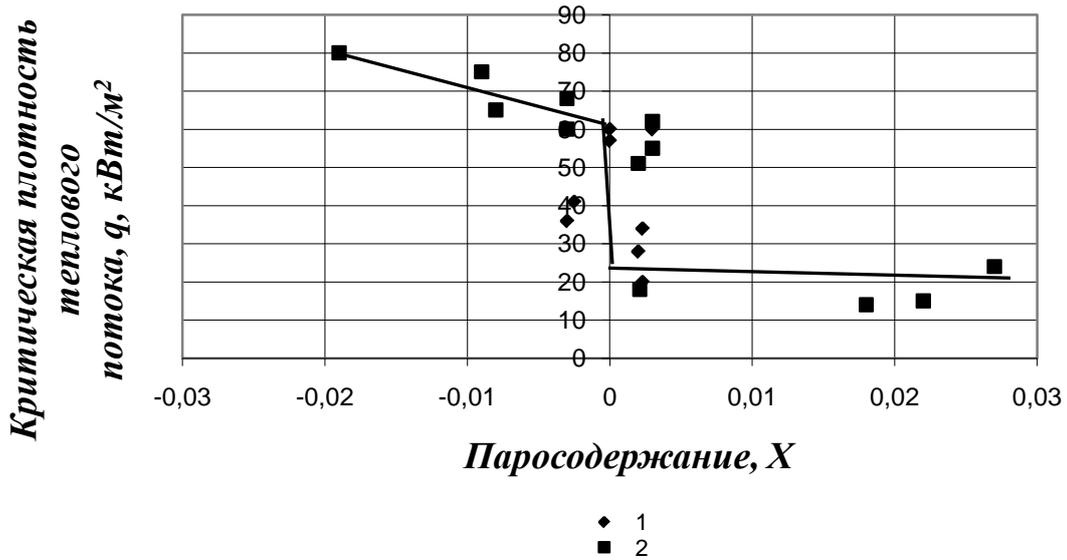


Рис.10.54. Зависимость $q=f(x)$ от кризисных условий при кипении черного сульфатного щелока: $\rho_w = 25 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$; 1 – $C < 30 \%$; 2 – $C > 30 \%$ а.с.в.

Изменения критической плотности теплового потока находятся в очень узком диапазоне значений паросодержания x вследствие пенообразующих свойств растворов, поскольку вспенивание потока массы подчиняется законам взрыва. На основании результатов обработки опытных данных установлено, что до точки инверсии (для черных щелоков $x \approx -0,004$) критическая плотность потока резко увеличивается при увеличении концентрации для концентрированных растворов, так как при таких концентрациях уменьшается способность раствора к вспениванию, которая играет одну из важных ролей при образовании кризиса в пенных растворах. Критическая плотность

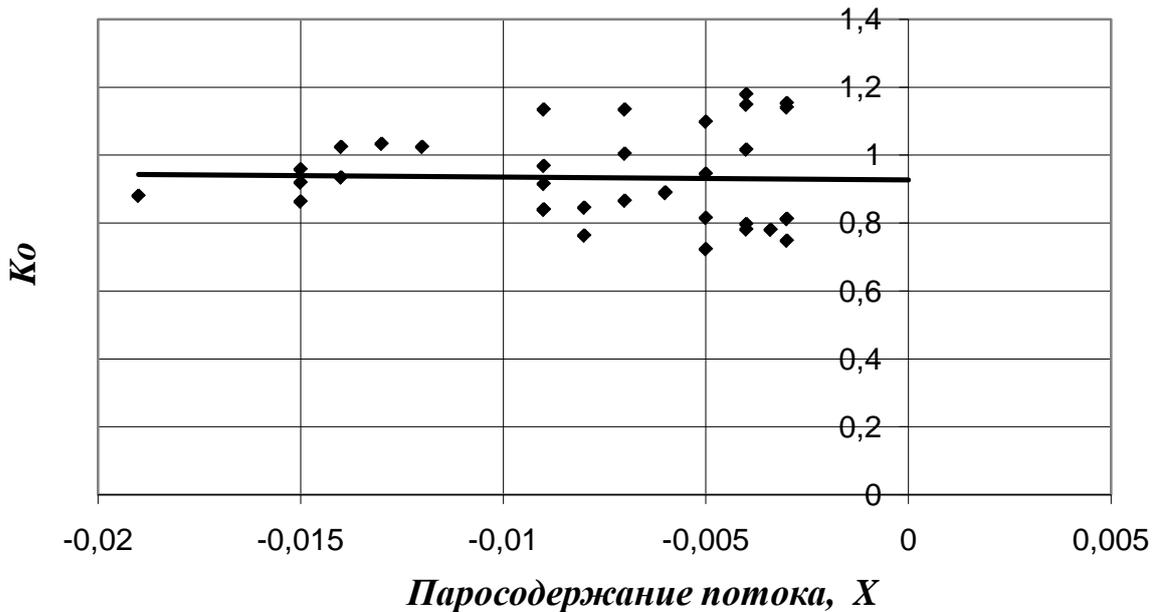


Рис. 10.55. Зависимость параметра $Ko = \frac{q}{C^{1,1} \delta_n^{0,1} (\rho_w)^{0,01}}$ от паросодержания двухфазного потока

незначительно увеличивается с недогревом раствора. Изданных, представленных на рис. 10.55, следует, что паросодержание и массовая скорость раствора при $\rho w = 10 \div 100 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ практически не влияют на критическую плотность потока при кипении пенного потока.

В рассмотренной области кризиса теплообмена первого рода получено уравнение, позволяющее рассчитать критическую плотность в зависимости от режимных параметров работы ВА:

$$q_{\text{кр.}} = 0,56 \cdot C^{1,1} \delta_n^{0,1}, \quad \text{кВт}/\text{м}^2, \quad (10.49)$$

где $C = 20 \div 60 \%$ а.с.в. – концентрация раствора; $\delta_n = 1 \div 30 \text{ }^\circ\text{C}$ – недогрев раствора до температуры кипения.

Рассмотренный выше механизм образования кризиса теплообмена на участке до точки инверсии основывался на разрушении пристенной жидкой пленки и образования паровой, отделяющей жидкую фазу от теплопередающей поверхности.

Кризис теплообмена первого рода после точки инверсии, если динамический и пузырьковый уносы практически отсутствуют, возникает в случае образования в пристенной микропленке неравновесного изменения расхода жидкости, что имеет место в парогенерирующих трубах.

Эмульсионный, либо дисперсно-кольцевой режимы течения определялись при невысоких положительных значениях паросодержаний парожидкостной смеси в кипяточной трубе. При этих режимах кризис теплообмена после точки инверсии проявлялся также, как и при кризисе теплообмена второго рода в результате высыхания со стенки трубы жидкой микропленки. Следует отметить, что кризис теплообмена второго рода существует в условиях дисперсной структуры двухфазного потока при значительных величинах x .

Процесс исчезновения пристенной жидкой пленки, определяющей возникновение кризиса, объясняется срывом капель с гребней волн (динамический унос), испарением пленки и уносом капель с пузырьками пара (пузырьковый унос).

Растворы, взятые в качестве рабочей жидкости (черный сульфатный щелок и водный предгидролизат), особенно при малых концентрациях, склонны к пенообразованию, благодаря чему возникает режим эмульсионного, пенного кипения. В этих условиях кризис теплоотдачи в условиях эмульсионного течения потока при малых положительных расходных паросодержаниях наступает в результате высыхания пристенной пленки жидкости. Расход жидкости в пленке определяется при данном давлении концентрацией раствора, массовой скоростью и расходным массовым паросодержанием.

На рис. 10.56 построена зависимость критической плотности теплового потока от режимных параметрах рассматриваемого процесса. Из рис. 10.56 следует, что критическая плотность теплового потока резко уменьшается с незначительным возрастанием паросодержания двухфазной смеси. В рассмотренной области режимных параметров недогрев раствора практически

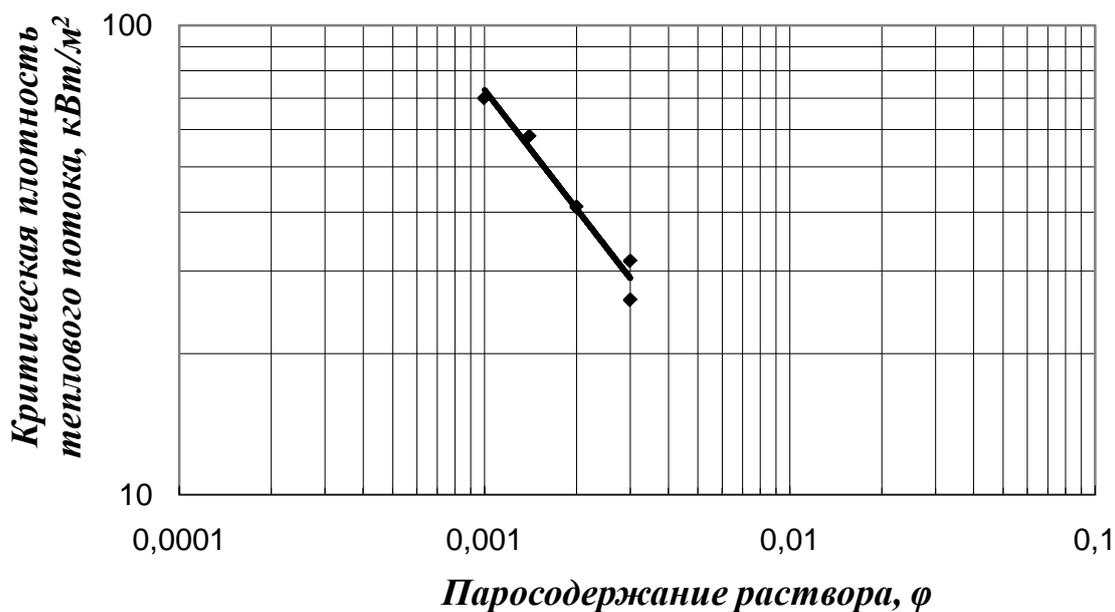


Рис. 10.56. Зависимость критической плотности теплового потока от паросодержания раствора

не влияет на критическую плотность теплового потока. Увеличение массовой скорости раствора в диапазоне $\rho w = 10 \div 100$ кг/(м²·°С) приводит к повышению плотности теплового потока.

Влияние концентрации раствора на критическую плотность теплового потока показано на рис. 10.57.

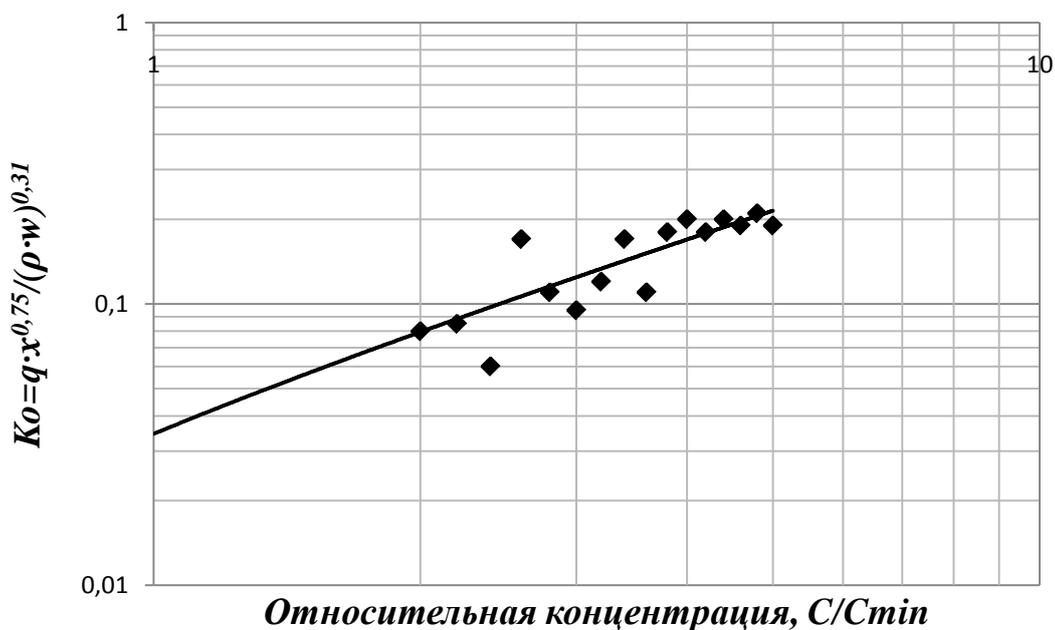


Рис.10.57. Зависимость Ko от концентрации раствора: $Ko = \frac{q \cdot x^{0,75}}{(\rho w)^{0,31}}$

Как видно, критическая плотность теплового потока при кипении пенообразующих растворов ЦБК на этом участке увеличивается с возрастанием концентрации и описывается уравнением:

$$q_{кр.} = 525 \cdot 10^{-5} \frac{(\rho w)^{0,31} (C + 1)^{0,88}}{x^{0,75}}, \quad (10.50)$$

где $C = 20 \div 60$ % а.с.в. – концентрация раствора; $\delta t_n = 1 \div 30$ °С – недогрев раствора до температуры кипения; $\rho w = 10 \div 100 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ – массовая скорость, $x = 0,001 \div 0,01$ – паросодержание раствора.

Из приведенного выше материала следует, что механизм кризиса теплоотдачи меняется при изменении паросодержания. При отрицательных значениях паросодержаний кризис теплоотдачи возникал в результате нарушения гидродинамической устойчивости пристенной пленки потоком пара, движущимся от стенки, и встречным потоком жидкости. При положительных значениях x фиксировалось высыхание пленки раствора. Кризисы резко усиливали накипеобразование в трубах выпарных аппаратов.

10.4.3. Анализ результатов исследований по накипеобразованию при восходящем парожидкостном потоке

В работе [1] представлены результаты экспериментального исследования по изменению интенсивности теплообмена во времени из-за накипеобразования при различных гидродинамических режимах работы контуров с естественной и с вынужденной циркуляцией при выпаривании 20%-го раствора NaCl и 60%-го раствора NH_4NO_3 .

Исследования проводились в окисленных стальных трубах внутренним диаметром 19 мм. В контуре с естественной циркуляцией опыты проведены при двух значениях кажущегося уровня: $h_{yp} = 50$ % и $h_{yp} = 100$ %. Максимальная скорость циркуляции, зафиксированная в этих опытах, составляла: для 20% - го раствора NaCl — $w_o = 0,7$ м/с ($h_{yp} = 50$ %) и $w_o = 2,35$ м/с ($h_{yp} = 100$ %); для 60%-ного раствора NH_4NO_3 — $w_o = 0,7$ м/с ($h_{yp} = 50$ %) и $w_o = 1,44$ м/с ($h_{yp} = 100$ %). На кипятильной поверхности парогенерирующих труб в процессе выпаривания растворов постепенно увеличивался слой накипи и, соответственно, снижалась интенсивность теплообмена. Выборочные результаты этих опытов приведены в табл. 10.4, из которой следует, что в условиях естественной и вынужденной циркуляции жидкости интенсивность теплообмена снижается с ростом плотности теплового потока. При высоких значениях q коэффициент теплоотдачи за первые 6 суток снижался более чем в два раза. Затем процесс теплообмена стабилизировался.

Резкое снижение α при высоких плотностях теплового потока объяснялось тем, что в этом случае раствор у теплоотдающей поверхности достигал насыщения, и из него выпадают кристаллы соли.

**Влияние образования накипи на α при кипении водных растворов
20%-го NaCl и 60%-го NH₄NO₃
в контурах с естественной и принудительной циркуляцией [1]**

q , кВт/м ²	$h_{ур}$, % или w_0 , м/с	α , Вт/(м ² ·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	—
NH₄NO₃									
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, NH₄NO₃									
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	—

При одном и том же значении q интенсивность отложения накипи и снижения α уменьшалось при увеличении скорости циркуляции. При $q = 396$ кВт/м² и при $w_0 = 3$ м/с в течение 24 суток значение α снижается в 1,3 раза, а при $w_0 = 5$ м/с — в 1,02 раза. Таким образом, повышение скорости циркуляции является эффективным средством борьбы с образованием накипи на теплоотдающей поверхности. В рассматриваемом случае опыты проведены с высококонцентрированными растворами. Для NaCl массовая концентрация насыщения $C_{нас} \sim 29\%$, поэтому при исходной концентрации $C = 20\%$ раствор у поверхности нагрева быстро становился насыщенным.

10.4.3.1. Эффективный интервал работы выпарных станций между промывками

Правильная эксплуатация рационально подобранного и скомпонованного оборудования выпарной станции (ВС) должна обеспечивать максимальную производительность при продолжительности ее работы до остановки на промывку:

$$\tau = \tau_1 + \tau_2, \quad (10.51)$$

где τ_1 – продолжительность работы ВС при постоянных режимных параметрах работы и концентрации выпаренного раствора; τ_2 – период работы ВС при постепенно снижающейся концентрации выпаренного раствора.

Продолжительность работы ВС при постоянной концентрации выпаренного раствора на выходе определяется по уравнению:

$$\tau_1 = \frac{\sum \Delta t_i - \sum 10^3 R_{0i} r_i U_i}{\sum 10^3 \psi_i U_i^2 r_i}, \quad \text{сут.}, \quad (10.52)$$

где $\sum \Delta t_i$ – сумма располагаемых температурных напоров в корпусах ВС, $^{\circ}\text{C}$; $\sum 10^3 \cdot R_{0i} \cdot r_i \cdot U_i$ – сумма необходимых температурных напоров ВС; $R_{0i} = \frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_{\text{ст}} + \frac{1}{\alpha_2}$ – термическое сопротивление теплопередаче в безнакипном режиме; $(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})/\text{Вт}$; α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи от пара к стенке кипятильной трубы выпарного аппарата (ВА) и от стенки к кипящему раствору соответственно, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$; $(\delta/\lambda)_{\text{ст}}$ – термическое сопротивление стенки трубы; r_i – теплота парообразования, $\text{кДж}/\text{кг}$; $U = w/F$ – массовое напряжение кипятильной поверхности ВА, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; $\sum 10^3 \cdot \psi_i \cdot U_i^2 \cdot r_i$ – необходимый ежесуточный прирост температурного напора; $\psi_i = \frac{R_{\text{Hi}}}{U \cdot \tau}$ – термический коэффициент накипеобразования, характеризующий прирост термического сопротивления накипи в единицу времени, отнесенного к одному килограмму выпаренной воды с единицы поверхности теплообмена ВА, $(\text{м}^4 \cdot ^{\circ}\text{C})/(\text{Вт} \cdot \text{кг})$; $R_{\text{Hi}} = \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_{\text{H}}$ – термическое сопротивление накипи; δ_{H} – толщина слоя накипи, м ; λ_{H} – коэффициент теплопроводности накипи, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^{\circ}\text{C})$; $w = S(I - C/B)$ – количество выпаренной в ВА влаги, $\text{кг}/\text{с}$; S – количество раствора, подаваемого в ВА на выпаривание, $\text{кг}/\text{с}$; C, B – концентрации раствора на входе и выходе из ВА соответственно, % *а.с.в.*; F – поверхность теплообмена ВА, м^2 .

Изменение разности термических сопротивлений теплопередаче в ВА, определенное через определенные промежутки времени, является следствием приращения термического сопротивления накипи $R_{\text{H}} = \frac{1}{K'_{\text{H}}} - \frac{1}{K''_{\text{H}}}$, (10.53)

где $K_{\text{H},i} = \frac{Q}{F \cdot \Delta t} = \frac{w \cdot r}{F \cdot \Delta t} = \frac{q}{\Delta t} = \frac{U \cdot r}{\Delta t}$ – коэффициенты теплопередачи, полученные в разные интервалы времени в результате долговременных исследований работы ВС, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$; $Q = w \cdot r$ – тепловая нагрузка аппарата, Вт ; $\Delta t = t_{\text{гр}} - t_{\text{р}}$ – температурный напор; $t_{\text{гр}}$ – температура греющего пара, $^{\circ}\text{C}$; $t_{\text{р}}$ – температура кипящего раствора, $^{\circ}\text{C}$; $q = Q/F$ – плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Для нахождения термического коэффициента накипеобразования сотрудниками кафедры промышленной теплоэнергетики СПб ГТУ РП на филиале ОАО «Группа «ИЛИМ» в г. Коряжме проводились в течение нескольких месяцев исследования режимов работы двух противоточных шестикорпусных ВС картонно-бумажного производства (КБП) фирмы «Розенблад», работавших по параллельным и равнозначным технологическим схемам и противоточную ВС фирмы «Парсон и Виттемор» на ТЭС-3 [11].

В начале работы после промывки ВС имели определенный запас температурного напора:

$$\sum \Delta t_{\text{зап}} = \sum \Delta t_{\text{расч}} - \sum \Delta t_0, \quad (10.54)$$

где $\sum \Delta t_{\text{расч}}$ - расчетный температурный напор; $\sum \Delta t_0$ - реальный температурный напор на батарее.

По мере загрязнения кипяtilьной поверхности резерв температурного напора постепенно расходовался. При $\sum \Delta t_{\text{зап}} = 0$ сохранение производительности ВС становилось невозможным. В этом случае ВС либо останавливали для очистки кипяtilьной поверхности от накипи, либо ВС работала, как показано на рис. 10.58, с постепенно уменьшающейся производительностью.

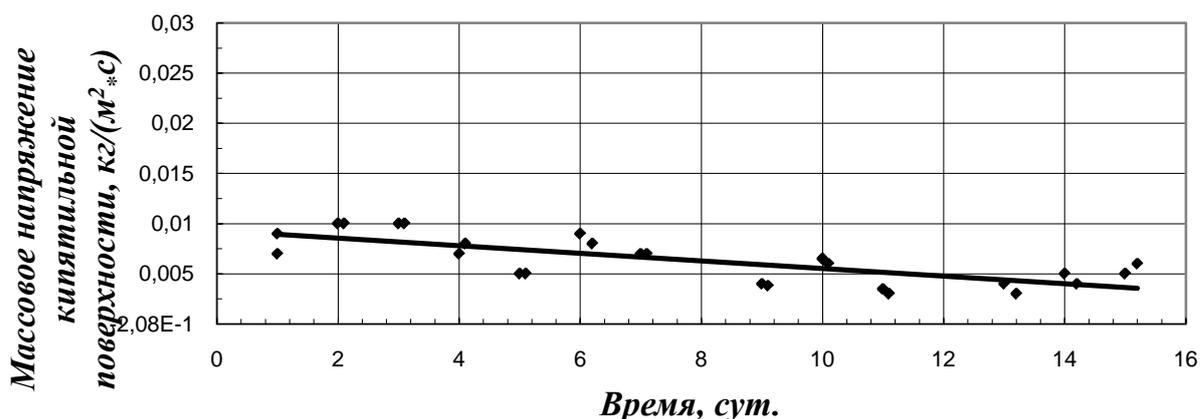


Рис. 10.58. Типовая зависимость испарительной способности корпуса от времени эксплуатации

Коэффициенты теплопередачи ВА $K_H = 600 \div 2000 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°C}}$, полученные в результате исследований ВС, непрерывно уменьшались во времени из-за накипи на кипяtilьной поверхности.

Термические сопротивления накипи в соответствии с (10.52) определялись для каждого опыта по зависимости:

$$R_{H,i} = \frac{1}{K_H} - \left[\frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_{\text{ст}} + \frac{1}{\alpha_2} \right] \quad (10.55)$$

Ежесуточный прирост термического сопротивления накипи для каждого корпуса определялся по зависимости $\Delta R_H = \frac{R_H'' - R_H'}{\tau}$, (10.56)

где R_n'' и R_n' – термические сопротивление накипи в корпусе в конце и в начале эксперимента.

Изменение термического сопротивления накипи $R_{n,i}$ во времени в корпусах ВС ТЭС-III приведено на рис. 10.59.

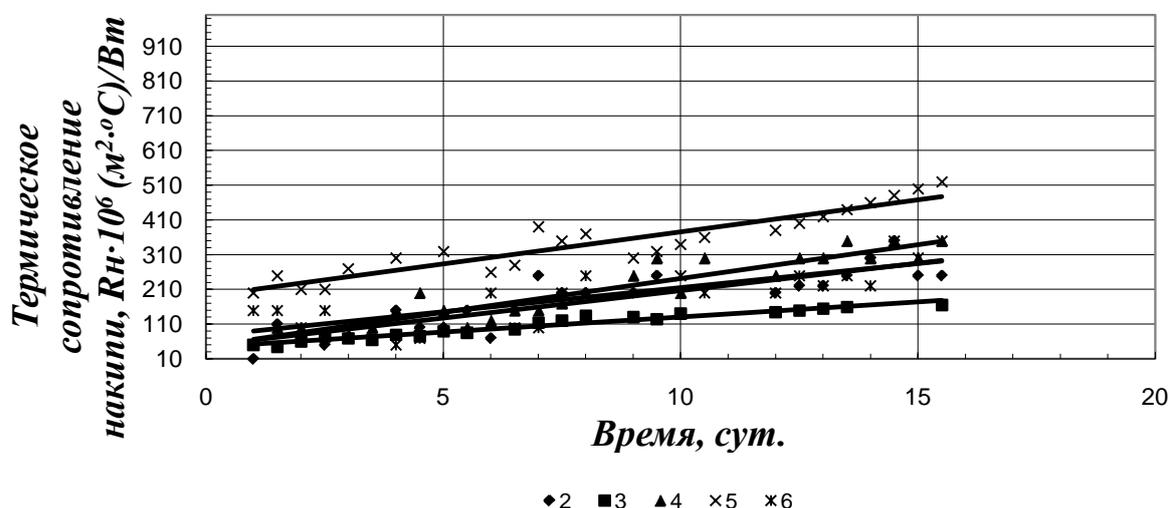


Рис. 10.59. Зависимость термического сопротивления накипи R_n от продолжительности работы корпусов ВС ТЭС-III: 2, 3, 4, 5, 6 – соответственно в II, III, IV, V, VI корпусах

Приведенные экспериментальные данные показывают, что термические сопротивления накипи составляют для большинства корпусов примерно 20 % (45 % - для отдельных) от полного термического сопротивления теплопередаче. Ежесуточный прирост сопротивления накипи неодинаков для разных корпусов и даже для одного и того же корпуса в различные периоды времени его работы. Постепенное увеличение R_n связано с увеличением содержания накипеобразователей в сульфатном щелоке. Выпадение накипеобразователей из щелока зависит главным образом от увеличения их концентрации в растворе.

Величина коэффициента термического сопротивления накипеобразования ψ в зависимости от концентрации щелока показана на рис. 10.60 в координатах « $\psi - C$ ».

Представленные данные показывают, что коэффициент накипеобразования не является постоянной величиной, а с увеличением концентрации щелока постепенно увеличивается.

Термическое сопротивление накипи определяется зависимостью $R_n = f(\psi, U, C, \tau)$. В результате обработки по данной зависимости опытных данных, полученных в эксплуатационных условиях, найдено уравнение

$$R_n = 1,7 \cdot 10^{-3} \cdot U \cdot C^{0,37} \quad (10.57)$$

и построена представленная на рис. 10.61 номограмма, позволяющая определить прирост R_n за сутки при конечной концентрации щелока и среднесуточном напряжении кипятильной поверхности.

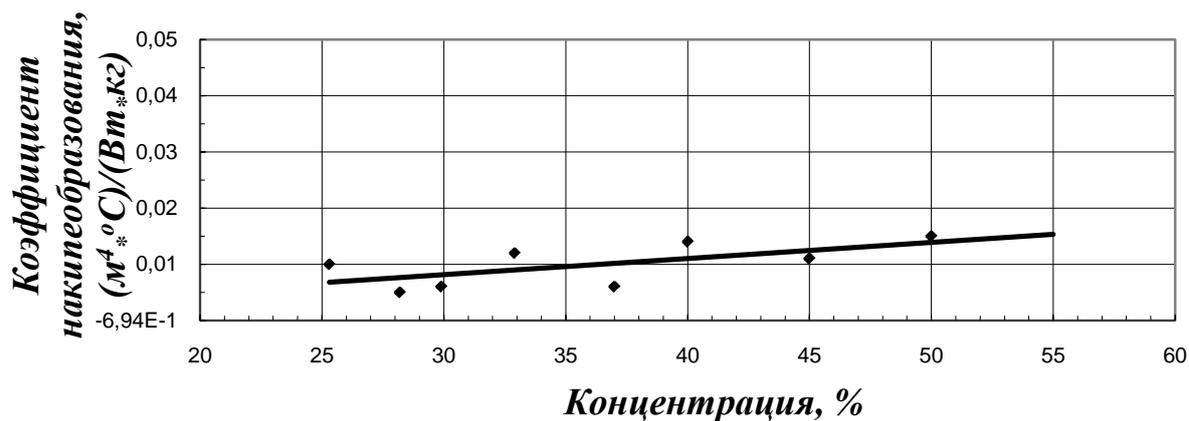


Рис. 10.60. Зависимость термического коэффициента накипеобразования от концентрации черного сульфатного щелока для различных периодов работы батарей

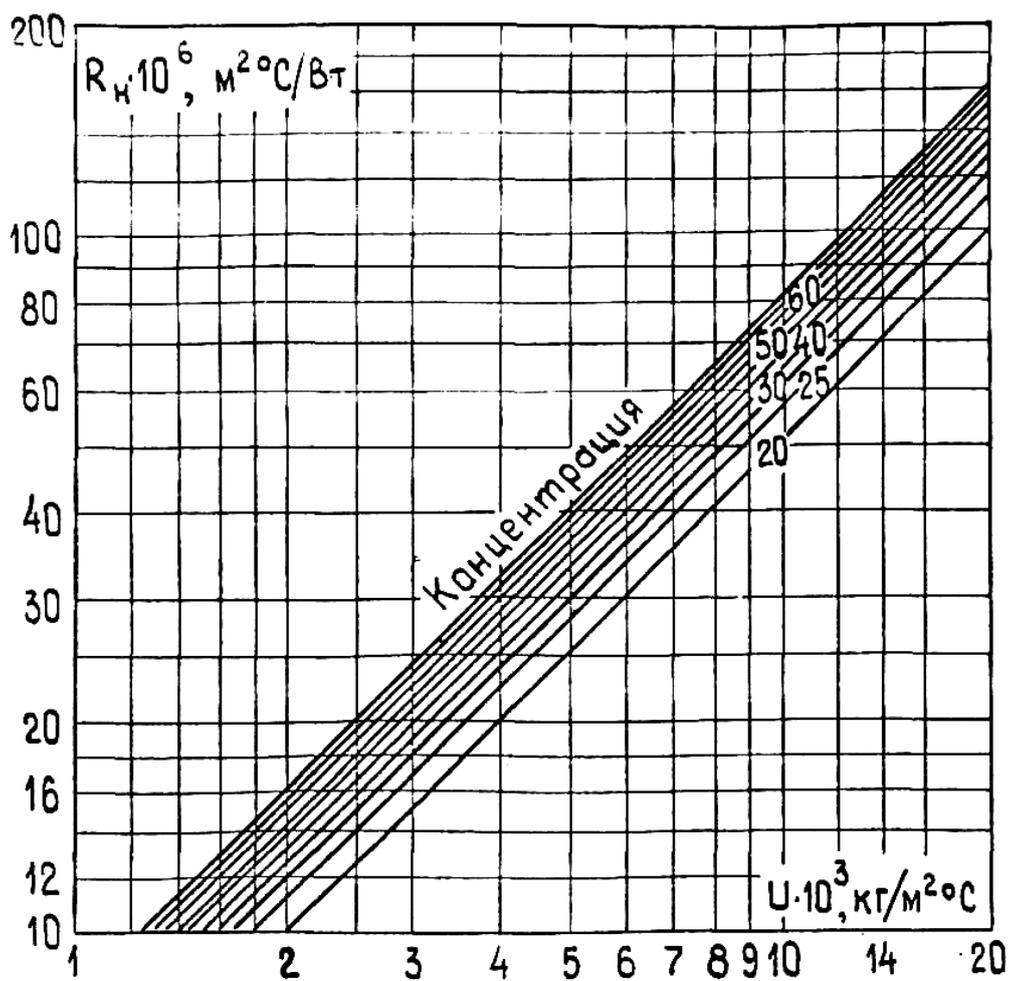


Рис. 10.61. Среднесуточный прирост термического сопротивления накипи

Для облегчения расчетов при определении величины $\sum 10^3 \cdot \psi \cdot U^2 \cdot r$ составлена номограмма [11] и представлена на рис. 10.62. По приведенным выше зависимостям рассчитывается продолжительность работы ВС.

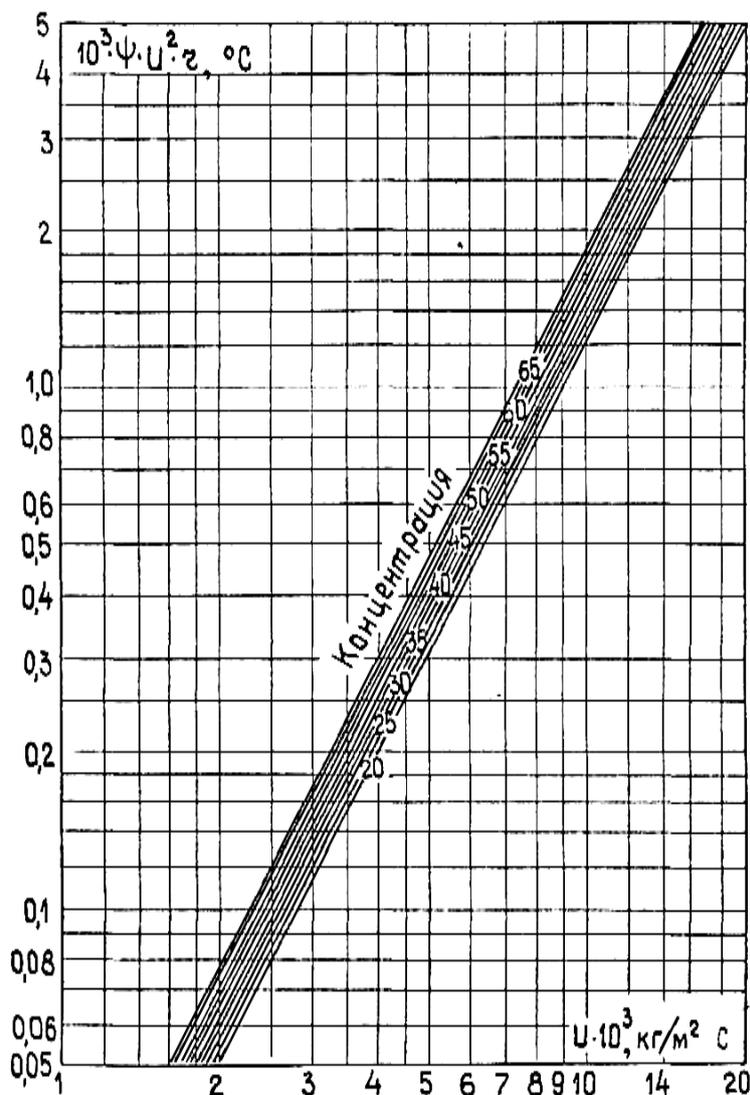


Рис. 10.62. Номограмма для определения необходимого ежесуточного прироста температуры напора

10.5. Примеры с решениями

Пример 10 – 1. Определить коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковым кипением от кипяtilьной трубки, погруженной в объем воды, находящейся под давлением $P=3,5 \cdot 10^5 \text{ Па}$ в испарителе, работающем при тепловой нагрузке $q=150 \text{ кВт/м}^2$.

При пузырьковом кипении жидкости в большом объеме коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по формуле (10.10)

$$Nu_{\text{исп}} = A [Pe_{\text{исп}} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5}]^n, \quad \text{где} \quad Pe_{\text{исп}} = \frac{w_{\text{исп}} \cdot l_*}{a};$$

$$K_t = \frac{(r \cdot \rho'')^2}{c_p \cdot T_H \cdot \rho' \sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}}; \quad K_\sigma = \frac{r}{g \cdot l_*}; \quad l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}.$$

$$\text{При} \quad N = Pe_{\text{исп}} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5} \geq 10^7 \rightarrow A = 3,2 \cdot 10^{-5}; n = 0,75;$$

при $5 \cdot 10^5 < N < 10^7 \rightarrow A = 2,65 \cdot 10^{-2}; n = 1/3$.

При $P = 3,5 \cdot 10^5 \text{ Па}$ находим физические параметры кипящей жидкости и пара: $T_n = 412^0 \text{ К}$; $\rho' = 926,9 \text{ кг/м}^3$; $a = 17,2 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$; $r = 2148,2 \text{ кДж/кг}$; $\sigma = 509 \cdot 10^{-4} \text{ Н/м}$; $\rho'' = 1,907 \text{ кг/м}^3$; $C_p = 4,28 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$; $\lambda = 0,685 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$.

$$l_* = \sqrt{\frac{509 \cdot 10^{-4}}{9,81(926,9 - 1,907)}} = 2,37 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

$$Pe_{\text{исп}} = \frac{150 \cdot 10^3 \cdot 2,37 \cdot 10^{-3}}{2148,2 \cdot 10^3 \cdot 1,907 \cdot 17,2 \cdot 10^{-8}} = 504,5 \quad ;$$

$$K_t = \frac{(2148,2 \cdot 10^3 \cdot 1,907)^2}{4,28 \cdot 10^3 \cdot 412 \cdot 926,9 \sqrt{509 \cdot 10^{-4} \cdot 9,81(926,9 - 1,907)}} = 478 ;$$

$$K_\sigma = \frac{2148,2 \cdot 10^3}{9,81 \cdot 2,37 \cdot 10^{-3}} = 92,4 \cdot 10^6 ;$$

$$N = 504,5(478)^{0,63} (92,4 \cdot 10^6)^{0,5} = 504,5 \cdot 48,7 \cdot 9612,5 = 2,36 \cdot 10^8 .$$

Следовательно $A = 3,2 \cdot 10^{-5}$; $n = 0,75$.

Тогда $Nu_{\text{исп}} = 3,2 \cdot 10^{-5} (2,36 \cdot 10^8)^{0,75} = 75,52$.

$$Nu_{\text{исп}} = \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} , \text{ откуда } \alpha = \frac{Nu_{\text{исп}} \cdot \lambda}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} .$$

$$\alpha = \frac{75,52 \cdot 0,685}{2,37 \cdot 10^{-3}} = 21827 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} .$$

Пример 10-2. Определить критическую тепловую нагрузку при кипении воды в большом объеме под давлением $p = 1 \text{ бар}$.

Критическая тепловая нагрузка при кипении жидкости в большом объеме может быть подсчитана по формуле (10.17)

$$q_{\text{кр}} = k \cdot r \sqrt{\rho''^4 g \cdot \sigma (\rho' - \rho'')} ,$$

где критерий устойчивости - $k = \frac{w_{\text{кр}}'' \cdot \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{g \cdot \sigma (\rho' - \rho'')}} = 0,13 - 0,16$.

Находим физические параметры процесса $\rho' = 960 \text{ кг/м}^3$; $\rho'' = 0,59 \text{ кг/м}^3$; $\sigma = 588,6 \cdot 10^{-4} \text{ Н/м}$; $r = 2256,8 \text{ кДж/кг}$.

$$q_{\text{кр}} = 0,145 \cdot 2256,8 \cdot 10^3 \sqrt{0,59^4 \sqrt{9,81 \cdot 588,6 \cdot 10^{-4} (960 - 0,59)}} = 1,2 \cdot 10^6 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} .$$

Пример 10-3. Определить коэффициент теплоотдачи от стенки трубы диаметром $d = 18 \text{ мм}$, к кипящей и движущейся со скоростью $w = 1 \text{ м/с}$ под давлением $p = 8 \text{ бар}$ воде, если плотность теплового потока при температуре внутренней стенки трубы $t_c = 175^0 \text{ С}$ составляет $q = 100 \text{ кВт/м}^2$.

Расчет ведем по формуле Н.Г. Стюшина (10.26):

$$\frac{Nu_{\text{кип}}}{Nu_{\text{б.к}}} = 6150 \cdot N^{0,7} ,$$

где $N = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{C_p \cdot T_H} \right)^{0,333}$. При $N \leq 0,4 \cdot 10^{-5} \rightarrow Nu_{кип} = Nu_{б.к}$; $Nu_{б.к}$ - рассчитывается по уравнениям для течения однофазной жидкости.

Находим физические параметры процесса $\rho' = 897 \text{ кг/м}^3$; $c_p = 4,38 \text{ кДж/(кг·град)}$; $r = 2049 \text{ кДж/кг}$; $\rho'' = 4,122 \text{ кг/м}^3$; $v = 0,181 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,674 \text{ Вт/(м·град)}$; $Pr = 1,05$; $Pr_{ст} = 1,025$.

Рассчитываем комплекс

$$N = \frac{100}{2049 \cdot 4,122 \cdot 1,0} \left(\frac{4,122}{897} \right)^{1,45} \left(\frac{2049}{4,38 \cdot 170} \right)^{0,333} = 6,8 \cdot 10^{-6} > 0,4 \cdot 10^{-5}.$$

$$\begin{aligned} \text{Определяем } Nu_{б.к.} &= 0,021 Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} = \\ &= 0,021 \cdot \left(\frac{1 \cdot 0,018}{0,181 \cdot 10^{-6}} \right)^{0,8} \cdot (1,05)^{0,43} \cdot \left(\frac{1,05}{1,02} \right)^{0,25} = 214,8 . \end{aligned}$$

$$\text{Находим } Nu_{кип} = 6150 \cdot (6,8 \cdot 10^{-6})^{0,7} 214,8 = 319 .$$

Коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к кипящей воде

$$\alpha = \frac{Nu_{кип} \cdot \lambda}{d} = \frac{319 \cdot 0,674}{0,018} = 11944 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} .$$

Пример 10-4. Определить коэффициент теплоотдачи от стенки трубы диаметром $d = 18 \text{ мм}$ к гравитационно движущейся в пленке со скоростью $w = 0,07 \text{ м/с}$ под давлением $p = 8 \text{ бар}$ воде, если температура внутренней стенки трубы составляет $t_c = 175^\circ \text{C}$.

Расчет проводим по формуле Гимбутиса (10.26)

$$Nu_{м.ж.} = (0,165 Re_{ж}^{0,16} - 0,4) Pr_{ж}^{0,34} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_a,$$

где $Nu_{м.ж.} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}$ - модифицированное число Нуссельта, $\varepsilon_a = 0,8 \div 1,0$ - поправочный коэффициент. Уравнение справедливо при $Re > Re_{кр}$.
 $Re_{кр} = 2200 Pr^{-0,3}$.

Находим физические параметры процесса $\rho' = 897 \text{ кг/м}^3$; $c_p = 4,38 \text{ кДж/(кг·град)}$; $r = 2049 \text{ кДж/кг}$; $\rho'' = 4,122 \text{ кг/м}^3$; $v = 0,181 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,674 \text{ Вт/(м·град)}$; $Pr = 1,05$; $Pr_{ст} = 1,025$.

$$\begin{aligned} Nu_{м.ж.} &= \left[0,165 \left(\frac{0,07 \cdot 0,018}{0,181 \cdot 10^{-6}} \right)^{0,16} - 0,4 \right] 1,05^{0,34} \left(\frac{1,05}{1,025} \right)^{0,25} = \\ &= (0,165 \cdot 4,12 - 0,4) 1,016 \cdot 1,006 = 0,286 . \end{aligned}$$

$$\alpha = \frac{Nu_{м.ж.} \cdot \lambda}{\left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}} = \frac{0,286 \cdot 0,674}{\left(\frac{(0,181 \cdot 10^{-6})^2}{9,81}\right)^{1/3}} = 1276 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

11. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

11.1. Общие сведения

Конденсация представляет собой процесс перехода вещества, находящегося в докритическом состоянии, из газовой фазы в жидкую. Выделение при фазовом превращении теплоты связывает процесс конденсации пара с теплообменом. Процессы конденсации имеют место во многих отраслях промышленности, из которых основными являются энергетика, химико-технологические производства, включая целлюлозно-бумажное, и пищевая промышленность. В конденсаторах паровых турбин пар конденсируется на охлаждаемых трубах; конденсация пара осуществляется в опреснительных установках и многочисленных теплообменных аппаратах.

Конденсация может происходить как **в объеме пара**, так и **на охлаждаемой поверхности теплообмена**. В первом случае переход в жидкое состояние может иметь место лишь при значительном переохлаждении пара. Величина переохлаждения зависит от наличия в объеме дискретных центров конденсации и будет максимальной для абсолютно чистого пара. В энергетике, других областях техники и промышленности чаще приходится иметь дело с конденсацией пара на охлаждаемых поверхностях теплообмена, осуществление которой не связано с преодолением существенных энергетических барьеров.

Конденсация насыщенного или перегретого пара на твердой поверхности теплообмена происходит, если температура поверхности меньше температуры насыщения при данном давлении.

На поверхности может образоваться пленка конденсата. Такой вид конденсации называется пленочной. **Пленочная конденсация** имеет место, если конденсат смачивает поверхность теплообмена. Если же конденсат не смачивает поверхность, то она покрывается отдельными каплями конденсата – **капельная конденсация**.

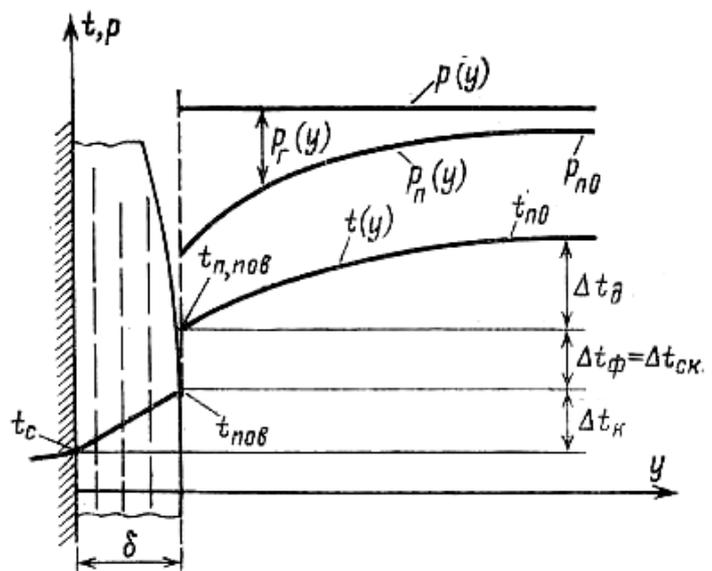


Рис. 11.1. Распределение концентраций и температуры при конденсации пара из парогазовой смеси

Смачиваемость жидкости характеризуется краевым углом θ . При $\theta > 90^\circ$ жидкость не смачивает стенку. В большинстве теплотехнических задач наблюдается пленочная конденсация, так как вода, как правило, смачивает поверхность теплообмена. Капельная конденсация наблюдается при пуске новых теплообменных аппаратов или когда она вызвана с помощью специальных средств - гидрофобизаторов, которые наносятся на поверхность или вводятся в пар. Теплоотдача при капельной конденсации водяного пара может быть во много раз больше чем, при пленочной. Это объясняется тем, что пленка конденсата, закрывающая поверхность теплообмена от пара, является большим термическим сопротивлением передаче теплоты.

Общая схема процесса конденсации иллюстрируется рис. 11.1. Общее термическое сопротивление при конденсации складывается из термического сопротивления конденсата R_k , диффузионного сопротивления R_D и сопротивление на границе раздела фаз R_ϕ $R = \frac{t_{н,0} - t_c}{q} = \frac{1}{\alpha} = R_k + R_\phi + R_D$.

Смысл диффузионного сопротивления состоит в следующем. Если в ядре потока имеется некоторое количество неконденсирующегося газа, то в процессе конденсации его парциальное давление p_2 увеличивается по мере приближения к поверхности конденсации ($y = \delta$). При этом реальная температура насыщения на поверхности конденсации $t_{н, нов}$ падает. В результате полная разность температур между ядром потока и поверхностью уменьшается на Δt_δ .

Выделение сопротивления R_ϕ обусловлено скачком температуры на границе раздела фаз. Появление этого скачка связано с тем, что в тонком слое пара, примыкающем к поверхности пленки, движутся потоки молекул из пара в жидкость и в обратном направлении. Отношение числа захватываемых поверхностью молекул пара к общему числу молекул, падающих на поверхность, называется коэффициентом конденсации f . Эти потоки очень велики. Поэтому, если коэффициент конденсации не слишком мал, то разность потоков молекул, связанная с разностью температур между паром и жидкостью, обеспечивает необходимый поток теплоты при малом значении указанной разности. Но при небольшой величине коэффициента конденсации, а также при малой плотности пара (то есть при низких давлениях) и с увеличением q эта разность $t_n - t_{нов}$ может быть заметной. Она и учитывается с помощью величины R_ϕ . Из ряда экспериментальных исследований следует, что при конденсации чистого водяного пара с давлением $P > 10^4$ Па с достаточным приближением можно считать, что температурный скачок Δt_ϕ отсутствует.

В данном разделе мы будем рассматривать лишь конденсацию чистого пара и не будем затрагивать особые случаи, в которых может проявляться заметным образом R_ϕ . Поэтому мы будем пренебрегать R_ϕ и определять теплоотдачу при конденсации α как $\frac{1}{\alpha} = R_k + R_D$.

11.2. Конденсация пара на вертикальной плоской поверхности

Существует большое число зависимостей для расчета теплоотдачи при конденсации в различных условиях. Рассмотрим простейшие задачи, допускающие компактное аналитическое решение. Прежде всего рассмотрим так называемую задачу Нуссельта о пленочной конденсации на вертикальной поверхности.



Рис. 11.2. В. Нуссельт

В. Нуссельт (1882-1957) – немецкий теплофизик (рис. 11.2). Один из основателей современной формы представления результатов теплофизических исследований. Он впервые ввел в практику формулы, построенные через безразмерные числа подобия что привело к значительному упрощению их вывода и использованию. Ему принадлежат первые аналитические решения ряда практических задач теплообмена, например, для теплоотдачи в трубах. Велик его вклад в решение проблемы теплоотдачи при пленочной конденсации. Его решения для конденсации на вертикальных поверхностях и на горизонтальных трубах оказались настолько удачными, что до сих пор с некоторыми коррективами используются в расчетной практике. Его именем назван наиболее широко используемый безразмерный комплекс – число Нуссельта Nu

На вертикальной стенке, температура поверхности которой равна t_c , конденсируется сухой насыщенный пар (рис.11.3). Течение пленки, толщину которой обозначим через δ , считаем ламинарным и стационарным. Будем также считать, что силами инерции можно пренебречь по сравнению с вязкостными и гравитационными. Кроме того установим следующие допущения:

- трение на границе паровой и жидкой фаз отсутствует;
- температура внешней поверхности пленки постоянна и равна температуре насыщения при заданном давлении пара;
- силы поверхностного натяжения не влияют на характер течения;
- физические свойства не зависят от температуры;
- плотность пара мала по сравнению с плотностью жидкости.

При продольном движении пара силы трения, возникающие на границе раздела фаз, могут как

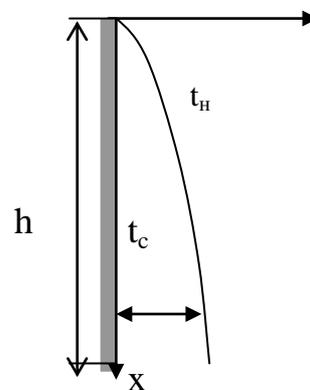


Рис.11.3. К задаче Нуссельта

подтормаживать, так и ускорять пленку конденсата в зависимости от взаимного направления движения конденсата и пара. Конденсирующийся пар не может быть абсолютно неподвижным, так как плотность жидкой фазы $\rho_{ж}$ отличается от плотности паровой ρ_n . При состоянии, далеком от критического, $\rho_{ж} > \rho_n$. Пар, конденсирующийся у стенки, сейчас же восполняется новыми порциями, притекающими из основного объема.

При конденсации пара (или испарении жидкости) происходит как бы отсос (или вдув) пара через межфазную границу. При отсосе через единицу поверхности за единицу времени переносится количество движения

$$S_j = j_{у\text{пов}} \cdot w_0 = (\rho_n \cdot w_y)_{\text{пов}} \cdot w_0 = 2c_j \frac{\rho_n \cdot w_0^2}{2},$$

где $j_{у\text{пов}}$ — плотность поперечного потока вещества на межфазной границе; w_0 — продольная скорость пара за пределами пограничного парового слоя, отсчитываемая от скорости поверхности раздела фаз; $c_i = w_{y\text{пов}}/w_0$, — коэффициент расхода. Гидродинамическое сопротивление, определяемое последней формулой, иногда называют **сопротивлением стока**.

Учитывая трение, обусловленное молекулярной вязкостью, можно написать:

$$S_{\text{пов}} = S_f + S_j = C_f \frac{\rho_n \cdot w_0^2}{2} + 2C_j \frac{\rho_n \cdot w_0^2}{2} = C_{fj} \frac{\rho_n \cdot w_0^2}{2},$$

где $C_{fj} \sim C_f + 2C_j$ - соответствует коэффициенту трения, учитывающему как молекулярный, так и конвективный перенос количества движения.

Для случая омывания неограниченным потоком конденсирующегося пара плоской поверхности неравенство $S_j > S_f$ выполняется при условии

$$C_f \sqrt{\frac{w_0 \cdot x}{\nu}} > 2 \quad \text{или} \quad Re_x > \frac{4w_0^2}{w_{y\text{пов}}^2}.$$

Если пар течет вдоль пленки с небольшой скоростью, то значение $S_{\text{пов}}$ мало, т. е. пар не оказывает заметного динамического воздействия на пленку конденсата и может считаться неподвижным. Уравнения энергии и движения можно с учетом сделанных предположений записать в следующем виде

$$\frac{d^2 t}{dy^2} = 0;$$

$$\mu \frac{d^2 w_x}{dy^2} = -\rho \cdot g.$$

Запишем следующие граничные условия

$$y = 0 \quad t = t_c; w_x = 0;$$

$$y = \delta \quad t = t_n; \partial w_x / \partial y = 0.$$

Решение уравнения энергии совместно с граничными условиями дает

$$\frac{dt}{dy} = \frac{t_n - t_c}{\delta} \quad \text{и} \quad \frac{t - t_c}{t_n - t_c} = \frac{y}{\delta}. \quad (11.1)$$

При двойном интегрировании уравнения движения получим параболическое распределение скорости, $\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w_x \cdot dy = \frac{\rho_{ж}}{3\mu_{ж}} \delta^2$. (11.2)

С помощью уравнения теплового баланса найдем толщину пленки δ

$$r \cdot \rho \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} w_x dy = \frac{\lambda}{\delta} (t_H - t_c) = r \cdot \rho \cdot \delta^2 \frac{d\delta}{dx} \frac{\rho \cdot g}{\mu} .$$

Интегрируя полученное уравнение с учетом начального условия $\delta(0) = 0$, получаем $\delta^4 = \frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 \cdot g}$ или $\delta(x) = \left(\frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 \cdot g} \right)^{1/4}$. (11.3)

Из уравнения (11.3) получаем формулу для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha(x) = \frac{\lambda}{\delta} = \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu(t-t_c)x} \right)^{1/4} . \quad (11.4)$$

Интегрируя (11.4) по длине, получим для среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации пара на вертикальной трубе

$$\bar{\alpha} = 1,33 \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu(t-t_c)H} \right)^{1/4} = 0,943 \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu(t-t_c)H} \right)^{1/4} . \quad (11.5)$$

Характер зависимостей изображен на рис. 11.4. Коэффициенты теплоотдачи уменьшаются с увеличением x или h , а толщина пленки, наоборот, увеличивается. Увеличением толщины пленки объясняется уменьшение коэффициентов теплоотдачи, так как термическое сопротивление при этом увеличивается.

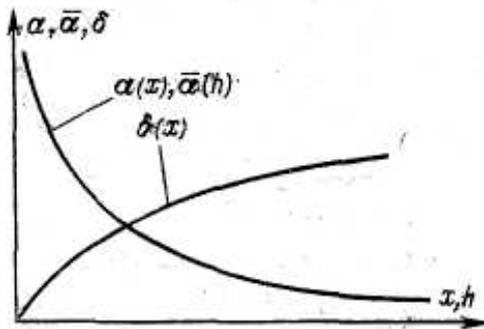


Рис. 11.4. Изменение коэффициента теплоотдачи и толщины ламинарно текущей пленки конденсата вдоль вертикальной стенки

Уравнение (11.5) можно переписать в безразмерном виде

$$\bar{Nu} = 0,943 (Ga \cdot Pr \cdot K)^{1/4} , \quad (11.6)$$

где $\bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot H}{\lambda}$, $Ga = \frac{g \cdot H^3}{\nu^2}$, $K = \frac{r}{c_p \cdot \Delta t}$.

С некоторыми коррективами эта формула описывает конденсацию на внутренней и внешней поверхности вертикальных труб.

Термическое сопротивление пленки конденсата R_k зависит от режима течения. Переход от ламинарного течения пленки к турбулентному определяют по критическому значению числа $Re = \frac{\bar{w} \cdot \delta}{\nu}$, где \bar{w} — средняя скорость течения пленки в рассматриваемом поперечном сечении; δ — толщина пленки конденсата; ν — вязкость конденсата. Re иначе можно записать как

$$Re = Q/\mu ,$$

где Q — расход в пленке на единицу периметра ($кг/м \cdot с$).

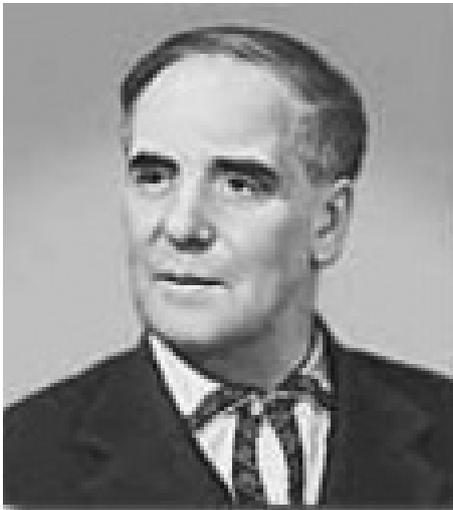
Опытные данные различных авторов показывают, что наиболее вероятное значение $Re_{кр} = 400$. Однако, как было показано П.Л.Капицей, уже при достижении чисел Re порядка десяти, ламинарное течение жидкой пленки

становится **волновым** и может несколько изменить интенсивность теплообмена. Этот режим течения был им теоретически обоснован, исходя из принципа минимума потерь на трение, и подтвержден экспериментально.

Возникновение волнового режима определяется числом

$$Re_{\text{волн}} = 0,6 \left(\frac{\sigma}{\rho' \cdot g^{1/3} \cdot \nu^{4/3}} \right)^{3/11} .$$

Для воды при температуре 15°C $Re_{\text{волн}} \approx 5$. П.Л. Капица получил, что при волновом режиме эффективная толщина слоя $\delta_{\text{эф}}$, которая должна быть введена в расчетное уравнение, меньше, чем δ , вычисляемая по уравнению Нуссельта. Падение термического сопротивления R_K при малой толщине пленки обгоняет рост R_K при большой ее толщине. Интенсификация теплоотдачи при переходе к волновому режиму по данным П.Л.Капицы составляет 21 %.



П.Л.Капица (1894 – 1984) выдающийся российский физик (рис. 11.5). Ему принадлежат фундаментальные работы в области физики низких температур. Им было открыто явление сверхтекучести жидкого гелия. За работы в области физики низких температур он получил в 1978 г. Нобелевскую премию. Другим важнейшим направлением его деятельности были работы по физике сильных магнитных полей. Интересно, что свои эксперименты по механике стекающей пленки он проводил в конце 40-х годов XX века у себя на даче, будучи снятым с поста директора основанного им Института физических проблем за отказ заниматься созданием ядерного оружия

Рис. 11.5. П.Л. Капица

Расход конденсата в каком-либо произвольно выбранном сечении движущейся пленки есть $G = \rho' \cdot \bar{w} \cdot \delta \cdot l_z$, где l_z – размер стенки в направлении нормали к плоскости чертежа. Следовательно, $\bar{w} \cdot \delta = \frac{G}{\rho' \cdot l_z}$.

Пусть на участке от $x = 0$ до x образуется G конденсата. Тогда в единицу времени будет передана теплота в количестве $Q = G \cdot r = q \cdot F = \alpha \cdot \Delta t \cdot F$.

Тогда $G = \frac{q \cdot F}{r} = \frac{q \cdot x \cdot l_z}{r}$. Следовательно, $\bar{w} \cdot \delta = \frac{q \cdot x}{\rho' \cdot r}$.

Отсюда $Re = \frac{w \cdot \delta}{\nu} = \frac{q \cdot x}{\rho' \cdot r \cdot \nu'} = \frac{\alpha \cdot \Delta t \cdot x}{\mu' \cdot r} = \frac{Nu}{K \cdot Pr}$.

Введя в число Nu вместо реальной длины x (или H) внутренний масштаб

$L_v = \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{1/3}$ и обозначив через Nu^* величину $\frac{\bar{\alpha} \cdot L_v}{\lambda}$, можно переписать уравнение (11.6) в виде $Nu^* = 0,925 Re^{-1/3}$. (11.7)

Эта форма записи применяется на практике чаще, поскольку значение числа Re определяет режим течения. Вместо Nu^* можно использовать тождественно равную ему величину $Nu \cdot Ga^{-1/3}$.

Таким образом, число Re характеризует не только гидродинамику, но интенсивность теплообмена. В формулу (11.7) удобно вводить поправки, учитывающие различные факторы. Например, если условие малости плотности пара $\frac{\rho''}{\rho'} \ll 1$ не удовлетворяется, то вместо g используется $g(1 - \rho''/\rho')$. При отклонении поверхности от вертикали вводится поправка на угол наклона. Если пар нельзя рассматривать как неподвижный, вводится поправка на взаимодействие пара с пленкой и т.д. Число Ga , в котором вместо g фигурирует $g(1 - \rho''/\rho')$, называют числом Архимеда, Ar .

Полученные зависимости справедливы при конденсации чистого насыщенного пара на вертикальных стенках и трубах. В случае наклонных стенок используется зависимость $\alpha_{\text{накл}} = \alpha_{\text{верт}} \sqrt[4]{\cos\varphi}$. (11.8)

Решения задачи с учетом сил инерции и конвективного переноса тепла в пленке, выполненные Г. Н. Кружилиным и Д. А. Лабунцовым, показывают, что при числе Кутателадзе $K = r/(c_{pж}\Delta t) > 5$ и $1 < Pr < 100$ имеется достаточно хорошее совпадение более точных решений с решением Нуссельта. Различие в коэффициентах теплоотдачи составляет всего лишь несколько процентов и может не учитываться при практических расчетах.

При $Re > 400$ течение пленки в трубе становится турбулентным. В верхней же ее части, где $Re < 400$, течение пленки продолжает оставаться ламинарным. Режим течения конденсата становится смешанным.

Локальный коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации может быть найден на основе уравнений плотности теплового потока и распределения температур в слое

$$q = (\lambda_{ж} + \rho_{ж} \cdot c_{pж} \cdot \varepsilon_q) \frac{dt}{dy} = \lambda_{ж} \left(1 + \frac{Pr \varepsilon_s}{Pr_T v_{ж}} \right) \frac{dt}{dy};$$

$$\int_{t_c}^{t_{ж}} dt = t_H - t_c = q \int_0^{\delta} \frac{dy}{\lambda_{ж} \left(1 + \frac{Pr \varepsilon_s}{Pr_T v_{ж}} \right)}.$$

Учитывая, что $\alpha = q/(t_H - t_c)$, получаем: $\alpha = \frac{1}{\int_0^{\delta} \lambda_{ж} \left(1 + \frac{Pr \varepsilon_s}{Pr_T v_{ж}} \right) dy}$. (11.9)

Для нахождения коэффициента теплоотдачи Д.А. Лабунцов осуществил вычисления по уравнению (11.9).

Результаты интегрирования аппроксимированы уравнением

$$\frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \left(\frac{v_{ж}^2}{g} \right)^{1/3} = 0,0325 Re^{0,25} \cdot Pr^{0,5}, \quad (11.10)$$

где $\frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \left(\frac{v_{ж}^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{Nu}{Ga^{1/3}}$; α — местный коэффициент теплоотдачи.

В случае постоянных физических параметров теплоотдача ламинарного участка описывается уравнением $Re = 0,95z^{0,78}$.

При $Re_{кр} = 400$ приведенная длина трубы равна $Z_{кр} = \left(Ga^{1/3} \frac{\lambda_{ж}}{r \cdot \mu_{ж}} \right)_{кр} =$
 $= \Delta t \cdot \pi \cdot H \cdot \left(\frac{g}{v^2} \right)^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{r \cdot \rho \cdot v} = 2300.$

Так как $\frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \left(\frac{v_{ж}^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{dRe}{dz}$, получим $\frac{dRe}{dz} = 0,0325 Re^{0,25} Pr^{0,5}$. (11.11)

Разделяя переменные и интегрируя, решим уравнение (11.11) относительно Re и полагая $Re_{Kp} = 400$, $Z_{Kp} = 2300$, получим формулу для расчета среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации чистого неподвижного пара на вертикальной поверхности и смешанном течении пленки конденсата

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{Pr_H}{Pr_C} \right)^{0,25} \cdot Pr_H^{0,5} (z - 2300) \right]^{4/3}, \quad (11.12)$$

где индексы «H» и «C» означают, что число Прандтля для конденсата выбирается соответственно по температурам насыщения и стенки, все остальные физические параметры конденсата, входящие в уравнение должны выбираться по температуре насыщения.

Уравнение (11.12) описывает среднюю теплоотдачу для вертикальной поверхности, на которой имеются ламинарный и турбулентный участки течения конденсата.

Задав плотность теплового потока q_c и учитывая, что $Re = q_c \cdot h / \mu_{жс} = \alpha \cdot \Delta t \cdot \pi \cdot H \cdot 4 / (r \cdot \rho \cdot v)$, формулу (11.12) можно записать в следующем виде:

$$\left[\frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \left(\frac{v_{ж}^2}{g} \right)^{1/3} \right]_H = \frac{Re_H}{2300 + 41 Pr_H^{-0,5} (Re_H^{3/4} - 89) \left(\frac{Pr_H}{Pr_C} \right)^{0,25}}. \quad (11.13)$$

На основе уравнений (11.12) и (11.13) составлена номограмма (рис. 11.6) для определения среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации водяного пара на вертикальных поверхностях. Номограмма позволяет найти по высоте h поверхности теплообмена, температурном напоре $\Delta t = t_H - t_c$ и температуре насыщения пара.

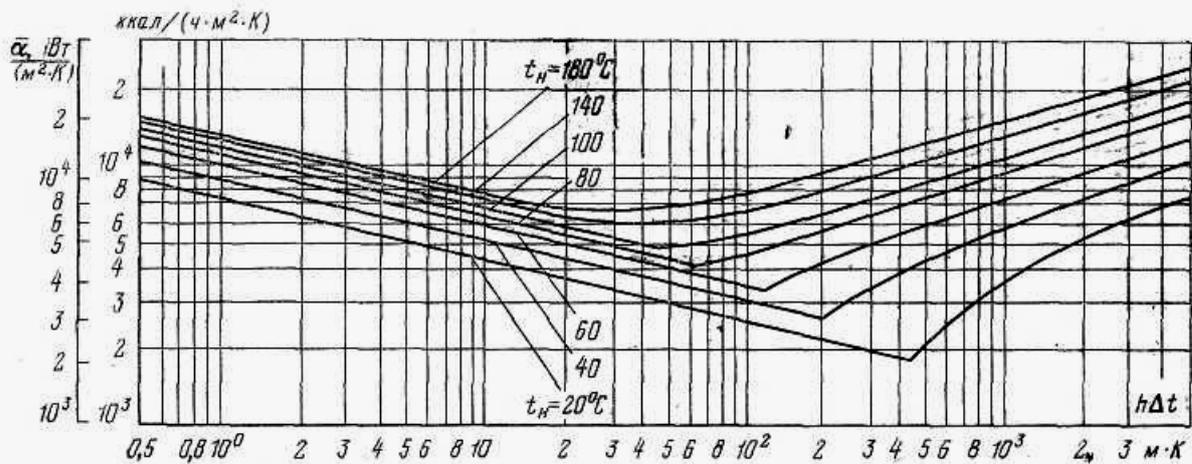


Рис. 11.6. Номограмма для расчета среднего коэффициента теплоотдачи при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной поверхности

11.3. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы

Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы рассматривалась В. Нуссельтом.

Предполагается, (рис. 11.7), что обеспечивается непрерывное стекание конденсата с нижней образующей трубы. Движение пленки вдоль криволинейной поверхности отличается формально от ранее рассмотренной задачи лишь тем, что движение происходит под действием составляющей силы тяжести, направленной вдоль касательной к сечению поверхности цилиндра. Поскольку процесс получения этого решения все же существенно более громоздкий, чем для предыдущего случая, мы приведем лишь его результат.

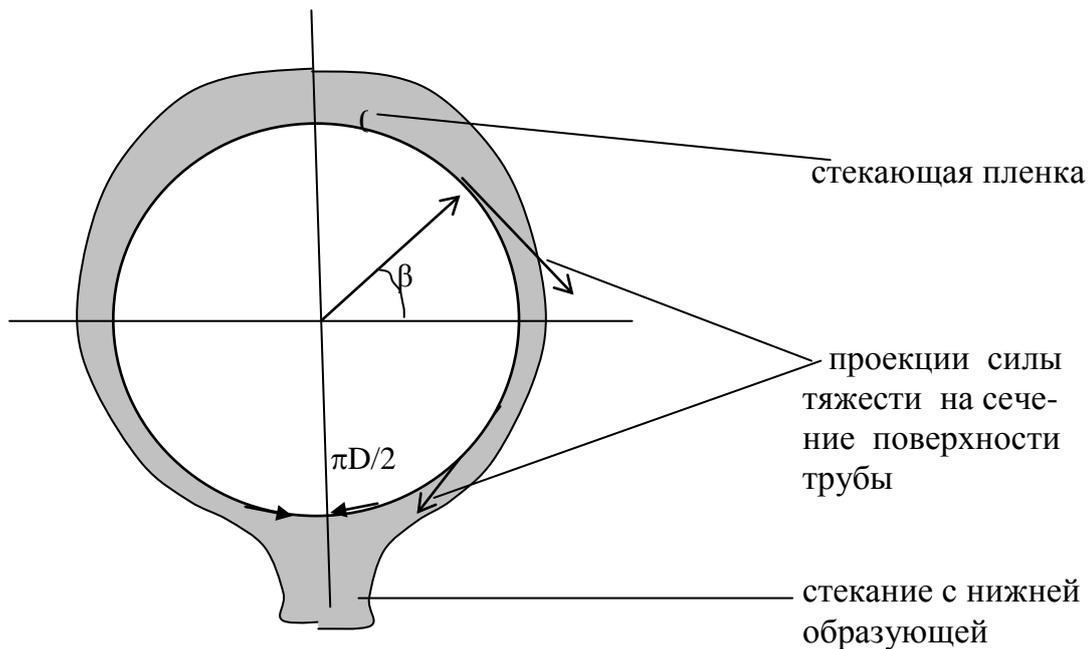


Рис. 11.7. Стеkanie конденсата по горизонтальной трубе

Для расчета локального коэффициента теплоотдачи предлагается формула

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta} = \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{2 \Delta t \cdot \mu \cdot D} \right)^{1/4} \sin^{1/3} \beta \left(\int_0^{\beta} \sin^{1/3} \beta \cdot d\beta \right)^{-1/4}. \quad (11.14)$$

Необходимо заметить, что при $\beta = \pi$; $\delta \rightarrow \infty$ и $\alpha = 0$. Практически это отражает накопление конденсата на нижней образующей. Для устранения этого противоречия и необходимо было упомянутое выше предположение относительно стекания конденсата с нижней образующей трубы.

После интегрирования в пределах от $\beta = 0$ до $\beta = \pi$ получим для средней теплоотдачи следующую формулу

$$\bar{\alpha} = 0,725^4 \sqrt{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu \cdot \Delta t \cdot D}}. \quad (11.15)$$

Наконец, чтобы перейти к безразмерному соотношению типа (11.7) определяем Re как $Re = \frac{\bar{q} \cdot \pi \cdot D}{g \cdot \mu \cdot r}$. Тогда получим формулу

$$\text{Nu}^* = 0,954\text{Re}^{-1/3} . \quad (11.16)$$

Возникает вопрос, почему в формуле (11.16) коэффициент пропорциональности даже несколько выше, чем в формуле (11.7), в то время, как в формуле (11.5) он существенно больше, чем в формуле (11.15). Причина состоит в том, что трубка обтекается конденсатом с двух сторон и при равномерном распределении конденсата по поверхности мы как бы рассматриваем вдвое большую поверхность, а с учетом кривизны – даже в π раз большую.

Интересно отметить, что полученные зависимости оказываются пригодными для практических расчетов при малых числах Re .

На практике чаще всего конденсация происходит на пучках горизонтальных труб. При этом конденсат с трубок верхних рядов частично стекает на трубки ниже расположенных рядов. В результате средняя толщина пленки конденсата на этих трубках увеличивается, а теплоотдача, соответственно, снижается. Эта задача также была теоретически рассмотрена В. Нуссельтом для ламинарного течения конденсата. Нуссельт сделал допущение, что условия конденсации в пучке отличаются от случая одиночной горизонтальной трубы лишь тем, что стекание конденсата с трубки на трубку влечет за собой лишь равномерное по всей длине трубы утолщение конденсатной пленки. Полученная зависимость имеет следующий вид

$$\alpha_n / \alpha_1 = [n^{0,75} - (n - 1)^{0,75}] , \quad (11.17)$$

где n – номер ряда, α_1 – теплоотдача 1-го ряда, α_n – теплоотдача n -го ряда. Очевидно, что для шахматных пучков в формулу (11.17) надо подставлять удвоенный номер ряда, поскольку трубки оказываются друг над другом через ряд. Результаты приблизительной оценки этого эффекта для шахматных пучков с помощью формулы (11.17) выражаются аппроксимационной зависимостью

$$\alpha_n = \alpha_1 n^{-0,16} , \quad (11.18)$$

Перечислим теперь факторы, которые не учитывались в приведенных выше примерах:

- влияние скорости и направления течения пара: при малых давлениях влияние скорости пара невелико, но с увеличением давления оно сильно возрастает;

- влияние состояния поверхности: если поверхность шероховата или покрыта слоем окисла, то вследствие дополнительного сопротивления течению пленки толщина ее увеличивается, а α при этом снижается на 30 % и более;

- влияние перегрева пара: при конденсации перегретого пара α несколько выше, чем при конденсации насыщенного, однако разница невелика, составляет около 3 %, в практических расчетах ею можно пренебречь;

- влияние ускорения падающего конденсата;

- влияние переохлаждения конденсата;

- влияние содержания в паре неконденсирующихся газов: при содержании в паре даже 1 % воздуха α снижается на 60 % и более;
- влияние компоновки поверхности нагрева;
- влияние примеси других паров.

11.4. Конденсация пара на горизонтальных пучках труб

Рассмотрим конденсацию на горизонтальных пучках труб. Конденсаторы, использующие такие (или близкие) поверхности конденсации, наиболее широко распространены на практике. Выше была приведена теоретическая формула для зависимости теплоотдачи при конденсации от номера горизонтального ряда. Влияние термического сопротивления от натекания конденсата с вышележащих трубок на теплоотдачу рассматривалось в предположении, что условия конденсации в пучке отличаются от случая одиночной горизонтальной трубы лишь тем, что стекание конденсата с трубки на трубку влечет за собой лишь равномерное по всей длине трубы утолщение конденсатной пленки. Однако, экспериментальные исследования показали, что реальная зависимость теплоотдачи от номера горизонтального ряда оказывается значительно слабее теоретической (см. формулу (11.17)).

Визуальные наблюдения за течением конденсатной пленки показывают, что конденсат стекает в виде капель и струй. Капли, упавшие на трубку, перетекают по ней локализованно, образуя при этом струи, занимающие не слишком большую часть поверхности. На остальной части поверхности трубки процесс протекает примерно так же, как и на трубках первого ряда.

В работах Г.Г. Шкловера и его сотрудников была введена так называемая функция натекания f_j , которая характеризует долю площади, занятую перетекающим конденсатом для j -й трубки. При этом была предложена следующая формула

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_1} = 1 - \left(1 - \frac{\delta_1}{\delta_{3т}}\right) f_i, \quad (11.19)$$

где δ_l и $\delta_{3т}$ – средние толщины конденсатной пленки в свободной и залитой зонах соответственно.

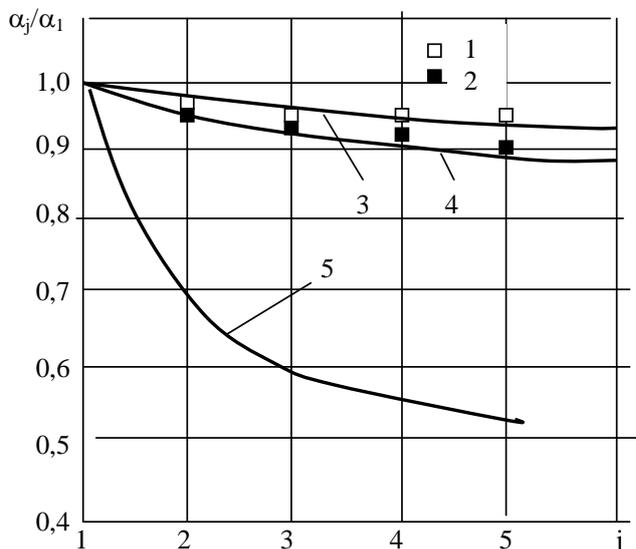


Рис. 11.8. Относительное изменение теплоотдачи по высоте ряда: 1- $\Delta t = 6$ К, 2- $\Delta t = 14$ К; 3, 4 – результаты расчетов по дискретной модели для соответствующих температурных напоров и $h = 9$ мм; 5- формула (11.12)

Отношение α_i/α_l зависит также от разности температур Δt и расстояния между трубами по высоте h , (рис. 11.8). При малых расстояниях между трубами имеет место заметное увеличение теплоотдачи на первых рядах по сравнению с величинами, рассчитываемыми по формуле Нуссельта.

11.4.1. Влияние скорости пара и геометрии пучка на теплоотдачу

Впервые анализ влияния скорости пара на теплоотдачу был выполнен расчетным путем Нуссельтом. Это было сделано для вертикальной поверхности. Расчет состоял в определении степени утонения пленки конденсата в результате воздействия на нее движущегося пара.

Общая зависимость для теплоотдачи имеет вид

$$\alpha_w/\alpha_0 = F(\Pi), \quad (11.20)$$

где α_0 - значение теплоотдачи по формуле Нуссельта; с учетом равенства

$$\alpha = \lambda \delta \quad \text{Нуссельт ввел безразмерный комплекс} \quad \Pi = \frac{\rho'' \cdot w''^2 \cdot \alpha_0}{\rho' \cdot \lambda' \cdot g}.$$

Скорость пара принималась постоянной по всей поверхности. Учитывая, что в реальном процессе конденсации скорость пара падает по ходу его движения, причем темп этого падения определяется геометрией поверхности и степенью конденсации пара, то единственного параметра Π оказывается недостаточно для получения однозначной зависимости, учитывающей влияние скорости.

Исследования показали необходимость включения в расчетные формулы числа Nu_0 , проходного сечения пучка и числа заходов по охлаждающему теплоносителю.

11.5. Диффузионное термическое сопротивление

Основные отличия конденсации парогазовой смеси от конденсации чистого пара заключаются в изменении по поверхности теплообмена температуры, при которой протекает процесс конденсации, и совместном переносе теплоты и массы.

Пренебрегая скачком температур Δt_ϕ (рис. 11.1), примем температуру поверхности конденсата равной температуре насыщенного пара при давлении $p_{n,нов}$. При этом температура границы раздела $t_{n,нов} = t_{нов} < t_{n0}$ ($p > 10^4$).

Так как температура конденсации у поверхности ниже температуры пара в объеме смеси, то и соответствующая ей концентрация пара также будет ниже. Поэтому неконденсирующийся газ увлекается по направлению к границе раздела потоком пара, оставаясь там во время конденсации пара. Далее неконденсирующийся газ будет стремиться переместиться от границы раздела против движения потока пара. Пар будет двигаться, преодолевая поток неконденсирующегося газа под действием градиента своего парциального давления. Поэтому возникновение температурного градиента Δt_d необходимо рассматривать как введение дополнительного термического сопротивления, снижающего интенсивность теплоотдачи. Кроме того, более летучие компо-

ненты в сравнении с паром будут накапливаться на границе раздела, образуя тем самым слой, через который менее летучие компоненты должны диффундировать, преодолевая дополнительное сопротивление. В этом случае, как указывалось ранее

$$\alpha_{см} = \frac{1}{R_{см}} = \frac{1}{R_{пл} + R_D} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{пл}} + \frac{1}{\alpha_D}} . \quad (11.21)$$

Термическое сопротивление конденсатной пленки рассмотрено выше. Диффузионное термическое сопротивление слоя определяется по уравнению

$$R_D = \frac{t_{п0} - t_{п.пов}}{\alpha_k(t_{п0} - t_{п.пов}) + r \cdot j_{п.пов}} = \frac{t_{п0} - t_{п.пов}}{\alpha_k(t_{п0} - t_{п.пов}) + r \cdot \beta(m_{п0} - m_{п.пов})[r + (i_{ж.пов} - i_{ж.с})]} , \quad (11.22)$$

где α_k – конвективный коэффициент теплоотдачи от парогазовой смеси к пленке конденсата; $j_{п.пов}$ – поток массы пара у поверхности пленки конденсата, определяемый по уравнению $j = \frac{k}{(1-0,4)\sqrt{2\pi \cdot R_n}} \left(\frac{P_{п}}{\sqrt{t_{п}}} - \frac{P_{пов}}{t_{пов}} \right)$;

β – коэффициент массоотдачи; $m_{п0}$ и $m_{п.пов}$ – относительные массовые концентрации пара в объеме и у поверхности; k – коэффициент конденсации.

Из уравнения (11.21) следует, что коэффициент теплоотдачи $\alpha_{см}$, куда входит R_D , зависит от интенсивности взаимосвязанных процессов тепло- и массообмена в парогазовой смеси и в пленке.

Для расчета коэффициента $\alpha_{см}$ предварительно определяется коэффициент массоотдачи β , который на основании аналогии процессов тепло- и массообмена может быть определен по уравнению

$$\beta = \frac{\alpha_k}{\bar{c}_{р,пс}} \left(\frac{D}{\lambda_{п.с}} \right) , \quad (11.24)$$

где $\bar{c}_{р,пс}$ – теплоемкость объема парогазовой смеси; D – коэффициент диффузии; $\lambda_{п.с}$ – коэффициент теплопроводности парогазовой смеси.

Средний коэффициент массоотдачи при пленочной конденсации пара на трубах из потока паровоздушной смеси, практически неподвижной и на большом удалении от трубы, может быть определен по зависимости

$$\overline{Nu}_D = \frac{\beta \cdot R_T}{D} = \frac{\ln\left(\frac{m_{п.пов}}{m_{п0}}\right)}{m_{п.пов} \ln \frac{R_0}{R_T}} \psi , \quad (11.25)$$

где R_T – радиус трубы; R_0 – радиус определения концентрации газа; $m_i = C_i/\rho$ – относительная массовая концентрация; C_i – концентрация данного вещества; ρ – плотность смеси; $\psi = 0,66Gr^{0,2}$ – эмпирический коэффициент.

В формулу (11.25) выбираются физические параметры парогазовой смеси, взятые по температуре $t_{п0}$.

В соответствии с исследованиями по конденсации водяного пара из парогазовых смесей, включая исследования в СПб ГТУ РП на кафедре промышленной теплоэнергетики [4,10], средний коэффициент массоотдачи для труб при $Re = 350 - 4800$ может быть рассчитан по уравнению

$$Nu_D = C \frac{\sqrt{Re}}{\varepsilon_{r0}^{0,5} \cdot \pi_D^{1/3}}, \quad (11.26)$$

где $\varepsilon_{r0} = p_{n0}/p = 0,01 - 0,7$ - начальное содержание воздуха в водяном паре;
 $c = 0,46$ [4]; $\pi_D = (p_{n0} - p_{n.нов})/p$; в качестве определяющего размера в критериях подобия уравнения используется эквивалентный диаметр $d_{экр} = 4f/\Pi$.

11.6. Описание теплоотдачи при конденсации с помощью закона соответственных состояний

Принцип подхода к построению зависимостей для теплоотдачи при пленочной конденсации насыщенного пара заметно не отличается от того, который использовался при анализе кипения. Однако, процесс конденсации значительно сильнее, чем кипение зависит от параметров процесса. Поэтому для функции, определяющей влияние режимных параметров на теплоотдачу, существует несколько различных реализаций. Отсюда следует, что вопрос относительно существования универсальной зависимости для оценки влияния давления на теплоотдачу при конденсации является существенно более сложным, чем для кипения.

Для построения расчетных зависимостей были использованы оба подхода, продемонстрированные выше. Это выбор в качестве масштаба реперного значения коэффициента теплоотдачи при конденсации аналогично выводу зависимости для кипения. Специфика существенно отличных случаев конденсации может быть учтена путем выбора реперного значения коэффициента теплоотдачи α_k из массива данных для соответствующего режима.

При этом формула для теплоотдачи принимает вид

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_{p*}} = F_c(\pi) \quad . \quad (11.27)$$

Аппроксимация функции $F_c(\pi)$ является кусочной и состоит из трех участков:

$$\left. \begin{aligned} F_c(\pi) &= 2,1 \pi^{0,17} && \text{при } \pi \leq 5 \cdot 10^{-3}; \\ F_c(\pi) &= 1,1 \pi^{0,054} && \text{при } 5 \cdot 10^{-3} \leq \pi \leq 10^{-1}; \\ F_c(\pi) &= - \exp [1,74 (\pi - 0,1)] && \text{при } 10^{-1} \leq \pi \leq 1. \end{aligned} \right\} (11.28)$$

Обобщающая функция приведенного давления имеет вид, показанный на рис.11.9. Как и для случая кипения на рис. 10.8, здесь показана лишь область разброса экспериментальных точек. На рис. 11.9 приведены опытные данные для различных веществ без разделения на термодинамически подобные группы. Поскольку при обобщении данных используются реперные значения коэффициентов теплоотдачи, то в разделении на различные режимы конденсации нет необходимости.

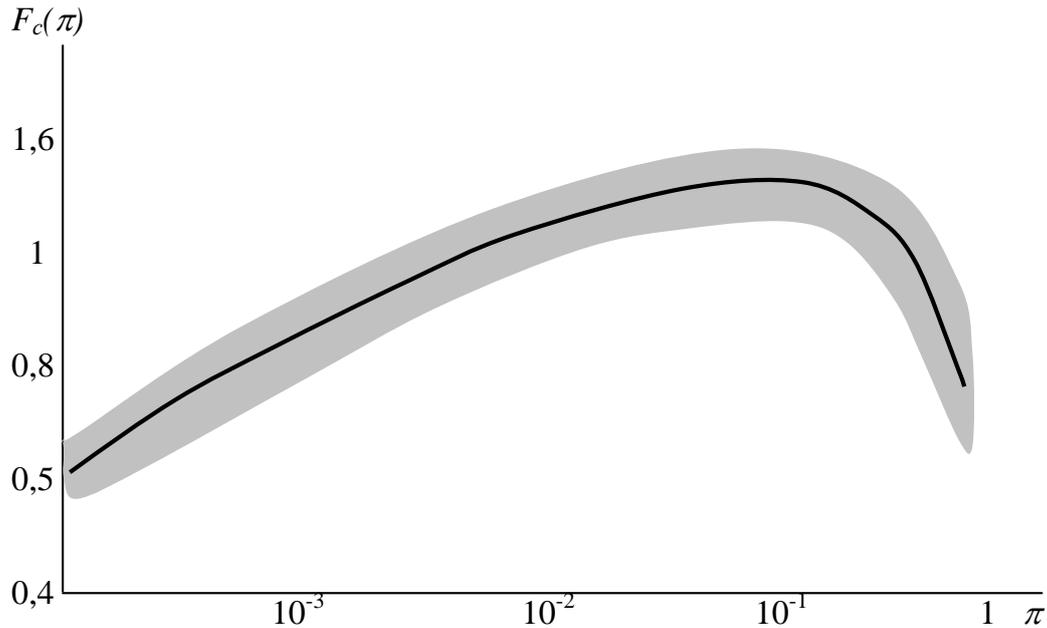


Рис.11.9. Обобщение экспериментальных данных по конденсации в критериях термодинамического подобия $\alpha_p/\alpha_{p} = F(\pi)$; $P_* = 0,12 P_k$ для 11 различных веществ*

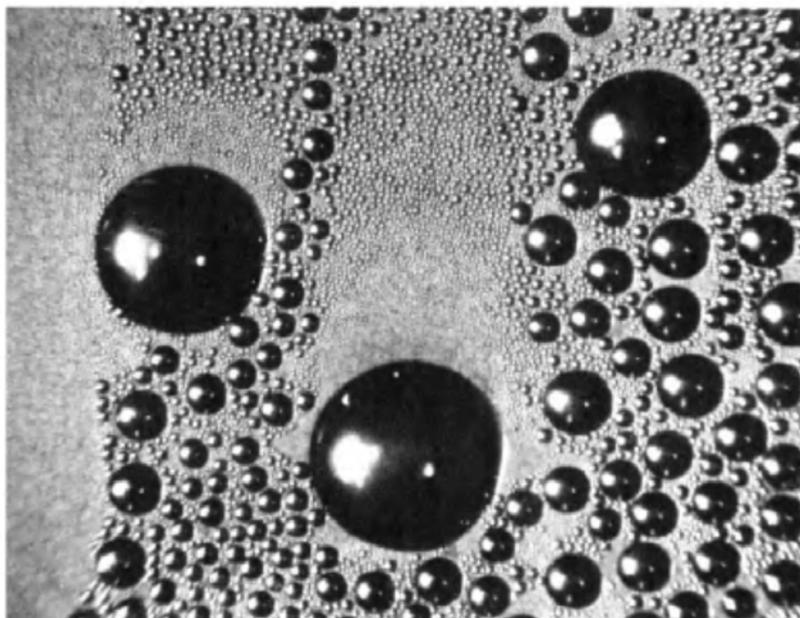
Для получения зависимостей, не требующих реперных значений коэффициента теплоотдачи, необходимо разбить массив опытных данных на три группы, соответствующие конденсации неподвижного пара, конденсации пара, движущегося с умеренной скоростью и конденсации быстродвижущегося пара. Эти формулы можно найти в рекомендованной литературе [7].

11.7. Капельная конденсация

Конденсация пара при образовании капель называется капельной. Приведем практический пример, поясняющий смысл понятия капельной конденсации. Ветровое стекло автомобиля во время слабого дождя покрывается каплями. Они ухудшают видимость и, чтобы обеспечить приемлемый уровень видимости, их приходится постоянно удалять с помощью стеклоочистителя. Эффект заключается в том, что стекло в нормальных условиях является совершенно чистым и свободно от окислов. Вода в этих условиях формирует достаточно малый контактный угол. Поверхность при этом является **несмачиваемой**, и любая пленка оказывается неустойчивой. В результате вода стремится образовывать капли, поверхность которых пересекается с поверхностью стекла под углом, равным контактному углу смачивания. Видимость может быть улучшена путем добавления в жидкость для омывателя стекла поверхностно-активных веществ (ПАВ), которые снижают поверхностное натяжение или требуют специальной обработки стекла с целью снижения поверхностного натяжения.

При конденсации на металлических поверхностях есть одна существенная разница по сравнению с описанным процессом. Эти поверхности обычно оказываются смачиваемыми, что оказывается невыгодным. Смачиваемость может быть временно подавлена и тогда может поддерживаться капельная конденсация. Для этого могут использоваться очистители поверхности от окислов, например, керосин, или жирные кислоты. Но эти вещества в большинстве случаев очень быстро смываются. Поверхности оказывается весьма трудно продолжительно сохранять смачиваемость. Поэтому в обычных конденсаторах практически всегда образуется пленка, то есть имеет место пленочная конденсация. Об этом можно только сожалеть, потому что капельная конденсация обеспечивает значительно более интенсивный отвод тепла от поверхности, чем пленочная.

На рис.11.10 видно, как происходит процесс капельной конденсации. Капли растут из зародышей, расположенных на поверхности, которые по



*Рис. 11.10.
Иллюстрация
процесса ка-
пельной кон-
денсации*

аналогии с кипением можно назвать «центрами каплеобразования». Здесь просматривается некоторая аналогия между пузырьковым кипением и капельной конденсацией. Отмеченная аналогия продолжает сохраняться и далее. Капли растут, соприкасаются и последовательно сливаются друг с другом, пока одна из них, достаточно большая, не оторвется от стенки под действием гравитации. Далее она скользит вдоль поверхности, смывая более мелкие капли и оставляя след в виде сухой полосы. Немедленно за этим на «центрах каплеобразования» начинают расти новые капли. Этот повторяющийся процесс роста капель обеспечивает очень высокую эффективность теплоотвода от поверхности. Коэффициент теплоотдачи при $p = 10^5$ Па достигает величины $200 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \text{ К})$. Если бы существовала реальная возмож-

ность без существенных дополнительных расходов поддерживать этот режим, то можно было бы создать высокоэффективные теплообменные устройства, использующие капельную конденсацию. К сожалению, лабораторные эксперименты по капельной конденсации обычно проводятся на поверхностях, как уже говорилось выше, использующих упомянутые выше недолговечные эффекты.

Среды, используемые для снижения смачиваемости, называются **активаторами**. До сих пор не найдены активаторы, которые позволили бы обеспечить в течение достаточно длительного периода времени поддержание необходимых свойств поверхности для обеспечения капельной конденсации в промышленных аппаратах. Конструкционные материалы из полимеров, обладающие такими свойствами, имеют весьма низкую теплопроводность, что в большинстве случаев «съедает» достигнутый положительный эффект. Из металлов свойством несмачиваемости обладают только благородные металлы. Но покрытия из них были бы слишком дороги. Однако, стремление использовать тот огромный выигрыш в теплоотдаче, который дает использование капельной конденсации, заставляет искать способ обработки металлической поверхности, позволяющий поддерживать этот режим в течение

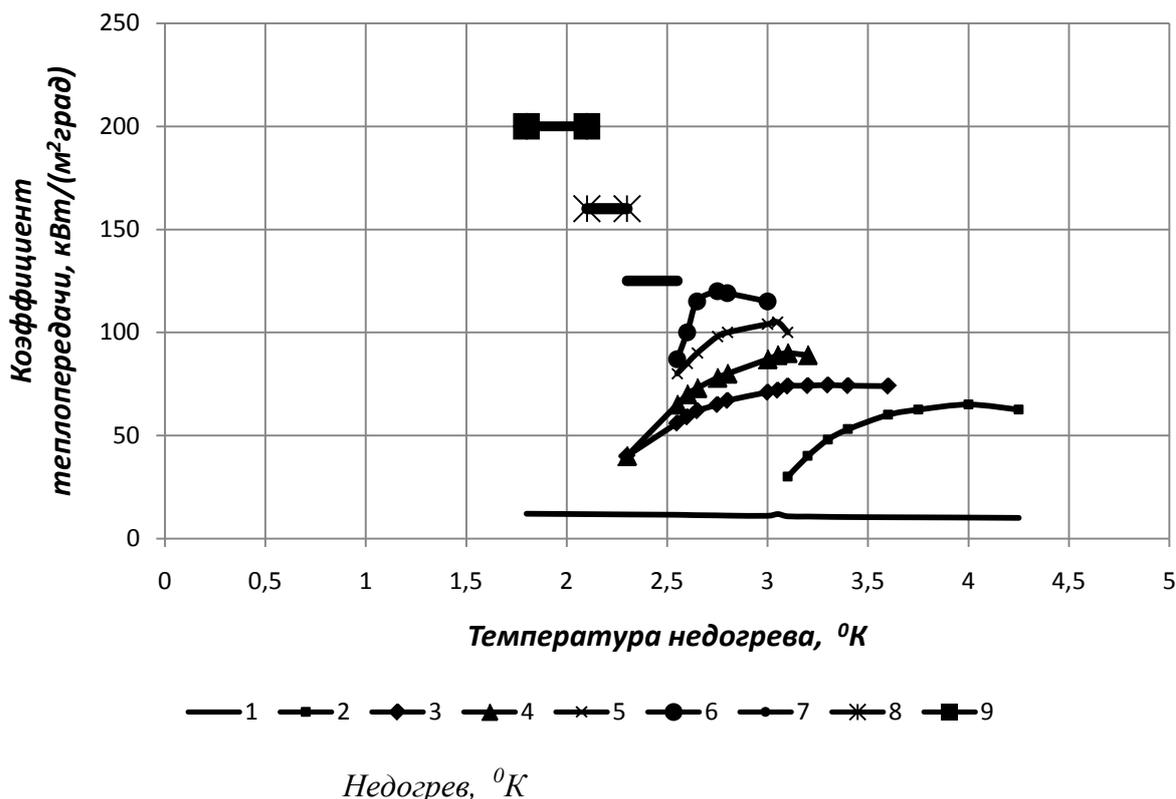


Рис. 11.11. Коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации в зависимости от материала стенки и недогрева: 1 - пленочная конденсация по Нуссельту; 2 - высококачественная сталь, мин. доза; 3 - высококачествен. полирован. сталь, мин. доза; 4 - высококачествен полирован. сталь, 10-кр. мин. доза; 5 - медь, мин. доза; 6 - медь, 10-кр.мин. доза; 7 - высококачествен. полирован. сталь, 50-кр. мин. доза; 8 - высококачествен. сталь, 10-кратная мин. доза, $P = 466$ мбар; 9 - медь, 10-кратная минимальная доза, $P = 466$ мбар

достаточно длительного времени.

На рис. 11.11 показаны результаты исследования теплоотдачи при конденсации на медных поверхностях и высококачественной стали с имплантированными ионами в поверхностный слой материала. Эта операция осуществлялась путем погружения металлического образца в объем плазмы. В некоторых случаях проводилась предварительная полировка поверхности. Насколько дорогой может быть подобная операция, в работе не указывается. Максимальная же продолжительность сохранения капельного режима конденсации на полученных образцах достигала 4 лет.

Из рис. 11.9 можно видеть, что для низких давлений теплоотдача достигает $200 \text{ кВт/м}^2\text{К}$. Нижняя линия на рис.11.11 показывает уровень теплоотдачи для пленочной конденсации, рассчитанный по формуле Нуссельта. Он составляет около $10 \text{ } 200 \text{ кВт/м}^2\text{К}$.

В любом случае, очевидно, что в специальных аппаратах, предназначенных для работы в течение короткого промежутка времени, капельную конденсацию можно использовать для повышения компактности.

11.8. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб

При конденсации в трубах паровой объем ограничен стенками трубы, при этом может возникнуть направленное движение пара. При совпадении направления движения пара с направлением течения конденсата из-за трения между ними течение пленки ускоряется, толщина ее уменьшается. При этом коэффициент теплоотдачи увеличивается. Если направление движения пара противоположно направлению течения конденсата, то движение пленки может замедляться; ее толщина увеличиваться, а теплоотдача, при этом, уменьшаться. Повышение скорости пара может привести к частичному срыву пленки с поверхности стенки. Теплоотдача при этом возрастет.

При конденсации пара в трубах его скорость, вследствие уменьшения расхода пара, убывает. Максимальная скорость пар наблюдается на входе в трубу. Среднее значение скорости на входе находится из соотношения

$$w_{п0} = \frac{4G_{п}}{\rho_{п} \cdot \pi \cdot d^2}, \quad (11.29)$$

где d — внутренний диаметр трубы.

При полной конденсации скорость пара на выходе из трубы равна нулю и все сечение концевой части трубы может быть заполнено конденсатом.

Течение конденсата и пара может быть как ламинарным, так и турбулентным. Если при входе в трубу течение пара турбулентное, то по мере конденсации пара скорость его уменьшается и турбулентное течение может перейти в ламинарное. При полной конденсации пара в конце участка конденсации его скорость будет равна нулю. Расход конденсата вдоль трубы непрерывно будет увеличиваться. Течение конденсата может перейти в турбулентное. При определенных условиях может иметь место и срыв капель с поверхности пленки.

11.8.1 Ламинарное течение пленки конденсата внутри трубы

На рис. 11.12 представлены результаты проведенного на кафедре теоретических основ теплотехники МЭИ опытного исследования теплоотдачи при конденсации насыщенного водяного пара в вертикальной трубе [7] при подаче его сверху $\alpha_x/\alpha_{0x} = f(\psi)$,

где $\psi = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \left(\frac{v_{\text{п}}}{v_{\text{ж}}}\right)^2 \frac{Re_{\text{пд}}^2}{Ga_{\text{жд}}^{2/3}} Re_{\text{жж}}^{-0,28} \varepsilon_t$, $Re_{\text{пд}} = w_{\text{п}} d / \nu_{\text{п}}$; $Ga_{\text{жд}} = g d^3 / \nu_{\text{ж}}^2$; $Re_{\text{жж}} = q x / r \mu_{\text{ж}}$;

$w_{\text{п}}$ — средняя в сечении x скорость пара. Физические параметры пара и конденсата, что соответственно обозначено индексами «п» и «ж», выбирались по температуре насыщения.

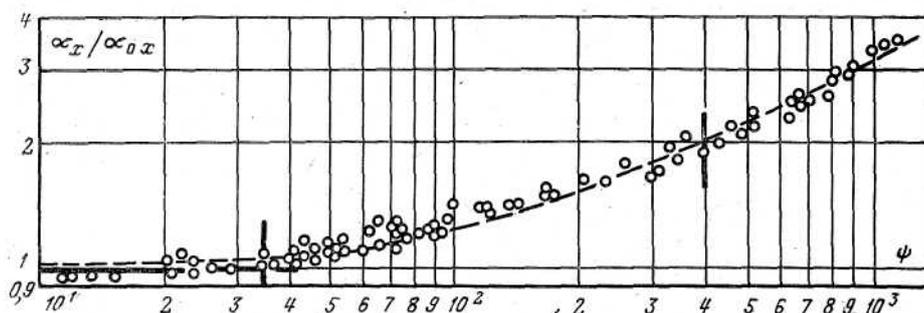


Рис. 11.12. Теплоотдача при конденсации водяного пара в вертикальной трубе в условиях ламинарного течения пленки конденсата

Коэффициенты теплоотдачи α_x в первом приближении считаются локальными. Значения α_{0x} вычислялись по формулам (11.13); (11.5); (11.6) для практически неподвижного пара, конденсирующегося на вертикальной стенке. Показано, что относительный коэффициент теплоотдачи может быть вычислен по формуле $\frac{\alpha_x}{\alpha_{0x}} = \sqrt{0,005\psi + \sqrt{(0,005\psi)^2 + 1}}$. (11.30)

Опыты проводились с водяным паром атмосферного давления. Числа $Re_{\text{пд}}$ изменялись в опытах от $1,8 \cdot 10^3$ до $17 \cdot 10^3$ при скорости пара 3,6 - 33,5 м/с. Температурный напор изменялся от 8 до 60 К. При $\psi < 35$ расчет можно вести по формулам для неподвижного пара.

11.8.2. Турбулентное течение пленки конденсата внутри трубы

При использовании в качестве основы теоретического исследования аналогии между теплообменом и сопротивлением трения была получена полуэмпирическая формула для локальных коэффициентов теплоотдачи при конденсации пара в условиях турбулентного течения пленки конденсата внутри трубы $Nu_{\text{дн}} = c Re_{\text{цдн}}^{0,8} Pr_{\text{ж.н}}^{0,43} \sqrt{1 + x \left(\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} - 1\right)}$, (11.31)

где x — массовое расходное паросодержание в рассматриваемом сечении.

Среднее значение α для режима неполной конденсации пара из пароводяной смеси рассчитывается по формуле

$$\overline{Nu}_{dH} = c Re_{цдH}^{0,8} Pr_{жH}^{0,43} \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + x_1 \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} - 1 \right)} + \sqrt{1 + x_2 \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)} \right], \quad (11.32)$$

где x_1 и x_2 — массовые расходные паросодержания во входном и выходном сечении рассматриваемого участка трубы: $x_1 = (G_{п}/G_{см})_{вх}$ и $x_2 = (G_{п}/G_{см})_{вых}$; для стальных труб $c = 0,024$, для латунных $c = 0,026$, для медных $c = 0,032$;

$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{ж}}$; $\overline{Nu}_{dH} = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda_{ж}}$; $Re_{цдH} = \frac{w_{ц \cdot d}}{\nu_{ж}} = \frac{4G_{см}}{\pi \cdot d \cdot \mu_{ж}}$; физические параметры выбираются по температуре насыщения; индексы «ж» и «п» обозначают, величину физического параметра жидкости и пара соответственно.

11.9. Примеры с решениями

Пример 11 – 1. На поверхности вертикальной трубы высотой $H = 2$ м конденсируется сухой насыщенный пар давлением $p = 3,5 \cdot 10^5$ Па. Температура поверхности трубы составляет $t_c = 122$ °С. Определить изменение толщины ламинарной пленки конденсата δ_h и значения местного коэффициента теплоотдачи α_h по высоте H трубы на участках, равным $0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0; 1,5; 2,0$ м. Построить графики изменений δ_h и α_h по высоте трубы. Расчет выполнять по формулам Нуссельта.

При пленочной конденсации сухого насыщенного пара и ламинарном течении конденсатной пленки толщина пленки и местные коэффициенты теплоотдачи определяются по следующим формулам (11.3) и (11.4):

$$\text{- толщина пленки } \delta_h = \sqrt[4]{\frac{4\lambda \cdot \mu \cdot \Delta t}{\rho^2 \cdot g \cdot r}};$$

$$\text{- местный коэффициент теплоотдачи } \alpha_x = \frac{\lambda}{\delta_x}.$$

По давлению пара и температуре пленки конденсата находим физ. параметры пара и конденсатной пленки. Заданному давлению соответствует температура насыщения пара $t_n = 138$ °С. Температура пленки $t_m = 0,5(t_n + t_c) = 130$ °С. Тогда $r = 2151$ кДж/кг; $\lambda = 0,686$ Вт/(м·°С); $\mu = 217,8 \cdot 10^{-6}$ Па·с; $\rho = 934,8$ кг/с.

Толщина пленки конденсата на расстоянии от верхнего торца трубы $x=1$ м

$$\delta_{x=0,1} = \sqrt[4]{\frac{4 \cdot 0,686 \cdot 217,8 \cdot 10^{-6} \cdot (138 - 122)}{(939)^2 \cdot 2182 \cdot 10^3 \cdot 9,81}} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

Коэффициент теплоотдачи на этом расстоянии от торца трубы

$$\alpha_{x=0,1} = \frac{0,686}{1,5 \cdot 10^{-4}} = 4573 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{°С)}.$$

При постоянстве режимных параметров толщина пленки конденсата изменяется по высоте трубы прямо пропорционально, а коэффициент теплоотдачи обратно пропорционально корню четвертой степени из расстояния от верхнего конца трубки. Следовательно

$$\delta_{x=0,2} = \delta_{x=0,1} \sqrt[4]{2} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot 1,19 = 1,78 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=0,2} = \frac{0,686}{1,78 \cdot 10^{-4}} = 3845 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{°С)}.$$

$$\delta_{x=0,4} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[4]{4} = 2,12 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=0,4} = \frac{0,686}{2,12 \cdot 10^{-4}} = 3234 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C}).$$

$$\delta_{x=0,6} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[4]{6} = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=0,6} = \frac{0,686}{2,3 \cdot 10^{-4}} = 2983 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C}).$$

$$\delta_{x=1,0} = 1,5 \cdot 10^{-4} \sqrt[4]{10} = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=1} = \frac{0,686}{2,7 \cdot 10^{-4}} = 2541 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C}).$$

$$\delta_{x=1,5} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[4]{15} = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=1,5} = \frac{0,686}{2,9 \cdot 10^{-4}} = 2365 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C}).$$

$$\delta_{x=2} = 1,5 \cdot 10^{-4} \sqrt[4]{20} = 3,1 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=2} = \frac{0,686}{3,1 \cdot 10^{-4}} = 2213 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C}).$$

Строим графики изменений δ_h и α_h по высоте трубы на рис. 11.13 и 11.14.

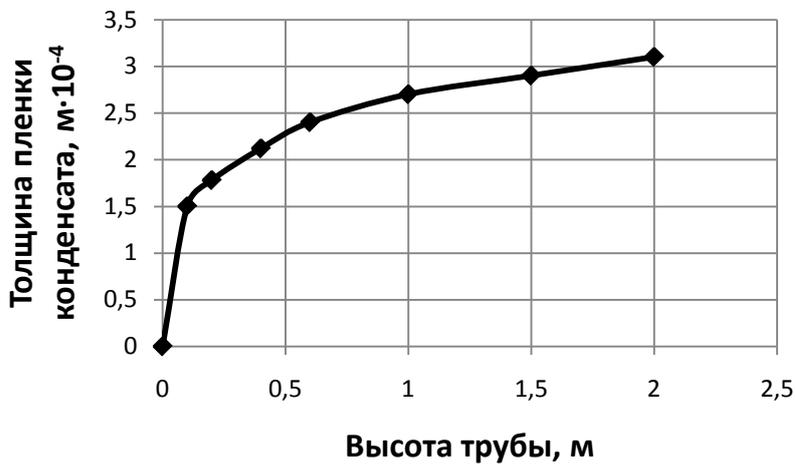


Рис. 11.13. Изменение толщины пленки конденсата по высоте трубы

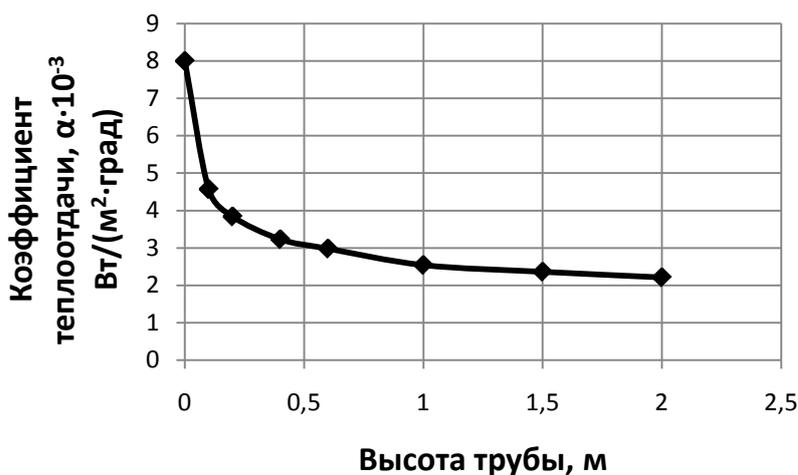


Рис. 11.14. Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте трубы

Пример 11 – 2. На вертикальной трубе высотой 8 м конденсируется насыщенный водяной пар, давлением 64,2 бар. Определить изменение среднего коэффициента теплоотдачи по высоте трубы, если ее температура поверхности составляет $t_c = 275 \text{ °C}$. Расчет произвести на участках трубы, равных

0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3; 4; 5; 6; 7; 8 м. Построить график зависимости $\alpha = f(H)$.

Определяем необходимые параметры для расчета. При $p = 64,2$ бар, $t_H = 280^\circ\text{C}$; $Pr = 0,9$. $t_c = 275^\circ\text{C}$; $Pr_c = 0,89$.

Температурный напор составляет $\Delta t = t_H - t_c = 280 - 275 = 5^\circ\text{C}$.

По табл. 11.1 находим $A = 312$ $1/(\text{м}\cdot\text{град})$; $B = 26,31 \cdot 10^{-3}$ $\text{м}/\text{Вт}$.

Приведенная длина трубы $Z_{0,2} = \Delta t \cdot H \cdot A = 5 \cdot 0,2 \cdot 312 = 312 < 2300$.

Критерий $Re = 3,8 \cdot Z^{0,78} = 3,8(312)^{0,78} = 335$.

Средний по длине коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле

$$\alpha = \frac{Re}{\Delta t \cdot H \cdot B} = \frac{335}{5 \cdot 0,2 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 12732 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{0,4} = 5 \cdot 0,4 \cdot 312 = 624 < 2300.$$

$$Re = 3,8(624)^{0,78} = 575, \quad \alpha = \frac{575}{5 \cdot 0,4 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 10927 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{0,6} = 5 \cdot 0,6 \cdot 312 = 936 < 2300.$$

$$Re = 3,8(936)^{0,78} = 789. \quad \alpha = \frac{789}{5 \cdot 0,6 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 9996 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

Таблица 11.1

Значения комплексов A и B в формулах (11.11; 11.12) для воды [9]

$t_H, ^\circ\text{C}$	$A = \frac{g}{v^2} \cdot \frac{1}{r \cdot \rho \cdot v}$ $1/(\text{м}\cdot\text{град})$	$B \cdot 10^3 = \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v}$ $\text{м}/\text{Вт}$	$t_H, ^\circ\text{C}$	$A = \frac{g}{v^2} \cdot \frac{1}{r \cdot \rho \cdot v}$ $1/(\text{м}\cdot\text{град})$	$B \cdot 10^3 = \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v}$ $\text{м}/\text{Вт}$
20	5,16	1,62	170	136	12,04
30	7,88	2,06	180	150	12,90
40	11,4	2,54	190	167	14,02
50	15,6	3,06	200	182	15,05
60	20,9	3,62	210	197	16,08
70	27,1	4,22	220	218	17,63
80	34,5	4,88	230	227	18,40
90	42,7	5,57	240	246	19,78
100	51,5	6,28	250	264	21,32
110	60,7	6,95	260	278	22,70
120	70,3	7,65	270	296	24,42
130	82,0	8,47	280	312	26,31
140	94,0	9,29	290	336	28,72
150	107	10,15	300	354	31,21
160	122	11,09			

$$Z_{0,8} = 5 \cdot 0,8 \cdot 312 = 1248 < 2300 .$$

$$Re = 3,8 \cdot (1248)^{0,78} = 988. \quad \alpha = \frac{988}{5 \cdot 0,8 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 9388 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{1,0} = 5 \cdot 1,0 \cdot 312 = 1560 < 2300 .$$

$$Re = 3,8 \cdot (1560)^{0,78} = 1174. \quad \alpha = \frac{1174}{5 \cdot 1,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 8926 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{1,5} = 5 \cdot 1,5 \cdot 312 = 2340 > 2300 .$$

$$\text{Критерий } Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{Pr_H}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot Pr_H^{0,5} (z - 2300) \right]^{4/3} .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (2340 - 2300) \right]^{4/3} = 402 .$$

$$\alpha = \frac{402}{5 \cdot 1,5 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 2037 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

$$Z_{2,0} = 5 \cdot 2,0 \cdot 312 = 3120 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (3120 - 2300) \right]^{4/3} = 512 .$$

$$\alpha = \frac{512}{5 \cdot 2,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1946 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

$$Z_{2,5} = 5 \cdot 2,5 \cdot 312 = 3900 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (3900 - 2300) \right]^{4/3} = 627 .$$

$$\alpha = \frac{627}{5 \cdot 2,5 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1906 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

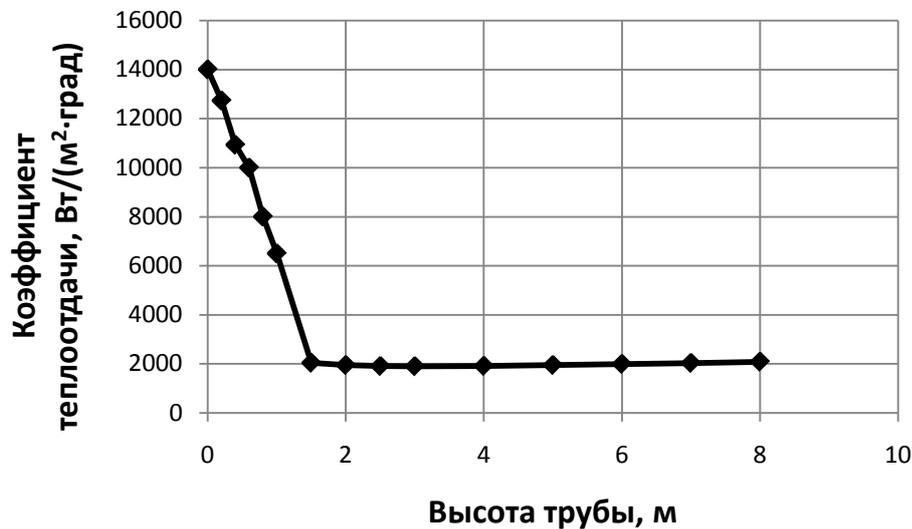


Рис. 11.15. Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте трубы

$$Z_{3,0} = 5 \cdot 3,0 \cdot 312 = 4680 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (4680 - 2300) \right]^{4/3} = 749 .$$

$$\alpha = \frac{749}{5 \cdot 3,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1898 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

$$Z_{4,0} = 5 \cdot 4,0 \cdot 312 = 6240 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (6240 - 2300) \right]^{4/3} = 1006 .$$

$$\alpha = \frac{1006}{5 \cdot 4,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1911 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

$$Z_{5,0} = 5 \cdot 5,0 \cdot 312 = 7800 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (7800 - 2300) \right]^{4/3} = 1281 .$$

$$\alpha = \frac{1281}{5 \cdot 5,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1947 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

$$Z_{6,0} = 5 \cdot 6,0 \cdot 312 = 9360 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (9360 - 2300) \right]^{4/3} = 1572 .$$

$$\alpha = \frac{1572}{5 \cdot 6,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1992 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

$$Z_{7,0} = 5 \cdot 7,0 \cdot 312 = 10920 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (10920 - 2300) \right]^{4/3} = 1872 .$$

$$\alpha = \frac{1872}{5 \cdot 7,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 2032 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

$$Z_{7,0} = 5 \cdot 8,0 \cdot 312 = 12480 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (12480 - 2300) \right]^{4/3} = 2194 .$$

$$\alpha = \frac{2194}{5 \cdot 8,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 2084 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

График зависимости $\alpha = f(H)$ представлен на рис. 11.15.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стюшин Н.Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании: учеб. пособие для вузов. – 3-е изд., испр. – М.: Высшая школа, 1986. – 448 с.
2. Данилова Г.Н., Лаврова В.В., Поволоцкая Н.М. Методика теплового расчета фреоновых кожухотрубных испарителей. – М.: ВНИИ холодильной промышленности, 1969. – 42 с.
3. Стюшин Н.Г., Астафьев В.И. К вопросу о теплообмене при кипении растворов. // Теоретические основы химической технологии, 1975. Т. IX. № 4. С. 555 – 562.
4. Суслов В.А. Зависимость локальных коэффициентов теплоотдачи при кипении от параметров и структур двухфазных пенообразующих водных растворов // Теплоэнергетика, 2005. № 9. – С.74-77.
5. Тобилевич Н.Ю. Исследование рабочих процессов при выпаривании сахарных растворов: автореф. дис.... д-ра техн. наук. – Киев: КТИ ПП, 1969.
6. Суслов В.А., Кушнир В.И. Стенд для исследования механизма теплообмена и гидродинамики при пленочном кипении сульфатного щелока. : Маши-

ны, конструирование, расчеты и оборудование ЦБП: межвуз. сб. науч. тр.: ЛТА, 1978. Вып. 6. - С.102-106.

7. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача – М.: Энергия, 1981. - 416 с.

8. Промышленные тепломассообменные процессы и установки: учебник для вузов / А.М. Бакластов, В.А. Горбенко, О.Л. Данилов и др.; под ред. А.М. Бакластова. – М.: Энергоатомиздат, 1986.- 328 с.

9. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. - Задачник по теплопередаче.-Изд. 2-е, перераб. и доп. - М.: Энергия, 1969.

10. Суслов В.А. Повышение эффективности выпаривания отработанных ва- рочных растворов целлюлозного производства: автореф. дис.... д-ра техн. на- ук. – СПб.: СПбГПУ, 2006.

11. Суслов В.А., Комиссаренков А.А., Гропянов О.В. Эффективный интер- вал работы выпарных станций между промывками //Целлюлоза. Бумага. Картон, 2012. № 5. с. 46-53