МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

А.А. Малышев, В.О. Мамченко, К.В. Киссер

ТЕПЛООБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ ХЛАДАГЕНТОВ

Учебно-методическое пособие

университет итмо

Санкт-Петербург

2016

УДК 532.54, 621.56

Малышев А.А., Мамченко В.О., Киссер К.В. Теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков хладагентов: Учеб.-метод. пособие. – СПб.: Университет ИТМО, 2016. – 116 с.

Изложены материалы учебного курса «Теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков хладагентов». Рассмотрены разделы по кипению двухфазных потоков хладагентов в неограниченном пространстве, трубах и мини-каналах, а также по конденсации паров хладагентов. Приведена методика комплексного исследования теплогидродинамических процессов при кипении хладагентов в трубах и каналах.

Предназначено для магистрантов направления 16.03.03 Холодильная, криогенная техника и системы жизнеобеспечения, профиль 16.04.03 Промышленные холодильные системы и тепловые насосы, по дисциплине «Теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков хладагентов» очной формы обучения.

Рецензент: доктор техн. наук, проф. О.Б. Цветков

Рекомендовано к печати Советом факультета холодильной, криогенной техники и кондиционирования, протокол № 2 от 27.10.2016 г.

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского мирового университета уровня, предпринимательского ПО типу, ориентированного интернационализацию направлений на всех деятельности.

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2016

© Малышев А.А., Мамченко В.О., Киссер К.В., 2016

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

Перечень промышленных объектов, использующих двухфазные потоки, чрезвычайно широк. Это паровые котлы паросиловых установок, выпарные установки химических и пищевых производств, газо- и нефтепроводы, криогенные системы, испарители и конденсаторы холодильных установок и многое другое.

Поскольку строгое математическое описание двухфазных потоков, как правило, крайне затруднено из-за сложности определения межфазных границ, в инженерной практике обычно используют эмпирические или полуэмпирические соотношения.

1.1. Классификация двухфазных потоков

В первую очередь следует остановиться на адиабатных двухфазных потоках. Хотя двухфазные течения без теплообмена в технике встречаются реже (чаще всего это трубопроводы), чем кипение и конденсация, адиабатные потоки в первую очередь интересны как модельные среды. При исследовании двухфазных систем без теплообмена исследователь получает возможность уменьшить число факторов, влияющих на процесс, и лучше понять механизм течения.

Двухфазные потоки относятся к смесям. По составу смеси подразделяются:

а) на однокомпонентные – парожидкостные потоки;

б) многокомпонентные – газожидкостные потоки.

Однокомпонентные смеси состоят из одного и того же вещества, находящегося в разных агрегатных состояниях. Это могут быть не только пар-жидкость, но и смесь жидкости или пара с твердой фазой, водоледяная смесь либо паровой поток с частицами льда, например в сублимационных установках.

Многокомпонентные смеси представляют собой совокупность веществ разной физической природы. К ним относятся не только газожидкостные потоки, а также, например, смеси воздуха и песка, воды и нефти и т. д.

В данном учебно-методическом пособии основное внимание уделено парожидкостным двухфазным потокам, в основном кипящим хладагентам. В парожидкостных потоках межфазовая поверхность проницаема, объемные и массовые расходы фаз меняются по длине. В газожидкостных потоках массовые расходы постоянны.

В адиабатных потоках тепловой поток на стенке трубы равен нулю ($q_c = 0$). В потоках с теплообменом соблюдаются следующие условия: $q_c > 0$ (испарение), $q_c < 0$ (конденсация). Если процесс парообразования происходит при температуре насыщения, то такой поток называется *равновесным*; если температуры фаз отличны от температуры насыщения, то поток – *неравновесный*. Неравновесным может быть также поток, в котором температура одной из фаз равна температуре насыщения, а другой – не равна, например смесь перегретого пара и насыщенной жидкости.

Двухфазные потоки классифицируются в зависимости от физической природы источника движения:

а) вынужденное движение, вызванное действием насоса;

б) свободное движение (естественная циркуляция) – движение под действием сил гравитации.

На рис. 1.1 приведены примеры свободного движения двухфазных потоков.

Барботаж (см. рис. 1.1, а) – достаточно распространенный процесс, используемый в химической и пищевой промышленности, в системах деаэрации.

Система двухтрубного котла (см. рис. 1.1, б), разработанная в XIX в. веке, используется до сих пор в паровых котлах энергетических установок. Система эрлифта (см. рис. 1.1, в) используется для подъема и перекачки жидкости, например в нефтедобывающих установках;

в) движение, обусловленное фазовым переходом.

Теплота фазового перехода представляет собой сумму изменений внутренней энергии и работы расширения [1]:

$$h_{\rm LG} = u'' - u' + P_0 \ \vartheta'' - \vartheta' , \qquad (1.1)$$

где u'', u' – удельная внутренняя энергия пара и жидкости; P_0 – давление насыщения; g', g'' – удельный объем пара и жидкости.

Движение, обусловленное фазовым переходом, иллюстрируется рис. 1.2 [1];







В

Рис. 1.1. Примеры двухфазных потоков со свободным движением [1]:

- а барботажное устройство: 1, 4 отвод и подвод пара; 2 корпус;
 - 3 распределительный лист; 5 водомерное стекло;
 - б двухтрубный котел с естественной циркуляцией:
 - 1, 3 ненагреваемый и нагреваемый стояки;
- 2, 4 паровой и водяной барабаны; I подача воды; II отбор пара;
 - III разделение фаз; IV пар; V вода;
 - в эрлифтное устройство: 1 подача воздуха;
- 2 труба для подъема газожидкостной эмульсии; 3 отвод жидкости; 4 – выход воздуха;
- 5 сепаратор; *H*_l, *H*_{tp} высоты уровней жидкости и двухфазной смеси



Рис. 1.2. Движение двухфазной среды, обусловленное процессами конденсации (а) и испарения (б)

г) движение под действием сил поверхностного натяжения. Интересен случай движения жидкости в коническом капилляре (рис. 1.3, б). Защемленный в коническом капилляре объем жидкости перемещается в сторону узкого сечения.



Рис. 1.3. Движение, обусловленное действием капиллярных сил: а – испарение жидкости с поверхности капилляра;

б - «защемленная» жидкость в коническом капилляре

При смачиваемости стенок жидкостные давления в сечениях 1 и 2 равны:

$$P_1 = P'' - \frac{2\sigma}{R_1}; (1.2)$$

$$P_2 = P'' - \frac{2\sigma}{R_2},$$
 (1.3)

где P'' – давление в паре; σ – коэффициент поверхностного натяжения; R_1 , R_2 – радиусы капилляра.

Из зависимостей (1.2) (1.3) следует, что при прочих равных условиях за счет того, что $R_2 > R_1$, $P_2 > P_1$, градиент давления и является причиной движения.

Циркуляция жидкости и пара, вызванная работой расширения при фазовом переходе [см. уравнение (1.1)] и силами поверхностного натяжения в капиллярной структуре, [см. уравнения (1.2), (1.3)], реализуется в «тепловой трубке», схема которой представлена на рис.1.4 [1].



Рис. 1.4. Схема тепловой трубы: *1* – наружная труба; *2* – межтрубный зазор; *К* – зона конденсации; *И* – зона испарения; *Q* – зона подвода и отвода тепла

Тепловые трубы (иногда именуются термосифонами) предназначены для отвода теплоты от различных источников.

В зоне испарения U (см. рис. 1.4) тепло отводится к наружной поверхности, затем образовавшийся пар перемещается по центральной части трубы T в зону конденсации K, где теплота отводится. Из зоны конденсации в зону испарения конденсат перемещается по межтрубному зазору 2. В общем случае движение конденсата от зоны K к зоне U может осуществляться:

- а) за счет капиллярных схем;
- б) за счет сил гравитации.

Способ а) применяется в трубах любой ориентации и может быть использован при отсутствии сил гравитации, например при отводе теплоты от зоны нагрева ядерных энергетических установок на космических объектах.

Способ б) применим только в вертикальных трубах, например при охлаждении либо замораживании грунтов, при прокладке подземных коммуникаций (сваи Лонга). Капиллярная структура создается различными способами. Например, это могут быть несколько слоев металлической сетки, которые создают пористую массу с радиусом кривизны, примерно равным характерному размеру капилляров.

Паро- или газожидкостные потоки имеют разную структуру, которая характеризуется формой границы раздела фаз, количественным соотношением пара или жидкости, степенью дискретности фаз. Структура потока зависит от скорости смеси, геометрических параметров, ориентации канала в пространстве (при внутриканальных фазовых переходах), физических свойств фаз.

1.2. Основы математического описания двухфазных систем

Для ознакомления с основами математического описания двухфазных систем необходимо определиться с основными положениями анализа.

Обычно принимаются следующие предположения:

1) каждая фаза является сплошной средой;

2) *межфазные поверхности интерпретируются* как геометрические поверхности. При переходе через границу свойства (плотность, внутренняя энергия, энтальпия и др.) меняются скачком.

В общем случае в системе может происходить обмен массой, импульсом и энергией, как между отдельными фазами, так и внутри каждой из фаз. В пределах для каждой из фаз правомерны обычные дифференциальные уравнения сплошной среды, отображающие законы сохранения массы, импульса и энергии. В дальнейшем они будут именоваться уравнениями сохранения. На межфазовых поверхностях должны выполняться граничные условия, отражающие условия взаимодействия фаз. Эти условия будут именоваться условиями совместимости.

Модели двухфазных систем

Главная сложность математического описания двухфазных систем заключается в том, что, в отличие от однофазных, границы раздела фаз, а следовательно, и условия однозначности, как правило, не известны. При однофазных течениях границы протекания процесса известны и входят в число условий однозначности. В первую очередь это геометрические параметры – диаметры каналов и их длина.

В многофазных системах границы фаз зависят от режимов течения и могут быть заданы лишь приближенно и то при наличии надежной методологии прогнозирования режимов. В настоящее время имеются лишь единичные примеры решения задач механики газожидкостных потоков численными методами в такой постановке, когда форма межфазной поверхности не задается, а определяется в процессе решения задачи.

При решении прикладных задач механики многофазных систем вводятся различные упрощенные модели. Простейшая из них – *гомогенная модель*, суть которой состоит в замене реальной многофазной среды средой условий с эффективными свойствами: плотностью смеси, скоростью смеси, вязкостью смеси. В этом случае применяются обычные уравнения сохранения, как к однофазному потоку.

Модель раздельного течения применяется в случае разделения фаз четко определенной границей.

Ниже приведено математическое описание основных законов текущих сред в самом общем виде. Для более углубленного изучения механизма потоков может быть рекомендован учебник Д.А. Лабунцова и В.В. Ягова [1].

Содержание законов сохранения массы, импульса и энергии при эйлеровском методе описания имеет одинаковый характер: полное изменение за единицу времени некоторого свойства A (массы, импульса, энергии) внутри контрольного объема V равно суммарному потоку этого вещества через поверхность F плюс возможное возникновение этого свойства A внутри самого объема V.

Аналитически эта формулировка имеет вид

$$\int_{V} \frac{\partial A}{\partial t} dV = -\int_{F} J_{k} dF_{k} + \int_{V} N_{A} dV, \qquad (1.4)$$

где слева приведена величина, определяющая изменение A внутри объема V в единицу времени; N_A – скорость объемного возникновения A в единицу объема. Первое слагаемое в правой части уравнения характеризует суммарный приток вещества A через поверхность F; $J_k dF_k$ – индексная форма записи скалярного произведения JdF; J – плотность потока свойства A; dF – направленный элемент поверхности, т. е. вектор, равный по модулю поверхности dF и положительным направлением совпадающий с внешней нормалью к поверхности (рис. 1.5).



Рис. 1.5. Схема, поясняющая смысл произведения $J_k dF_k$ в уравнении (1.5)

Таким образом, произведение $J_k dF_k$ есть «убыль» свойства A из объема V через площадь dF.

Соотношение (1.4) именуется общей формулировкой законов сохранения в интегральном виде.

Закон сохранения массы

Для записи закона сохранения массы принимаем [1] $A = \rho$ плотность среды, $J = \rho u_k$ – массовая скорость движения среды; $N_A = 0$ означает, что масса не может возникать или исчезать.

Тогда из уравнения (1.4) вытекает интегральное уравнение сохранения массы:

$$\int_{V} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_{F} \rho u_{k} dF_{k} = 0.$$
(1.5)

Дифференциальное уравнение сохранения массы (уравнение неразрывности)

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0.$$
 (1.6)

Закон сохранения импульса

Импульс единицы объема определяется как ρu , а вектор скорости *и* можно толковать как импульс единицы массы.

В трехмерном пространстве векторное уравнение баланса импульса можно разложить на уравнения проекций импульса на оси *x_k*.

Принимаем $A = \rho u_i - i$ – проекция импульса единицы объема; $J_k = \prod_{ki}$ – тензор плотности потока импульса; $N_A = \rho g_l$ – возникновение импульса вследствие действия внешнего поля массовых сил g, т.е. сил гравитации. В общем случае могут дополнительно воздействовать центробежные, электрические, магнитные силы.

Из основного уравнения (1.4) вытекает интегральное уравнение закона сохранения импульса:

$$\int_{V} \frac{\partial \rho u_{i}}{\partial t} dV = - \int_{F} \Pi_{ki} dF_{k} + \int_{V} \rho g_{i} dV . \qquad (1.7)$$

Дифференциальное уравнение сохранения импульса

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{ki}}{\partial x_k} = \rho g_l.$$
(1.8)

Смысл Π_{ki} следует из рис. 1.6. Если вектор плотности потока i – проекции импульса в некоторой точке поверхности F – определяется величиной Π_i , то перенос i – проекции импульса через бесконечно малую поверхность dF в окрестности рассматриваемой точки выражается скалярным произведением.

$$\Pi_i dF = \Pi_{kl} dF_k. \tag{1.9}$$

Тензор Π_{kl} может рассматриваться как проекция вектора Π_i .

В сплошной среде перенос импульса через контрольную поверхность осуществляется конвективным и молекулярным путями.

В соответствии с этим плотность импульса П_{кі} подразделяется на две части:

$$\Pi_{ki} = \rho u_k u_l + P_{kl}, \qquad (1.10)$$

где ρ , u_k , u_l – части потока импульса, переносимого конвективным путем, а P_{kl} – молекулярным.

Величина *P_{kl}* определяется тепловым движением и силовыми взаимодействиями молекул среды. Часть тензора плотности потока импульса *P_{kl}* именуют тензором давления.



Рис. 1.6. Схема переноса *i* – проекции импульса через элементарную площадку *dF*

В реальной вязкой среде в величине тензора давления необходимо учесть вязкие напряжения:

$$P_{kl} = p\delta_{kl} - \tau_{kl}, \qquad (1.11)$$

где p – величина давления; δ_{kl} – единичный тензор; τ_{kl} – тензор вязких напряжений. Знак минус свидетельствует о потере импульса за счет внутреннего трения. Индекс k относится к величине тензора, связанного с координатами рассматриваемой поверхности, а индекс l – к проекции импульса единицы объема.

Тензор вязких напряжений возникает из-за наличия скольжения соседних слоев среды, что возможно только при наличии градиентов скоростей.

Закон сохранения энергии

В движущейся сплошной среде вследствие внутреннего трения часть механической энергии переходит в тепло. Это явление именуется вязкой диссипацией механической энергии. Кроме этого в условиях теплообмена увеличивается энтальпия среды, происходит расширение ее отдельных участков, внутренняя тепловая энергия частично переходит в механическую энергию движения.

Закон сохранения энергии может формулироваться следующим образом:

$$e_* = e + \frac{1}{2}u^2, \qquad (1.12)$$

где e_* – полная энергия среды; e – потенциальная энергия; $\frac{1}{2}u^2$ – кинетическая энергия.

Аналогично вводятся потоки полной энтальпии:

$$h_* = h + \frac{1}{2}u^2 = e_* + \frac{p}{\rho}, \qquad (1.13)$$

где *р* – плотность среды; *р* – давление.

Уравнение исходя из обычного определения энтальпии имеет вид

$$h = e + \frac{p}{\rho}$$
.

Интегральное уравнение энергии имеет вид

$$\int_{V} \frac{\partial \rho e_{*}}{\partial t} dV = -\int_{F} E_{k} dF_{k} + \int_{V} \left(\rho g_{k} u_{k} + q_{v}\right) dV.$$
(1.14)

В дифференциальной форме

$$\frac{\partial \rho e_*}{\partial t} + \frac{\partial E_k}{\partial x_k} = \rho \cdot g_k \cdot u_k + q_v.$$
(1.15)

2. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ В УСЛОВИЯХ ТЕПЛООБМЕНА

2.1. Физические основы процессов парообразования в неограниченном пространстве

Кипение – процесс парообразования в объеме жидкости, перегретой относительно температуры насыщения, с образованием паровых пузырей.

Кипение возможно при всех температурах между тройной и критической точками. Оно может происходить на твердой поверхности, к которой извне подводится теплота в объеме перегретой жидкости. При подводе теплоты слой жидкости, прилегающий к поверхности нагрева, имеет температуру выше температуры насыщения (перегрев жидкости). Наличие перегрева – одно из условий, необходимых для начала кипения.

Характер распределения температур по высоте столба жид-кости и режимы кипения показаны на рис. 2.1.

На начальной стадии жидкость нагревается по всему объему, но не достигает температуры насыщения (см. рис. 2.1). При достижении в пристенном пограничном слое перегрева $t_{ct} - t_{H}$ на поверхности нагрева образуются паровые пузыри, которые поднимаются вверх в слое перегретой жидкости. В остальном объеме жидкость еще не догрета до температуры насыщения и паровая фаза конденсируется, а кипение в недогретых слоях прекращается (см. рис. 2.1, б).

Считаем, что молекулярный пристенный слой жидкости имеет температуру стенки $t_{\text{ж}} = t_{\text{ст}}$. Когда весь объем жидкости полностью перегрет $-t_{\text{ж}} > t_{\text{н}}$ (см. рис. 2.1, в), кипение становится развитым. Паровая фаза выходит на поверхность жидкости.

При определенных условиях паровые пузыри, образовавшиеся на греющей поверхности, сливаются между собой. Жидкость отделяется по твердой поверхности паровой фазой, и наступает пленочный режим, который характеризуется резким повышением температуры стенки. Переход от пузырькового режима к пленочному режиму часто называют кризисом кипения (см. рис. 2.1, г).



Рис. 2.1. Режимы кипения: t_{π} – температура жидкости; t_{cr} – температура стенки; δ_{nep} – толщина пограничного слоя; t_0 – температура насыщения; а – свободная конвекция; б – поверхностное неразвитое кипение; в – развитое кипение; г – пленочное кипение

Итак, наличие перегрева является первым условием, необходимым для начала пузырькового кипения. Вторым условием является наличие центров парообразования. Такими центрами могут быть микрошероховатости (например, микроуглубления).

Схема зарождения, роста и отрыва парового пузыря, зародившегося в микроуглублении, показана на рис. 2.2.

Паровой пузырь зарождается в пограничном слое перегретой жидкости (см. рис. 2.2, а). Минимальный радиус парового зародыша – $R_{\text{мин}}$.

Паровой пузырь растет в объеме, окруженный перегретым слоем жидкости (см. рис. 2.2, б). Достигнув величины отрывного диаметра d_0 (см. рис. 2.2, в), пузырь всплывает (см. рис. 2.2, г), унося

на своей поверхности сильно перегретую жидкость $t_{\rm n} \approx t_{\rm cr}$. При всплытии пузыря возникают встречные потоки жидкости, что обусловливает сильную турбулизацию объема.



Рис. 2.2. Схема роста и отрыва парового пузыря: а – прогрев пограничного слоя; б – рост парового пузыря; в – момент отрыва парового пузыря; г – всплытие парового пузыря

Минимальный радиус пузыря

Интенсивность теплообмена в двухфазных потоках в значительной степени определяется механизмом пузырькового кипения, а также режимными и геометрическими параметрами процесса.

К микрохарактеристикам процесса относятся критический радиус пузыря, отрывной диаметр, скорость роста, частота отрыва.

Режимные и геометрические параметры включают скорости потока, размеры, форму и ориентацию канала, а также свойства кипящей жидкости. Минимальный радиус парового пузыря в момент зарождения R_{\min} называется также критическим радиусом Условия механического равновесия сил для парового пузыря определяется уравнением Лапласа

$$\Delta p = p_1 - p_0 = \frac{2\sigma}{R_{\min}}.$$
(2.1)

При $\Delta p > 2\sigma/R_{\min}$ паровой пузырь развивается; при $\Delta p < 2\sigma/R_{\min}$ конденсируется.

Как было сказано, условием образования пузырька с радиусом R_{\min} является наличие перегрева $\Delta t = t_{\infty} - t_0$.

Температура пара в пузыре $t_{\text{птпn}}$ с критическим радиусом R_{min} должна равняться температуре окружающих слоев жидкости t_{κ} . Таким образом, $t_{\kappa} = t_{\text{птпn}}$ может быть вычислена приближенно (без учета кривизны поверхности раздела жидкость-пар) как температура насыщения, соответствующая давлению пара внутри пузыря: $p_1 = p_0 + \Delta p$, где p_0 – давление насыщения.

Отсюда следует, что связь между Δp и Δt определяется формулой

$$\Delta p = p_1 - p_0 \sim p \,\Delta t. \tag{2.2}$$

По уравнению Клайперона–Клаузиуса производная от давления по температуре на линии насыщения

$$p' = \left(\frac{\partial P_0}{\partial t}\right)_0 = \frac{r\rho \rho''}{t_0 \rho - \rho''}.$$
(2.3)

С учетом (2.1) и (2.3) формула для нахождения R_{\min} приобретает вид

$$R_{\min} = \frac{2\sigma t_0}{r\rho^{''} t_{\rm sc} - t_0},$$
(2.4)

где имеется ввиду, что $t_{\text{ж}} = t_{\text{ст}}$.

Из анализа зависимостей могут быть сделаны следующие выводы. С увеличением перегрева, плотности пара и теплоты парообразования размер пузырька R_{\min} уменьшается, что сопоставимо с величиной шероховатости, которая может служить центром парообразования.

Иначе говоря, снижение R_{\min} способствует созданию более благоприятных условий для начала пузырькового кипения.

Минимальная работа образования пузыря

К наиболее благоприятным условиям образования пузыря относятся условия, при которых затрачиваемая работа будет минимальной.

Затрачиваемая работа на образование пузыря в объеме жид-кости выражается зависимостью

$$L = -\Delta p V + \sigma F, \qquad (2.5)$$

где V и F – объемы и поверхности пузыря; σF – работа образования межфазной поверхности с площадью F. Чем меньше работа, тем больше вероятность вскипания.

Объем и поверхность пузыря, соответственно, составляют $\frac{4}{3}\pi R_{\min}^3$ и $4\pi R_{\min}^2$; с учетом этого формула для определения величины работы имеет вид

$$L = \frac{4}{3}\pi\sigma R_{\min}^2 = \frac{16\pi\sigma^3}{3\Delta p^2} = \frac{16}{3}\frac{\pi\sigma^3}{r\rho^{"2}}\left(\frac{t_0}{\Delta t}\right)^2.$$
 (2.6)

Очевидно, что вероятность вскипания увеличивается с ростом перегрева Δt и уменьшением R_{\min} .

Наибольший интерес для условий холодильной техники и энергетики представляет кипение на твердой поверхности. В этом случае молекулярное сцепление твердое тело-жидкость ослаблено по сравнению с объемным вскипанием.

На рис. 2.3 показана схема образования и роста парового пузыря на твердой поверхности нагрева.



Рис. 2.3. К определению минимального радиуса парового пузыря *R*_к и краевого угла смачивания θ_{кип}: *P*₀ – давление насыщения; *P*₁ – давление внутри пузыря

В случае кипения жидкости, смачивающей твердую поверхность, краевой угол кипения $\theta_{\text{кип}} < \pi/2$; при кипении жидкости, не смачивающей твердую поверхность, $\theta_{\text{кип}} > \pi/2$.

Полная поверхность пузыря

$$F = F_{\mathrm{x}} + F_{\mathrm{c}},$$

где $F_{\rm *}$ – поверхность соприкосновения пара и жидкости; $F_{\rm c}$ – поверхность основания пузыря, или площадь контакта пара и твердой поверхности.

Работа, затраченная на возникновение парового пузыря,

$$L = F_{\mathfrak{K}} \sigma_{\mathfrak{K}-\mathfrak{n}} + F_{\mathfrak{c}} \sigma_{\mathfrak{n}-\mathfrak{c}} - \sigma_{\mathfrak{K}-\mathfrak{c}} , \qquad (2.7)$$

где $F_{\rm m}\sigma_{\rm m-n}$ – работа, затраченная на возникновение поверхности раздела; $F_{\rm c} \sigma_{\rm n-c} - \sigma_{\rm m-c}$ – работа, затраченная на замещение жид-кости паром при образовании пузыря.

Согласно рис. 2.1, $\sigma_{n-c} - \sigma_{x-c} = \sigma_{x-n} \cos \theta_{knn}$; опустив в дальнейшем индексы «ж, п, кип», получим зависимость

$$L = -\Delta pV + F\sigma \left[1 - \frac{F_{\rm c}}{F} \ 1 - \cos\theta \right].$$
(2.8)

Отношение F_c/F характеризует долю поверхности пузыря, по которой пар контактирует с поверхностью нагрева. Величина F_c/F характеризует размер шероховатостей на теплопередающей поверхности.

Анализ зависимости (2.8) позволяет сделать два важных вывода, связанных с направлением интенсификации процесса кипения:

1. С ростом F_c/F и увеличением θ , т. е. с ухудшением смачиваемости, уменьшается работа образования граничных поверхностей. Иначе говоря, повышается вероятность возникновения паровых пузырей, что связано с интенсификацией процесса кипения. Шероховатости могут быть в виде углублений и впадин как следствие качества обработки теплопередающей поверхности, а могут создаваться специально как метод интенсификации. В последнем

случае размер шероховатости должен быть соизмерим с геометрическими характеристиками зарождающегося пузыря *R*_{min}.

2. С другой стороны, снижение давления приводит к уменьшению абсолютной величины первого слагаемого, что при прочих равных условиях увеличивает работу образования поверхности раздела. Иначе говоря, уменьшение давления сдвигает начало парообразования в область больших перегревов.

Скорость роста пузырьков

Скорость роста пузырьков является важнейшей характеристикой процесса кипения в неограниченном пространстве, поскольку определяет степень турбулизации кипящей жидкости и, как следствие, интенсивность теплообмена.

После зарождения пузырьков с радиусом R_{\min} на центрах парообразования происходит рост паровых пузырей за счет подвода теплоты. При этом текущий радиус пузыря $R \ge R_{\min}$.

Подвод теплоты осуществляется путем теплопроводности из окружающего слоя перегретой жидкости через межфазную поверхность $F_{\rm *}$ и через поверхность у основания пузыря $F_{\rm c}$. Теплота, подведенная к пузырьку, расходуется на испарение жидкости и работу расширения.

В качестве параметра, определяющего скорость роста пузырька, может использоваться число Якоба Ja, полученное из преобразования дифференциальных уравнений, описывающих теплообмен при кипении:

$$Ja = \frac{c_p \Delta t \rho'}{r \rho''}$$

Число Якоба характеризует соотношение между тепловым потоком, идущим на перегрев жидкости, и объемной теплотой парообразования. При давлении выше атмосферного, скорость роста определяется зависимостью

$$\frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} \,\mathrm{Ja},\tag{2.9}$$

где a – коэффициент температуропроводности, м²/с; $\beta = 6$ – эмпирическая постоянная.

Для области низких давлений, характерных для холодильной техники, справедлива зависимость

$$\frac{dR}{d\tau} = 2\gamma^2 \frac{a}{R} \text{Ja}, \qquad (2.10)$$

где γ – константа, зависящая от угла смачиваемости. Для $\theta = 40 \div 90$ $\gamma = 0,1 \div 0,5$.

Из анализа зависимостей (2.9) и (2.10) следует:

 с ростом давления число Якоба уменьшается, так как существенно возрастает плотность пара;

- с увеличением перегрева число Якоба растет.

Очевидно, что с ростом числа Якоба скорость роста пузырька растет (следовательно, и теплообмен тоже возрастает). При низком давлении влияние числа Якоба значительно выше.

2.2. Теплообмен при кипении в неограниченном пространстве

Как было сказано ранее, кипение бывает пузырьковым и пленочным. Переход от одного режима к другому именуется кризисом кипения, который характеризуется критическим тепловым потоком $q_{\rm kp}$.

Само понятие «кризис» связано со следующими процессами. Контакт паровой фазы с греющей поверхностью характеризуется резким снижением теплоотдачи и, как следствие, возрастанием температуры стенки. В энергетических установках при плотности теплового потока более 50 кВт/м² разогрев стенки может превысить температуру плавления металла, вызвав аварийную ситуацию.

В испарителях холодильных машин максимальные значения плотности теплового потока в 1,5–2 раза ниже критических значений, поэтому пленочное кипение в дальнейшем не рассматривается.

Кипение в неограниченном пространстве нередко называют кипением в большом объеме.

Качественный характер зависимости коэффициента теплоотдачи от температурного напора Δt показан на рис. 2.4. При малых значениях Δt (или тепловых потоках) жидкость недогрета, следовательно, температура насыщения, паровые пузыри отсутствуют, а теплота передается за счет свободной конвекции (область I, участок 0-a).

Далее жидкость перегревается, а на свободной поверхности происходит испарение (область II, участок $a-\delta$). Участок $a-\delta$ – неразвитое кипение. С ростом температурного напора на теплопередающей поверхности образуются паровые пузыри, которые поднимаются вверх; попадая в слой недогретой до температуры насыщения жидкости, паровая фаза конденсируется.

На участке *б*-*в* происходит развитое кипение, которое характеризуется ростом количества центров парообразования, увеличением интенсивности роста паровых пузырей в объеме полностью перегретой жидкости (см. рис. 2.1).



Рис. 2.4. Режимы кипения в большом объеме: I – свободная конвекция; II–III – пузырьковое кипение; IV–V – пленочное кипение, VI – теплоотдача излучением

Достигнув критического значения $\Delta t_{\rm kp}$ (или $q_{\rm kp}$), теплоотдача резко снижается, что обусловлено переходом к пленочному кипению (участок *в*–*г*). При пленочном кипении наблюдается слабый рост теплоотдачи, что связано с некоторым влиянием однофазной конвекции паровой прослойки (участок *г*–*д*).

При достижении высоких значений Δt на передачу теплоты начинает оказывать влияние механизм лучистого теплообмена (участок $\partial - e$).

Модель Г.Н. Кружилина

Физическая модель Г.Н. Кружилина, описывающая теплоотдачу при кипении в неограниченном пространстве, предполагает, что при кипении тепловой поток от поверхности воспринимается жидкостью. Рассматривается процесс кипения на твердой плоской поверхности при свободной конвекции. Физические свойства приняты неизменными.

Система уравнений включает:

1) уравнение энергии

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \overline{w} \text{grad } t = a \nabla^2 t;$$

2) уравнение движения

$$\frac{\partial w}{\partial z} + \overline{w} \text{ grad } w = -\frac{1}{\rho} \text{ grad } p + v \nabla^2 \overline{w};$$

3) уравнение сплошности

div
$$w = 0$$
.

Приведенные уравнения являются уравнениями конвективного теплообмена жидкой фазы. Кроме этого рассматриваются *уравнения движения парового пузыря*, которые характеризуют равновесие между подъемной силой и силой гидравлического сопротивления:

$$\frac{\pi}{6}d^{3}g \ \rho' - \rho'' = c\frac{\pi}{4}d^{2}\frac{\rho'' u^{2}}{2},$$

где d – текущее значение диаметра пузырька; u = w'' - u' – относительная скорость; c – коэффициент лобового сопротивления. Уравнение теплообмена на поверхности пузыря:

$$-\int \lambda' \left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{n=0} dF = r\rho'' \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\pi d^3}{6}\right).$$

Данное уравнение характеризует тепловой поток, подводимый к поверхности пузыря теплопроводностью, и затрачиваемый на испарение.

Влияние числа центров парообразования на теплообмен учитывается функцией

$$z = f \ d_0, R_{\min} \ .$$

Анализ приведенной системы дифференциальных уравнений и условий однозначности с использованием метода подобия позволяет получить уравнения подобия

$$\frac{\alpha d_0}{\lambda'} = \Phi\left(\frac{\nu'}{a}, \frac{R_{\min}}{d_0}, \frac{c_p \Delta t}{r}, \frac{\rho'}{\rho''}\right).$$
(2.11)

Отрывной диаметр d₀ принимается равным:

$$d_0 = 0,0208\theta \sqrt{\sigma / \left[g \rho' - \rho'' \right]}.$$

Для практического использования уравнение (2.11) удобно привести к виду

Nu =
$$f_{z}$$
, k_{q} , Pr = 0,082 $k_{z}^{0,33}k_{q}^{0,7}$ Pr^{-0,45}, (2.12)

где

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha \delta}{\lambda'}, \ k_z = \frac{R_{\mathrm{min}}}{2\delta} \frac{c_{\mathrm{p}} \Delta t}{r} \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{l_*}{\delta}, \ k_q = \frac{q\delta}{\rho'' a r} \frac{\delta}{l_*},$$

здесь δ – капиллярная постоянная,

$$\delta = \sqrt{\sigma / \left[g \ \rho' - \rho'' \right]}; \ l_* = \frac{1}{2} R_{\min} \operatorname{Ja}, \ \operatorname{Ja} = \frac{c_p \Delta t}{r} \frac{\rho'}{\rho''}.$$

В уравнении (2.12) k_z – характеризует число действующих центров парообразования, а k_q – частоту отрыва паровых пузырьков в этих центрах; l_* – длина, пропорциональная минимальному радиусу пузырька, относительно энтальпии к теплопроводности.

В области свободной конвекции I коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по уравнению, описывающему свободное движение, аналогичному обычной зависимости для однофазной конвекции [2]:

$$Nu = C_{CD} \quad GrPr^{m}, \qquad (2.13)$$

где C_{CD} – числовой коэффициент, зависящий от режима свободного движения.

В размерном виде уравнение (2.13) может быть представлено так:

$$\alpha_{\rm CD} = B_{\rm CD} \Delta t^m = A_{\rm CD} q^m. \tag{2.14}$$

Коэффициенты A_{CD} и B_{CD} зависят от свойств кипящей жидкости, температуры насыщения и размеров нагревателя. Показатель степени $m = 0,2\div0,25$ определяется из опыта.

Для областей I и II (см. рис. 2.4) при кипении на горизонтальной трубе фреонов C = 0,2, m = 0,33; при кипении аммиака C = 0,5, m = 0,25. В обоих случаях пределы изменения GrPr = $10^3 \div 10^8$.

Для области III – развитого кипения расчет коэффициента теплоотдачи обычно представляется в виде зависимости

$$\alpha_{p,k} = Cq^n f \quad p \quad , \tag{2.15}$$

где C – коэффициент, зависящий от свойств жидкости и свойств поверхности нагрева; f(p) – некоторая функция давления, различная для разных жидкостей.

Введя обозначение A = cf(p), получаем зависимость вида

$$\alpha = Aq^n.$$

По опытным данным по кипению различных жидкостей $n = 0,6\div0,8$. В таблице приведены значения C, f(p) и n для некоторых веществ $(q - BT/M^2, \alpha - BT(M^2 \cdot K), p - 6ap)$ [3].

Таблица

Значения и	<i>n, f(p)</i> и	Свф	ормуле	(2.11)) для	различн	ых веще	еств
	(трубы	пром	ышлені	ного и	ізгот	овления))	

Вещество	n	f(p)	С
Вода	0,67	$p^{0,18}$ / 1–0,0045 p	3,4
Аммиак	0,70	$p^{0,21}$	2,2
R12	0,75	$0,14 + \pi \left(1,6 + \frac{0,4}{1-\pi}\right)$	5,5
R22	0,75	$0,14 + \pi \left(1,6 + \frac{0,4}{1-\pi}\right)$	6,2

Величина

$$C = C_{\rm o} (R_{\rm z} / R_{\rm z0})^{0,2},$$

где

$$C_{\rm o} = 550 p_{\rm \kappa p}^{1/4} T_{\rm \kappa p}^{-7/8} M^{-1/8}, \qquad (2.16)$$

здесь давление выражено в барах; температура – в кельвинах К; M – молекулярная масса; R_z – шероховатость труб; R_{z0} – эталонная шероховатость.

По данным [2] для труб промышленного изготовления R_z принимается 3÷6 мкм, $R_{z0} = 1$ мкм.

Более подробно методология расчета теплоотдачи в большом объеме изложена в книге Г.Н. Даниловой [2].

3. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ ХЛАДАГЕНТОВ В СТЕСНЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Под термином «кипение в стесненном пространстве» понимается процесс парообразования насыщенной или перегретой жидкости в каналах различных форм и размеров.

Основной геометрической характеристикой процесса кипения в стесненном пространстве является величина D_h , которая может называться эквивалентным либо гидравлическим диаметром. В круглых трубах используется внутренний диаметр трубы D_0 . В плоских каналах часто в качестве гидравлического диаметра D_h принимается ширина канала, которая иногда обозначается δ .

Физический процесс кипения в стесненном пространстве отличается от кипения в неограниченном пространстве (большом объеме). В общем случае основным уравнением передачи теплоты к кипящей в канале жидкости является

$$q = q_{\text{KUII}} + q_{\text{KOHB}} + q_{\text{UCII}}, \qquad (3.1)$$

где $q_{\text{кип}}$ – составляющая пузырькового кипения на стенке канала; $q_{\text{конв}}$ – конвективная составляющая, в основном зависящая от вынужденного движения двухфазного потока; $q_{\text{исп}}$ – вклад переноса теплоты за счет испарения с поверхности пристенной пленки жидкости.

Влияние *q*_{исп} оказывается существенным при значительной и четко выраженной поверхности раздела фаз.

С проектно-конструкторской позиции определяемыми характеристиками кипящих в каналах хладагентов являются теплогидродинамические характеристики – коэффициент теплоотдачи α_a и потери давления Δp . На основе этих величин производятся конструктивные расчеты и подбор оборудования, а соотношение значений α_a и Δp позволяют решать оптимизационные задачи.

Согласно современным теплофизическим представлениям, теплоотдача и потери давления в значительной степени связаны с режимами течения и истинными параметрами фаз. В отличие от однофазных потоков, в которых основными режимами являются турбулентный и ламинарный (в ряде случаев – переходный), в двухфазных потоках режимы определяются количественным соотношением пара и жидкости, а также характером взаимного распределения паровой и жидкостной фаз. Последнее связано с величиной и формой межфазовой поверхности раздела.

В данном разделе изложены основы комплексного подхода теплогидродинамического расчета, включающего вычисления локального теплообмена, потерь давления и режимов течения на основе истинных параметров фаз.

По мнению авторов, такой подход обеспечивает наиболее достоверный расчет параметров кипящих хладагентов в каналах различных форм. Теоретические основы комплексного подхода отражены в работах А.А. Малышева и К.В. Киссер [4–7].

3.1. Кипение в трубах

Внутритрубное кипение хладагентов раньше применялось либо в водоохладителях при температурах кипения, близких к нулю, либо в воздухоохладителях.

В первом случае интенсивность теплообмена при кипении оказывалось ниже теплоотдачи при однофазной конвекции хладоносителя снаружи пучка труб. В таких аппаратах применялось внутритрубное оребрение в виде вставки «звездочки». Во втором случае теплоотдача лимитировалась низкими значениями коэффициента теплоотдачи со стороны воздуха. Интенсификация достигалась за счет наружного оребрения. При коэффициентах оребрения порядка 20 приведенные значения коэффициента теплоотдачи со стороны воздуха по внутренней поверхности трубы оказываются сопоставимыми с внутренними значениями α. В этом случае вопрос изучения интенсификации внутритрубного кипения оказывается достаточно актуальным.

В последние годы заметно возрос интерес к внутритрубному кипению хладагентов при отрицательных температурах. Так, в докладе К. Спиндлера на конференции в Копенгагене 2008 г. [8] дается обзор работ по кипению различных хладагентов в трубах $d_{\rm BH} = 1 \div 6$ мм при температурах $t_0 = -30 \div -10^{\circ}$ С. К. Спиндлер [9] исследовал теплоотдачу при кипении R134a и R404A во внутриоребренных трубах. Интересно, что ребра были выполнены наклонными под углом 20° и высотой 0,24 мм.

28

3.1.1. Основные параметры двухфазных потоков

Расходные параметры

Движение кипящей жидкости внутри каналов связано с гидромеханическим взаимодействием фаз между собой и со стенками трубы. Гидромеханические характеристики двухфазного потока разделяются на две группы – расходные параметры и истинные.

Основой для расчета расходных параметров являются уравнения материального и теплового балансов.

Так, уравнение теплового баланса связывает энтальпию потока с массой пара и жидкости и энтальпиями фаз в состоянии насыщения:

$$h_{\rm CM} = h^{\rm T} x + h \ 1 - x \ .$$

Из этого уравнения следует выражение массового расходного паросодержания *x*, которое в термодинамике называется степенью сухости:

$$x = \frac{h_{\rm CM} - h'}{r}.$$

Используя выражение материального баланса

$$M = M' + M'' = Mx + M(1 - x),$$

можно получить выражение основного параметра двухфазного потока:

$$x = \frac{M'}{M' + M}.$$
(3.2)

С величиной массового паросодержания однозначно связано значение объемного расходного паросодержания:

$$\beta = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - x}{x}\right)\frac{\rho''}{\rho'}}.$$
(3.3)

Массовая скорость

$$w\rho = \frac{M}{f_{\rm ceq}},\tag{3.4}$$

где *w* – средняя по сечению линейная скорость; *р* – средняя плотность смеси; *M* – масса потока; *f*_{сеч} – площадь сечения канала.

Скорость циркуляции

$$w_0 = \frac{M}{f_{\rm ceq}\rho}.$$
(3.5)

Следует отметить, что величины $w\rho$ и w_0 не являются характеристиками самого двухфазного потока. Это величины, входящие в условия однозначности, характеризуют скорости течения на входе в канал до начала парообразования. Значения $w\rho$ и w_0 , как правило, задаются до начала расчета.

Приведенная скорость пара

$$w_{0}^{"} = \frac{M^{"}}{f_{cey}\rho^{"}} = \frac{\nu^{"}}{f_{cey}} = \frac{w\rho x}{\rho^{"}}.$$
 (3.6)

Приведенная скорость жидкости

$$w'_{0} = \frac{M'}{f_{ceq} \cdot \rho'} = \frac{\nu'}{f_{ceq}} = w\rho \ 1 - x \ /\rho' = w_{0} \ 1 - x \ .$$
 (3.7)

Скорость смеси

$$w_{\rm cM} = w_0' + w_0'' = w_0 \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho'' - 1} \right) \right].$$
 (3.8)

В отличие от $w\rho$ и w_0 , величины w'_0 и w''_0 в первом приближении являются характеристиками двухфазного потока, хотя при определенных значениях $x(\beta)$ они теряют физический смысл и правомерность их использования требует проверки.

Из числа расходных параметров физический смысл имеет только величина x, однозначно связанная с энтальпией потока через уравнения теплового баланса. Все прочие рассмотренные величины строгого физического смысла не имеют во всем диапазоне x. Связано это с тем, что все расходные характеристики предполагают распределение каждой из фаз по всему сечению трубы. Это является серьезным допущением, поскольку, например, при высоких значениях x отнесение количества жидкости (массы или объема) ко всему сечению неправомерно, постольку жидкость в этом случае занимает только малое сечение. Для больших значений x приведенная скорость жидкости, найденная по уравнению (3.7), теряет физический смысл. По той же причине аналогичные соображения относятся и к приведенной скорости пара [см. уравнение (3.5)] при малых x.

Тем не менее использование расходных параметров является общепринятым и в целом обоснованным, поскольку их легко рассчитать, исходя из условий однозначности, и для приближенной оценки гидромеханической ситуации вполне применимо.

Истинные параметры

Истинные параметры основаны на знании сечений канала, занятых каждой из фаз. Использование истинных параметров правомерно во всех случаях, но их нахождение представляет собой самостоятельную, достаточно сложную задачу теплофизики.

Истинное объемное паросодержание

$$\varphi = \frac{f''}{f_{\text{cey}}},\tag{3.9}$$

где *f* " – часть сечения трубы, занятая паром.

Истинная скорость пара

$$w'' = \frac{w_0''}{\varphi}.$$
 (3.10)

Истинная скорость жидкости

$$w' = \frac{w_0}{1 - \phi}.$$
 (3.11)

Относительная скорость

$$w_{\text{OTH}} = w'' - w'.$$
 (3.12)

Коэффициент скольжения

$$s = \frac{w''}{w'}.$$
 (3.13)

Наличие относительного движения или скольжения является основным отличием истинных параметров от расходных.

Истинное объемное паросодержание связанно с расходным соотношением

$$\varphi = \frac{1}{1 + s\left(\frac{1 - \beta}{\beta}\right)}.$$
(3.14)

Скольжение фаз в общем случае зависит от совместного влияния целого ряда факторов: физических свойств, давления, скорости циркуляции, расходного паросодержания, режимов течения, геометрических параметров и др.

Поскольку вычисление величин f', f'', s, ϕ является сложной гидродинамической задачей, часто истинные параметры заменяют расходными (гомогенная модель). В ряде случаев принятие гомогенной модели может быть оправданным, но тогда необходимо

оценивать погрешность. При определенных условиях истинные параметры существенно отличаются от расходных и гомогенная модель полностью не применима.

По данным [10] область гомогенного течения R22 в горизонтальной трубе $d_{\rm BH} = 6$ мм ограничивается значениями $\beta = 0,2\div0,25$. При этом различия φ и β увеличиваются с понижением массовой скорости (рис. 3.1). С ростом же массовой скорости истинное паросодержание возрастает, приближаясь к расходному. Это, по всей вероятности, связано с возрастанием динамического воздействия потока пара на жидкость за счет течения, жидкость начинает уноситься потоком пара.



Рис. 3.1. Соотношение φ и β при течении R22 в горизонтальной трубе при $t_0 = +20$ °C, $d_0 = 6$ мм: $\bullet \rho = 574 \text{ кг/(с·м}^2)$ $x - w\rho = 50 \text{ кг/(с·м}^2)$

Следует отметить, что для испарителей холодильных машин характерны относительно невысокие значения массовой скорости $(w\rho < 100 \text{ кг/(с·м}^2))$. Это свидетельствует о том, что информация о скольжении фаз для техники низких температур особо актуальна.

Методы расчета истинных параметров

Аналитические зависимости для расчета истинных параметров до настоящего времени не получили широкого распространения на практике из-за сложности процесса и значительного числа принятых допущений. Наиболее надежными являются эмпирические методы. Применительно к задачам холодильной техники могут быть рекомендованы уравнения, приведенные в [0], [7], [9], [11].

В эмпирических зависимостях так же, как и в аналитических расчетах, истинные параметры связаны с режимами течения.

В работах А.А. Малышева [9], [10] проведены исследования истинного объемного паросодержания хладагентов R12, R22. Было проанализировано влияние на истинное объемное паросодержание – массовой скорости, диаметра трубы и температуры кипения (рис. 3.2). Из рисунка следует, что с повышением температуры насыщения истинное объемное паросодержание возрастает или, иначе говоря, скольжение фаз снижается.

Полученный результат подтверждает важность информации по истинным параметрам для техники низких температур, для которой по сравнению с условиями эксплуатации энергетических установок характерны более низкие скорости $w\rho$ (или w_0) и невысокие значения ρ''/ρ' .

Из анализа аналитических и эмпирических зависимостей был выбран общий вид исходного уравнения:

$$\beta - \varphi = f_1 \ \beta, w_0, \mu', \sigma, \rho', \rho'', d_0, g \ ;$$
 (3.15)

в безразмерном виде

$$\beta - \varphi = f_2 \quad \beta, \operatorname{Re}_0, \operatorname{Fr}_0, \operatorname{We} \quad , \tag{3.16}$$

$$\operatorname{Re}_{0} = \frac{w_{0}d_{0}}{\upsilon}; \quad \operatorname{Fr}_{0} = \frac{w_{0}^{2}}{g \cdot d_{0}}; \quad \operatorname{We} = \frac{\sigma}{\rho - \rho^{''} g d_{0}^{2}}$$

Учитывая зависимость Re₀ и Fr₀, при составлении расчетной зависимости использовали комплекс

$$\frac{\mathrm{Fr}_0}{\mathrm{Re}_0} = \frac{w_0 \upsilon}{g d_0^2}.$$

К обработке были привлечены данные по кипению R12, R22 и воды в диапазоне $d_0 = 6 \div 15,7$ мм; $w_0 = 0,03 \div 1,2$ м/с; $\varphi = 0,2 \div 0,9$; $P_0/P_{\rm kp} = 0,013 \div 0,14$. В результате была получена расчетная зависимость

$$\beta - \varphi = 0,06\beta \ 1 - \beta^{0,5} \ Fr_0 / Re_0^{-0,23} \ P_0 / P_{\kappa p}^{-0,15}.$$
 (3.17)

3.1.2. Режимы течения двухфазных потоков в трубах и каналах

Классификация режимов

В общем случае двухфазные потоки подразделяются на адиабатные (чаще всего двухкомпонентные) и кипящие. Рассматриваются течения в вертикальных и горизонтальных каналах. Для современной холодильной техники в первую очередь представляют интерес горизонтальные трубы $d_0 > 6$ мм с кипящим внутри холодильным агентом. Вертикальное расположение имеют щелевые каналы пластинчатых испарителей (конденсаторов) и испарителей с мини-каналами. Последние относятся к новейшим и пока еще недостаточно изученным технологиям. Адиабатные потоки интересны в основном как модельные среды.

Исследованию структур режимов течения посвящено множество работ, которые в первую очередь могут быть разделены по методам исследования.

Самым распространенным является метод визуализации потока, иногда в сочетании с фото- и киносъемкой. В последние годы широко используются косвенные методы, основанные на применении

где

лазеров либо рентгеновской техники. Лазерное просвечивание потоков, в частности, применялось учеными Университета Штата Иллинойс в Урбане-Шампейн, США.



Рис. 3.2. Влияние температуры насыщения на φ : $a - d_0 = 10$ мм; $\delta - d_0 = 6$ мм $-O_0 = +20$ °C; $- \bullet_0 = -18$ °C
Несмотря на то, что косвенные методы получают все более широкое распространение, метод визуализации считается наиболее надежным. Свидетельством этому являются работы А.В. Бараненко и Д.М. Ховалыг по изучению режимов течения хладагента R134a в мини-каналах [12].

На рис. 3.3 представлены режимы течения кипящих хладагентов по классификации А.А. Гоголина и Г.Н. Даниловой [13]. Следует отметить, что данные режимы в целом характерны не только для хладагентов, но и для воды и других жидкостей.



Рис. 3.3. Режимы потока парожидкостной смеси при кипении: а – в вертикальной трубе; б – в горизонтальной трубе канала [14] A – жидкость, Б – пузырьковый режим, B – снарядный режим, Γ – кольцевой режим, Д – дисперсный режим, E – волновой режим, \mathcal{K} – расслоенный режим, 3 – пузырьковый режим, U – кольцевой режим, \mathcal{K} – дисперсный режим; \mathcal{J} – снарядный режим

Диаграммы режимов течения

Прогнозирование режимов течения необходимо для расчета локальных коэффициентов теплоотдачи, перепадов давления и вычисления истинных параметров потока. Наиболее распространенным методом определения режимов является построение карт (диаграмм) двухфазных потоков.

В работе В.Ф. Шуршева и А.Н. Умерова [13] представлен обзор наиболее известных работ по режимам течения в горизонтальных трубах. Авторы отмечают, что само понятие «режим течения» носит субъективный характер, поэтому с высокой степенью достоверности идентификация режима течения по одной отдельной диаграмме может быть произведена в основном для условий проведенного эксперимента. Следовательно, применительно к различным веществам, в том числе к холодильным агентам, использование различных диаграмм может дать разные результаты по идентификации режимов.

В.Ф. Шуршев и А.Н. Умеров рассматривают диаграммы А.А. Малышева, О. Бейкера, Ван дер Ягта, Мандхана, Тейтеля и Даклера, Н. Солимана и Н. Азера, Бребера, Тандона.

Диаграмма режимов течения двухфазного потока, предложенная А.А. Малышевым и др. (рис. 3.4, а) [10], построена в координатах Fr₀ (число Фруда) и φ (истинное объемное паросодержание). Диаграмма учитывает как экспериментальные данные авторов по кипению холодильного агента R12, так и данные J. Chawla (холодильный агент R11) и H.K. Varma (холодильный агент R22).

На диаграмме А.А. Малышева (см. рис. 3.4, а) выделены следующие пять режимов течения холодильных агентов: снарядный, волновой, расслоенный, волновой–кольцевой, кольцевой.

Граничные значения параметров, относящихся к диаграмме, приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Параметр	R22 (А.А. Малышева)	R11 (J. Chawla)	R22 (H.K. Varma)
Внутренний диаметр трубы, мм	6; 10	6–14	8
Температура насыщения, °С	-20+20	+5	+6
Плотность тепловых потоков, кВт/м ²	2 - 20	_	_
Массовая скорость, кг/(с·м ²)	40 - 550	130 – 150	154 - 620
Массовое расходное паросодержание	0,005 - 0,9	_	_

Граничные условия диаграммы А. А. Малышева

Диаграмма О. Бейкера является классической, несмотря на то, что получена для воздухо-водяных потоков, и до сих пор актуальна для кипящих жидкостей. Эта диаграмма построена в координатах $w\rho_{\rm n}/\lambda_{\rm B}$ и $w\rho_{\rm x}\lambda_{\rm B}\psi_{\rm B}/w\rho_{\rm n}$, где $w\rho_{\rm n}$ и $w\rho_{\rm x}$ – поверхностные массовые скорости газообразной и жидкостной составляющих.



Рис. 3.4. Диаграммы режимов течения (часть I): а – диаграмма А.А. Малышева и др.; б – диаграмма О. Бейкера: 1 – пенистый; 2 – пузырьковый; 3 – снарядный; 4 – расслоенный; 5 – волновой; 6 – волновой с перемычками; 7 – дисперсно-кольцевой; в – диаграмма Soliman и Azer: 1 – дисперсный; 2 – кольцевой; 3 – полукольцевой; 4 – волновой; 5 – толчкообразный; 6 – снарядный

Коэффициенты λ_в и ψ_в рассчитывают следующим образом:

$$\begin{split} \lambda_{\rm B} = & \left[\left(\frac{\rho_{\rm \Pi}}{\rho_{\rm BO3,\rm I}} \right) \left(\frac{\rho_{\rm \#}}{\rho_{\rm BO,\rm I}} \right) \right]^{1/2}; \\ \psi_{\rm B} = & \left(\frac{\sigma_{\rm BO,\rm I}}{\sigma} \right) \left[\left(\frac{\mu_{\rm \#}}{\mu_{\rm BO,\rm I}} \right) \left(\frac{\rho_{\rm BO,\rm I}}{\rho_{\rm \#}} \right)^2 \right]^{1/3}, \end{split}$$

где ρ , σ , μ –плотность, коэффициент поверхностного натяжения и коэффициент динамической вязкости; индексы «п» и «ж» обозначают газообразную и жидкостную фазу; индексы «возд» и «вод» относятся к значениям параметров для воздуха и воды при нормальных условиях.

На диаграмме О.Бейкера (см. рис. 3.4, б) выделены семь режимов течения: пенистный, пузырьковый, снарядный, расслоенный, волновой, волновой с перемычками, дисперсно-кольцевой.

Диаграмма подтверждается исследованиями Н. Ханда для водовоздушных и сурфактант-воздушных двухфазных потоков.

Диаграмма режимов течения, предложенная Н. Солиманом и Н. Азером, построена в координатах $(1 - \phi)/\phi$ (ϕ – истинное объемное паросодержание) и \overline{w}_{π} (средняя скорость жидкости). На этой диаграмме (см. рис. 3.4, в) выделены следующие режимы: дисперсный, полукольцевой, кольцевой, волновой, толчкообразный, снарядный.

Диаграмма режимов течения Бребера (рис. 3.5, а) построена в координатах *X* (параметр Мартинелли) и j_{Π}^{*} (безразмерная скорость газа по Уоллису):

$$j_{\Pi}^{*} = \frac{xw\rho}{\left[gD\rho_{\Pi} \ \rho_{\pi} - \rho_{\Pi}\right]^{1/2}};$$
$$X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_{\Pi}}{\rho_{\pi}}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_{\pi}}{\mu_{\Pi}}\right),$$

где *x* – массовое расходное паросодержание; *g* – ускорение свободного падения; *D* – диаметр трубы.

Диаграмма Бребера включает три зоны (см. рис. 3.5, а): а) дисперсный и кольцевой режимы; б) волновой режим; в) толчкообразный и снарядный режимы.

На диаграмме выделены также переходные области между различными режимами.

Диаграмма режимов течения, предложенная Тандоном и др., построена в координатах $(1 - \varphi)/\varphi$ и j_{π}^* . Диаграмма разбита на четыре зоны (см. рис. 3.5, б): а) дисперсный режим; б) кольцевой и полукольцевой режимы; в) волновой режим; г) толчкообразный режим. Она согласуется с экспериментальными данными, полученными Д. Шао и др. при конденсации чистых и азеотропных холодильных агентов R12, R22, R134a, R502.

Диаграмма режимов течения, предложенная Ван дер Ягтом (см. рис.3.5, в), построена в координатах Ф и Ω. Коэффициенты Ф и Ω рассчитываются следующим образом:

$$\Phi = Wb^{1/3} \left(\frac{v_{\pi}}{v_{\Pi}}\right)^{1/3} \left(\frac{w_{\pi}}{w_{\Pi}}\right)^{1/3};$$
$$\Omega = Fr^{1/3} Re_{\Pi}^{1/3} \left(\frac{\rho_{\Pi}}{\rho_{\pi}}\right)^{1/3},$$

где Fr – число Фруда; Wb – число Вебера; Re_п – число Рейнольдса для газа; υ – коэффициент кинематической вязкости.

Числа Fr, Wb, Re_п рассчитывают по формулам

Fr =
$$\frac{v_{\pi}^2}{g \cdot D}$$
; Wb = $\frac{D\rho_{\pi}v_{\pi}^2}{\sigma}$; Re _{π} = $\frac{Dv_{\pi}}{v_{\pi}}$.

Ван дер Ягт выделил семь режимов: кольцевой, волновой, волновой с перемычками, пузырьковый, снарядный, расслоенный, ударный. Эта диаграмма получена для кипящего хладона R22.





Диаграмма режимов течения, предложенная Мандханом (рис. 3.6, а), построена в координатах j_{π} (поверхностная скорость течения жидкостной составляющей) и j_{π} (поверхностная скорость течения газообразной составляющей). Основой построения этой диаграммы послужили 5935 экспериментальных измерений, из которых 1178 относятся к водовоздушным двухфазным потокам. Выделены следующие шесть режимов течения: пузырьковый, пробковый, стержневой, кольцевой, волновой, расслоенный.



Рис. 3.6. Диаграммы режимов течения (часть III): а – диаграмма Мандхана: 1 – пузырьковый; 2 – пробковый; 3 – стержневой; 4 – кольцевой; 5 – волновой; 6 – расслоенный; б – диаграмма Тейтеля и Даклера: 1 – пузырьковый; 2 – перемежающийся; 3 – расслоенный; 4 – волновой; 5 – дисперсно-кольцевой жидкостный

Для диаграммы режимов течения также выделены условия по ее применимости (табл. 3.2).

Таблица 3.2

Параметр	Диапазон значений	
Внутренний диаметр трубы, мм	12,7–165,1	
Плотность жидкости, кг/м ³	705–1 009	
Плотность газа, кг/м ³	0,80–50,5	
Коэффициент динамической вязкости жидкости, Па	$3 \cdot 10^{-4} - 9 \cdot 10^{-2}$	
Коэффициент динамической вязкости газа, Па	$10^{-5} - 2, 2 \cdot 10^{-5}$	
Коэффициент поверхностного натяжения, Н/(м·10 ⁻³)	24–103	
Поверхностная скорость жидкости, м/(с·10 ⁻²)	0,09–731	
Поверхностная скорость газа, м/с	0,04–171	

Граничные условия диаграммы Мандхана

Диаграммы А.А. Малышева, Н. Солимана и Н. Азера интересны тем, что в них использовано истинное объемное паросодержание, что с физической точки зрения представляется наиболее обоснованным.

В диаграмме А.А. Малышева [10], [5] кроме φ используется критерий Фруда, рассчитанный по скорости циркуляции $\operatorname{Fr}_{0} = \frac{w_{0}^{2}}{gd}$, а в карте режимов Н. Солимана и Н. Азера – $\overline{w_{\infty}}$ – средняя скорость

а в карте режимов п. Солимана и п. Азера – $w_{\rm x}$ – средняя скорость жидкости.

Диаграммы А.А. Малышева и Н. Солимана неплохо согласуются между собой и обобщают опытные данные по хладагентам R12, R11, R22, а по свидетельству [13] – по R134a.

В последнее время К.В. Киссер получена диаграмма, обобщающая экспериментальные данные по трубам и мини-каналам Д.М. Ховалыг (рис. 3.7) [7].



Рис. 3.7. Модифицированная карта режимов кипения R134a, R12, R22, NH3: I – пузырьковый; II – снарядный; III – волновой; IV – расслоенный; V – переходный; VI – кольцевой

Из рассмотренных диаграмм режимов течения следует вывод: в целом ни одна из диаграмм не является универсальной и не может быть рекомендована для широкого диапазона режимных и геометрических параметров, а также для различных веществ. Построение такой диаграммы можно считать открытой задачей теплофизики.

Однако, основываясь на результатах [11] и [13], можно констатировать, что стратегическим направлением в разработке научной методологии исследования и прогнозирования режимов является учет скольжения фаз и использование новых экспериментальных данных, полученных в первую очередь на каналах малых диаметров.

3.1.3. Теплоотдача при кипении хладагентов внутри труб

Расчет средних коэффициентов теплоотдачи при кипении в горизонтальных трубах

Исследование средних по длине канала коэффициентов теплоотдачи при кипении проводились многими авторами, работающими как в области энергетики, так и холодильной техники.

Исходными данными при расчете средних α , помимо свойств рабочих веществ и диаметров труб, являются скорости потока (w_0 либо $w\rho$).

Кроме того, необходимо задаться длиной труб. При этом надо исключить «запаривания» поверхности на выходе из испарителя (режим «сухой стенки», часто это эмульсионный режим). Для этого удобнее задаваться не длиной трубы, а массовым расходным паросодержанием на входе x_1 и выходе x_2 . В итоге, исходя из результатов расчета теплоотдачи и принятых значений x, легко определить величины длины труб испарителя.

На рис. 3.8 показана характерная зависимость коэффициента теплоотдачи при кипении хладагента R134a внутри горизонтальной трубы от величины скорости циркуляции [2].



Рис. 3.8. Кипение R134a внутри горизонтальной трубы при $t_0 = -10$ °C: $1 - w_0 = 0,5$ м/с; $2 - w_0 = 0,3$ м/с; $3 - w_0 = 0,2$ м/с; $4 - w_0 = 0,1$ м/с; $5 - w_0 = 0,05$ м/с; 6 – кипение в большом объеме

Из рис. 3.8 видно, что во всем диапазоне плотности теплового потока значения α при внутритрубном кипении оказываются выше коэффициентов теплоотдачи при кипении в большом объеме. При этом теплоотдача при внутритрубном кипении растет с ростом скорости циркуляции. Это объясняется возрастанием конвективной составляющей в уравнении (3.1).

Как свидетельствуют результаты исследований [15], [16], [17], [18], [19], для малых значений *q* (что наиболее характерно для холодильной техники) общий вид расчетной зависимости для средних значений α такой:

$$\alpha_{\rm cp} = A \cdot q^{0,1 \div 0,2} \cdot w \rho^{0,4 \div 0,6}$$

Для приближенных расчетов может быть рекомендована формула С.Н. Богданова:

$$\alpha_{\rm cp} = C q_{_{BH}}^{0,15} w \rho^{n}, \qquad (3.18)$$

где n – эмпирический коэффициент, зависящий от свойств веществ. Для R22 – C = 32, n = 0,47; для R142 – C = 15, n = 0,57.

При значениях q_F выше 2500 Вт/м² расчет следует вести по уравнению

$$\alpha_{\rm cp} = A \cdot q_{_{\theta H}}^{0,6} \cdot w \rho^{-0,2} \cdot d^{-0,2}.$$
(3.19)

Более подробно инженерная методика расчета средних значений коэффициентов теплоотдачи при внутритрубном кипении хладагентов изложена в [2] или [20].

Методики расчета средних а просты и могут быть использованы для прикидочных расчетов теплообменных аппаратов. С позиций анализа физического смысла следует обратить внимание на следующее. В уравнениях (3.18) и (3.19) приняты постоянными значения показателей степени при q и $w\rho$. Так, в уравнении (3.18) влияние плотности теплового потока определяется степенью 0,15, а массовой скорости – 0,47–0,57. При больших значениях q уравнение (3.19) имеет показатель степени q, равный 0,6 [близкое к показателю степени при кипении в большом объеме – 0,6–0,8

(см. уравнение (2.11)], а $w\rho$ – показатель степени 0,2. Результаты такого анализа иллюстрируются рис. 3.7. При значениях $q < 1,5 \cdot 10^3$ Вт/м² [см. уравнение (3.18)] теплообмен в основном определяется конвекцией, обусловленной скоростью на входе.

При значениях $q > 1,5 \div 2$ кВт/м² (см. уравнение (3.19)) возрастает роль пузырькового кипения $q^{0,6}$ и ослабевает роль конвекции.

Очевидным недостатком рассмотренного метода средних α являются принятые постоянные значения показателей степени при q и $w\rho$, что жестко привязывает расчетные значения α к условиям проведенных экспериментов.

Более интересной является методика расчета средних значений коэффициентов теплоотдачи, предложенная С.С. Кутателадзе [2]:

$$\alpha_{\rm cp} = \alpha_w \cdot \sqrt{1 + \frac{\alpha_{\rm 6.0}}{\alpha_w}},\tag{3.20}$$

где α_w – коэффициент теплоотдачи для однофазной конвекции жидкости, рассчитанный по известным формулам; α_{б.0} – теплоотдача при кипении в большом объеме, при пузырьковом кипении.

Уравнение (3.20) учитывает совмещенное влияние двух составляющих – конвекции и кипения. Причем рост влияния одной из них сопровождается снижением вклада другой. Такой подход в большей степени соответствует физической сущности происходящих процессов при внутритрубном кипении.

Расчет локальных коэффициентов теплоотдачи

Методики расчета локальной теплоотдачи в отличие от ранее рассмотренных методик расчета α_{cp} связывают закономерности теплообмена с режимами течения и гидродинамическими характеристиками двухфазного потока. Следует обратить внимание на то, что величины, входящие в уравнения (3.18) и (3.19) для α_{cp} , а это плотность теплового потока и скорость на входе, характеристиками самого двухфазного потока не являются. Это внешние параметры, входящие в условия однозначности. Данное обстоятельство определяет несовершенство метода расчета средних коэффициентов теплоотдачи.

Учет режимных параметров в уравнениях для расчета локальной теплоотдачи α_{лок} ведется с различной степенью приближения к действительному физическому процессу.

Большинство авторов предлагают расчетные зависимости для двух групп режимов течения – волнового и расслоенного (І группа), кольцевого (ІІ группа).

Для первой группы так же, как и для α_{cp} , чаще предлагается раздельный учет, составляющий кипения $\alpha_{б.o}$ и конвекции $\alpha_{конв}$.

Следует отметить, что расслоенные и волновые режимы характерны для малых значений *x* и невысоких значений скорости.

Одними из основополагающих являются методики В. Розенова и Н. Чена [20], [21]:

$$\alpha_{q} = 12 \cdot 10^{-4} \left[\frac{\lambda' \circ c_{p} \circ \rho' \circ \rho'}{\sigma^{0.5} \cdot \mu' \circ \sigma^{0.24} \cdot \rho'' \circ \rho''} \right] \cdot x \cdot \Delta t_{0}^{0.24} \cdot \Delta P_{0}^{0.75} \cdot S_{c}; \quad (3.21)$$

$$\alpha_{\rm w} = 0,23 \frac{\lambda'}{d_0} \cdot \left[\frac{M \cdot 1 \cdot x}{\mu'}\right]^{0,8} \cdot \operatorname{Pr}^{0,4} \cdot F_{\rm c}, \qquad (3.22)$$

где
$$F_{\rm c} = f X_{\rm tt}$$
; $S_{\rm c} = f \left[\frac{M \cdot 1 - x}{\mu} \right] \cdot F_{\rm c}$.

Уравнения достаточно сложные, так как требуют дополнительной информации по расчету параметров Чена F_c и S_c , но тем не менее в них, в отличие от всех предыдущих, учитывается массовое расходное паросодержание *x* как важнейший параметр двухфазного потока. Во-вторых, зависимости (3.21) и (3.22) учитывают физические свойства, как пара, так и жидкости.

Несколько иной принцип заложен в работах по расчету локальных значений коэффициентов теплоотдачи при кольцевом режиме (II группа режимов течения).

Подход С. Денглера [22] интересен тем, что в нем применяется классический метод Мартинелли–Нельсона, предлагающий использование параметров X_{tt} :

$$\frac{\alpha}{\alpha_w} = 3,5 \cdot \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0,5}, \qquad (3.23)$$

где $X_{tt} = [(1-x)/x]^{0,9} (\rho''/\rho') (\mu'/\mu'')^{0,1}.$

Расчету локальной теплоотдачи при кольцевом и десперснокольцевом режимах посвящены работы В.М. Боришанского и А.А. Андриевского [23], [24].

$$\alpha = \alpha_{\mathrm{p.K}} \sqrt{1 + A \left(\frac{\alpha_{\mathrm{\overline{0.0.}}}}{\alpha_{\mathrm{p.K}}}\right)^2 \left(\frac{w_{\mathrm{cM}} \cdot r \cdot \rho'}{q}\right)^{3/2}}.$$
 (3.24)

При обосновании уравнения (3.24) была использована интерполяционная зависимость С.С. Кутателадзе (3.20), которая благодаря введению безразмерного комплекса $(w_{cm}r\rho')/q$ распространилась на кольцевой и дисперсно-кольцевой режимы.

Необходимо отметить следующую важнейшую особенность кольцевого и дисперсно-кольцевого течений. В отличие от расслоенного и волнового, при которых теплоотдача в значительной степени определяется пузырьковым кипением на стенке $\alpha_{6.o}$, а конвективная составляющая в основном зависит от скорости жидкости $(w_0' \sim w_0)$, при кольцевом течении доминирующую роль играет скорость пара, а пузырьковое кипение на поверхности труб подавляется.

Руководствуясь этими соображениями, авторы использовали w_{cM} в качестве определяющей величины конвективной составляющей. Уравнение В.М. Боришанского и А.А. Андреевского получено для пароводяных установок для условий теплоэнергетики. Для этих условий характерны высокие скорости (по сравнению с холодильной техникой) и значительно большие значения плотности теплового потока – до 50 MBт/м². В этих условиях величина скорости смеси w_{cM} отличается от истинной скорости пара не более чем на 10–15 %.

Для холодильной техники при массовых скоростях $w\rho < 100 \text{ кг/(с·м}^2)$ отличие истинной скорости, скорость смеси, как сумма приведенных скоростей пара и жидкости [см. уравнение (3.8)], может в ряде случаев превышать 50% и более, особенно при низких температурах.

Интересно отметить также, что безразмерный комплекс $(w_{cM} \cdot r \cdot \rho')/q$ рассматривается как отношение скорости парожидкостного потока в центре трубы (w_{cM} принимается равной w'') к скорости жидкости в пограничном слое, обусловленной динамикой образования паровых пузырей у стенки $(q \cdot r)/\rho'$.

Важнейшим свойством и неоспоримым преимуществом подхода С.С. Кутателадзе, В.М. Боришанского, А.А. Андриевского является то, что уравнения (3.23) и (3.24) обладают свойствами предельных переходов от механизма теплообмена при кольцевом режиме к механизму снарядного либо волнового режима и от вынужденной конвекции без кипения к развитому кипению.

Действительно, при малых значениях w_{cM} значением комплекса $(w_{cM} \cdot r \cdot \rho')/q$ можно пренебречь и уравнение (3.24) преобразовать в формулу (3.20).

Рассмотренные выше работы по расчету теплоотдачи при внутритрубном кипении, как правило, получены для условий теплоэнергетических установок, для которых характерны значения массовой скорости $w\rho > 500$ кг/(с·м²) и $q\sim100\div500$ кВт/м².

Кроме того, свойства воды как основного рабочего вещества энергетических установок существенно отличается от свойств холодильных агентов.

Рассмотренные зависимости С.С. Кутателадзе, В.М. Боришанского и А.А. Андриевского очень важны с методической точки зрения, но их прямое использование для условий холодильной техники приводит к значительным погрешностям.

В работах [14], [10], [7], [5] была разработана методология расчета локальной теплоотдачи, основанная на комплексном теплогидродинамическом подходе. В основе методологии заложена связь режимов течения, найденная с помощью истинного расходного

паросодержания ф (диаграмма А.А. Малышева) и локальной теплоотдачи, вычисленной с применением истинных скоростей.

Вычисление коэффициентов теплоотдачи при снарядном, волновом и расслоенных режимах предлагается проводить по уравнению

$$\alpha = 0,58 \cdot \left[\alpha' \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{6.0.}}{\alpha'}\right)^2} \right] \cdot x^{-0,19}.$$
(3.25)

Для оценки величины α' предлагается зависимость

$$\alpha' = 0,023 \frac{\lambda'}{d_{3KB}} \cdot \text{Re}^{(0,8)} \cdot \text{Pr}^{(0,43)},$$
 (3.26)

где
$$d'_{3KB} = \sqrt{\frac{1 - \varphi \cdot f_{cey}}{0,785}}$$

Характерно, что в качестве определяющей выбрана истинная скорость жидкости.

Расчет составляющей пузырькового кипения фреонов предлагается проводить по модифицированной формуле Г.Н. Даниловой:

$$\alpha_{6.0.} = 5,5q^{0.75} \cdot \left[0,14 + \frac{P_0}{P_{\rm kp}} \cdot \left(1,6 + \frac{0,4}{1 - \frac{P_0}{P_{\rm kp}}} \right) \right].$$
(3.27)

В зависимость (3.25) входит величина массового расходного паросодержания x в степени -0,19. Это связано с тем, что при расслоенном и волновом режимах часть поверхности у верхней образующей трубы контактирует с паром, что снижает среднюю по сечению трубы теплоотдачу (локальную по x).

Расчет теплоотдачи при кольцевом режиме предлагается проводить по методике В.М. Боришавского и А.А. Андриевского.

При сохранении общих принципов, сформулированных этими учеными, в уравнении используются истинные скорости пара:

$$\alpha = \alpha_{\rm wq} \sqrt{1 + 36, 5 \cdot 10^{-9} \cdot \left(\frac{w' \cdot r \cdot \rho'}{q}\right)^{1.5} \cdot \left(\frac{\alpha_{\rm 6.0.}}{\alpha_{\rm wq}}\right)^2}, \qquad (3.28)$$

где

$$\alpha_{wq} = \alpha' \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{\overline{0.0.}}}{\alpha'}\right)^2}.$$
 (3.29)

Зависимость (3.28), которая является, по сути, развитием интерполяционной формулы С.С. Кутателадзе [см. зависимость (3.20)], использует истинную скорость жидкости.

Как уже было отмечено, формула (3.28) обладает свойством предельных переходов от механизма пузырькового кипения к механизму конвекции. Зависимость (3.28) может быть рекомендована для расчета переходного и волнового-кольцевого режимов.

3.2. Двухфазные потоки в вертикальных каналах

Вертикальные трубы не получили широкого распространения в современных конструкциях испарителей холодильных машин.

С точки зрения сопоставления гидродинамических характеристик вертикальные трубы отличаются от горизонтальных отсутствием только асимметрического распределения паровой фазы по сечению трубы. Наличие асимметрии, вызванной гравитацией, в горизонтальных течениях при малых скоростях способствует формированию расслоенного режима течения, которого в вертикальных трубах не может быть. Асимметрия в горизонтальных трубах свойственна также снарядному и даже кольцевому режимам. Поэтому использование карт режимов, полученных для горизонтальных труб, малоприменимо для течения в вертикальных каналах.

Особый интерес для современного аппаратостроения представляет кипение в щелевых каналах при размерах эквивалентного диаметра $D_n = 1,5\div2,5$ мм. В последние годы появились

принципиально новые мини- и микроканальные технологии, в которых процесс кипения существенно отличен от кипения в трубах.

3.2.1. Двухфазные потоки в щелевых каналах

Наиболее известным и широко распространенным типом теплообменных аппаратов, в которых кипение хладагентов осуществляется в щелевых каналах, являются пластинчатые испарители. Эквивалентный диаметр в теплообменниках этого типа составляет 1,5–2,5 мм. На рис. 3.9 представлены типы щелевых каналов и схематичное изображение конструкции пластинчатых теплообменников, применяемых в технике низких температур.

Существуют различные конструкции аппаратов: разборные, полуразборные, сварные блочные и сварные неразборные.

В 80–90 гг. прошлого века наиболее распространенными были разборные конструкции, выполненные из нержавеющей стали.

Основным элементом таких аппаратов являются гофрированные пластины с резиновыми прокладками. Из пластины собирается теплообменная поверхность. Теплообменник такой конструкции без труда разбирается в случае засорения либо замасливания каналов. Гофрированные пластины образуют волнистые каналы ленточно-поточного типа, либо сетчато-поточного типа. В первом образуется постоянного случае канал течения, по форме дублирующий форму гофры; во втором – гофры располагаются друг относительно друга на 90° или 180°. При наложении соседних пластин гофры пересекаются, образуя равномерную сетку каналов пересечение гофр способствует переменного сечения. Такое турбулизации потока и создает точки опоры между пластинами, повышая жесткость потока пластин. В последние годы широкое распространение приобрели неразборные алюминиевые пластинчатые теплообменники, собранные в пакет с помощью пайки. Конструкции пластинчатых теплообменников подробно описаны в [25].



Рис. 3.9. Типы каналов пластинчатых теплообменников: а – ленточно-поточный канал с направлением гофр перпендикулярно потоку; б – ленточно-поточный канал с направлением гофр под углом 60° к потоку; в – сетчато-поточный канал; г – блок пластин сварного испарителя

Физические представления о процессе кипения в щелевых каналах

Экспериментальные исследования показали, что для каналов с шириной щели, соизмеримой с отрывным диаметром пузыря пара $(D_0 \approx \delta \le 2 \text{ мм})$, режимы течения имеют ряд особенностей (рис. 3.10).

Выявлены следующие режимы кипящих потоков: однофазные течения жидкости; пузырьковый режим; режим, сходный с пробковым, и аналог стержневого. Согласно [26], в начале зоны пузырькового режима имеется участок, где действуют активные центры парообразования, в дальнейшем центры парообразования отсутствуют, наблюдается всплытие мелких пузырьков пара в виде вертикальных колонн.

Свою особенность имеет и пробковый режим. При значениях $\delta < 2$ мм он представляет собой совокупность больших и малых пузырей пара, разделенных жидкостными перемычками. Этот режим часто называют режимом слитных пузырей [25]. При $\delta > 2$ мм

течение приобретает неустойчивый характер, волны имеют вид потока пены. В [25] этот режим назван «вспененным».

К сожалению, кипение в щелевых каналах еще недостаточно изучено. Комплексные исследования теплогидродинамических процессов до настоящего времени не проводились в полном объеме. Не проведено обобщение данных по режимам течения и отсутствуют диаграммы двухфазных потоков.



Рис. 3.10. Режимы течения кипящего хладагента в плоском щелевом канале $(\delta < 2 \text{ мм}, q \le 20 \cdot 10^3 \text{ Bt/m}^2)$

Согласно [26], при скоростях циркуляции $w_0 < 0,2$ м/с и малых q на большей части щелевого канала существует пробковый и кольцевой режимы. При значениях $w_0 > 0,5$ м/с и q < 6000 Вт/м² кипение подавляется, на большей части канала имеет место однофазное течение жидкости и только ближе к выходу появляется пузырьковый режим. Изменение режимов течения и их протяженность по высоте существенно влияют на интенсивность теплообмена и характер зависимости локального и среднего коэффициентов теплоотдачи от режимных параметров.

Теплообмен при кипении в щелевых каналах

Механизм передачи теплоты при внутритрубном канальном кипении в целом описывается уравнением (3.1), согласно которому теплота отводится пузырьковым кипением $q_{\text{кип}}$, конвекцией $q_{\text{конв}}$ и испарением жидкости из пленки в паровую фазу $q_{\text{исп}}$.

При кипении в большом объеме действует в основном $q_{\text{кип}}$, конвективная составляющая, как правило, не учитывается, хотя конвекция, обусловленная подъемом пузыря, имеет место.

При кипении в трубах добавляется вторая составляющая – $q_{\text{конв}}$, обусловленная вынужденным движением. В этом случае влияние $q_{\text{исп}}$ незначительно по причине низкой теплопроводности жидкости (особенно фреонов) и удаления пара от стенки трубы. Правда, при кольцевом режиме в трубе вклад $q_{\text{кип}}$ возрастает.

При кипении в щелевом канале испарение из жидкой пленки оказывает доминирующее влияние на общее количество передаваемой теплоты.

Механизм пузырькового кипения на поверхности трубы свойственен только начальным участкам. Механизм снарядного, пробкового и кольцевого режимов течения в щелевых каналах коренным образом отличен от механизма течения в трубах.

В стесненном пространстве щелевого канала паровые пузыри вырастают до размера щели; далее они, сжатые стенками, деформируются, сливаются, быстро растут, превращаясь в плоские пузыри, а затем в плоский паровой стержень, отделенный от стенок тонкой прослойкой жидкости. Термическое сопротивление жидкостной пленки в щелевом канале значительно ниже, чем при аналогичных условиях в трубе.

Интенсивный рост пузырей в щелевых каналах обусловлен интенсивным испарением жидкости из перегретого пристенного слоя, к которому пузыри прижаты почти всей поверхностью по мере подъема вдоль канала.

В отличие от кипения в трубах практически вся теплота передается от стенки трубы путем испарения. Пузырьковое кипение подавляется на большей части канала; основными величинами, определяющими интенсивность теплоотдачи, являются средняя толщина пленки жидкости δ_{cr} и эффективная теплопроводность пленки $\lambda_{x.э\phi}$.

Такой механизм теплообмена свойственен для снарядного и кольцевого режимов. Участок пузырькового кипения на нижней части канала выполняет функцию своеобразного «парогенератора». В дальнейшем же рост парообразования обусловлен только испарением.





При пузырьковом режиме характер теплообмена близок случаю кипения в большом объеме. Различна лишь степень влияния каждого из параметров. Так, степень зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока в щелевом канале составляет 0,4–0,6 (рис. 3.11, б), а при кипении в большом объеме –

 $\alpha \sim q^{0,7-0,8}$. То, что показатель степени в щелевом канале несколько меньше, чем при кипении в неограниченном пространстве, объясняется влиянием конвективной составляющей, которая подавляет процесс парообразования на поверхности стенки.

При кипении в стесненном пространстве, в особенности в каналах малого эквивалентного диаметра ($d_{3\kappa B} < 5 \div 6$ мм), турбулизующее воздействие поднимающихся пузырей весьма значительно. Пузыри растут в объеме за счет испарения из пристенного слоя, внедряются в пограничный слой, разрушая его. В результате возрастает скорость парового потока, режим течения переходит от пузырькового к снарядному (вспененному) и кольцевому. Иначе говоря, с уменьшением $d_{3\kappa B}$ значительно увеличивается вклад $q_{\kappa 0 H B}$ и $q_{\mu c n}$ [см. уравнение (3.1)] и снижается роль $q_{\kappa u n}$. При конвективном испарении, которое имеет место при снарядном и кольцевом режимах, влияние q незначительно: $q^{0,1-0,2}$ (см. рис. 3.11, а).

На рис. 3.12 показан характер зависимости локальных коэффициентов теплоотдачи, изменяющихся по высоте канала, выраженной в виде безразмерной величины *h*/*H*.



Рис.3.12. Характер локальной теплоотдачи по высоте канала при кипении NH₃ для различных температур кипения ($\delta = 1,5$ мм; H = 1,5 мм; $q = 5 \cdot 10^3$ BT/M²): $l - t_0 = -10$ °C; $2 - t_0 = -30$ °C

Характер зависимости $\alpha_{nok} = f(h/H)$ свидетельствует о различии механизмов теплообмена в зоне кипения (пузырьковый режим) и зоне конвективного испарения (снарядный, кольцевой режимы). Для пузырькового кипения теплоотдача растет с ростом температуры насыщения. Это понятно, поскольку с ростом температуры возрастает число центров парообразования и усиливается турбулизация пограничного слоя (см. разд. 2).

Для зоны конвективного испарения механизм теплоотдачи коренным образом меняется. С понижением температуры насыщения теплоотдача возрастает. Это связано с тем, что с понижением T_0 увеличивается удельный объем пара, а следовательно, возрастает скорость парового потока и соответственно усиливается конвективная составляющая потока, подавляющие пузырьковое пристенное кипение. Этот вывод согласуется с ранее сделанным заключением о степени влияния плотности теплового потока (согласно рис. 3.11, а и б).

Влияние скорости циркуляции *w*₀ на теплоотдачу в зонах с различным механизмом теплообмена можно проанализировать по данным приведенным на рис. 3.13 [25].

В зоне конвективного испарения рост скорости циркуляции при одинаковых значениях *x* приводит к росту локальных значений коэффициентов теплоотдачи. Это связано с тем, что большая скорость на входе в канал соответствует большим значениям скольжения φ и скорости парового ядра, которая в области конвективного испарения является определяющей.

К сожалению, этот вывод распространяется лишь на качественный анализ процесса, поскольку результаты исследований истинных параметров при кипении в щелевых каналах неизвестны.

В зоне пузырькового кипения взаимодействуют два фактора Во-первых, вынужденной конвекцией увеличении W_0 . при пузырьковое кипение. подавляется Иначе говоря, вклад $q_{\kappa u \pi}$ Одновременно возрастает снижается. С ЭТИМ конвективная составляющая $q_{\text{конв}}$ в общем балансе теплообмена. В целом же очевидно, что с ростом w₀ зона поверхности кипения сокращается, уступая теплообменную поверхность конвективному испарению $q_{\rm исп}$ [см. уравнение (3.1)[.

61



Рис. 3.13. Влияние массового паросодержания на локальную теплоотдачу при кипении R22 в плоском канале для различных скоростей циркуляции ($\delta = 1 \text{ мм}, t_0 = 10^\circ \text{C}$): $a - q = 10^4 \text{ BT/m}^2$; $\delta - q = 5 \cdot 10^3 \text{ BT/m}^2$; $1 - w_0 = 0,25 \text{ м/c}$; $2 - w_0 = 0,14 \text{ м/c}$; $3 - w_0 = 0,07 \text{ м/c}$; $4 - w_0 = 0,04 \text{ м/c}$ Штрихпунктирной линией обозначена зона кипения; сплошной – зона конвективного теплообмена; пунктирной – участок ухудшения теплообмена

Влияние размеров и формы щелевых каналов

Из геометрических параметров наибольшее влияние на теплоотдачу оказывает ширина щелевого зазора δ (d_0 , d_{3KB} , D_n). С уменьшением δ коэффициенты теплоотдачи возрастают, так как это связано с увеличением скорости потока, ростом паросодержания и, как следствие, увеличением теплообменной поверхности, контактирующей с зоной конвективного испарения $q_{исп}$.

Наибольшая интенсивность достигается, когда δ оказывается соизмеримым с ростом отрывного диаметра D_0 . В этом случае зона конвективного испарения существует более чем на 80 % длины канала.

А.А. Гоголин [26] приводит эмпирическую зависимость, характеризующую качественную связь средней по длине канала

теплоотдачи $\bar{\alpha}_{\text{лок}}$ с размером $d_{\text{экв}}$: $\bar{\alpha}_{\text{лок}} = A \frac{1}{\delta^m}$. Величина показателя степени *m* зависит от сочетания режимных параметров в пределах 0,15–0,5.

Большое влияние на теплоотдачу в щелевом канале пластинчатого испарителя оказывают гофры. Сравнение результатов исследования показывают значительное влияние на $\overline{\alpha}_{\text{лок}}$ гофрированной поверхности при одинаковых значениях $d_{\text{экв}}$.

Влияние масла

При работе испарителя в схеме холодильной машины появляется ряд специфических особенностей [25]. Наиболее существенное влияние на теплогидродинамические характеристики двухфазного потока оказывает масло. В аммиачных испарителях, поскольку в большинстве случаев масло в аммиаке не растворяется, поверхность теплообмена «замасливается».

Масляный слой, являясь основным термическим сопротивлением, резко снижает теплоотдачу. По данным [25], при кипении чистого аммиака средние коэффициенты теплоотдачи выше, чем при наличии масла, в 3–5 раз. В последние годы появились работы о маслах, растворимых в аммиаке. Данные о теплогидродинамических характеристиках таких смесей нам неизвестны.

При кипении фреоно-масляных смесей степень влияния масла в первую очередь зависит от его концентрации. На рис. 3.14 представлена экспериментальная зависимость среднего значения коэффициента теплоотдачи при кипении R22 от концентрации масла.

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать следующие выводы.

Во всем исследованном диапазоне плотности теплового потока при значениях концентрации масла $\xi < 5$ % теплоотдача фреономасляной смеси выше, чем чистого хладагента. Так, при $\xi = 5$ % коэффициент теплоотдачи при кипении фреоно-масляной смеси приближается к величине теплоотдачи чистого хладагента. Во-первых, это связано с переходом от поверхностного пузырькового кипения к вспененному режиму, при котором значительная часть теплоты отводится испарением на границе раздела фаз. Во-вторых, образование пены способствует турбулизации потока и, следовательно, интенсификации теплообмена.



Рис. 3.14. Влияние примеси масла на теплоотдачу R22 при кипении в ленточно-поточном канале ($t_0 = -10$ °C)

По мере движения двухфазного потока по высоте канала концентрация масла увеличивается, условия парообразования ухудшаются и, следовательно, теплоотдача снижается. При значении $\xi > 35$ % при всех значениях *q* коэффициенты теплоотдачи фреоно-масленых смесей оказываются ниже, чем чистого хладагента.

Практически в пластинчатых испарителях режим работы близок к полному испарению жидкости. Следовательно, на большей длине канала имеет либо высокая концентрация масла. Вследствие этого влияние масла на теплоотдачу в целом носит негативный характер.

Расчет теплоотдачи при кипении в щелевых каналах

Как уже было отмечено, теплогидродинамические процессы при фазовых переходах в щелевых каналах недостаточно изучены. В частности, в отличие от исследований внутритрубного кипения при изучениях теплообмена и гидродинамики в щелевых каналах отсутствует комплексный подход, связывающий расчет локальной теплоотдачи, прогнозирование режимов течения и учет скольжения фаз. Отсутствие таких методик определяет ограниченность использования известных методик расчета теплоотдачи.

А.А. Гоголин [26], ссылаясь на работы Б.Б. Земскова, рекомендует следующие зависимости для расчета средних значений коэффициентов теплоотдачи при кипении фреонов в гофрированных щелевых каналах $d_{3 \text{кв}} = 2$ мм:

$$\overline{Nu} = 3,0 \cdot Re_0^{"} \cdot Bo^{0,33};$$
 (3.30)

$$\overline{Nu} = 4, 2 \cdot Re_0^{"} \cdot Bo^{0,33} \cdot Re_*^{0,2}, \qquad (3.31)$$

где

$$\overline{\mathrm{Nu}} = \frac{\overline{\alpha}_{\mathrm{JOK}} \cdot d_{\mathrm{3KB}}}{\lambda'}; \mathrm{Re}_{0}^{"} = \frac{w_{0}^{"} \cdot d_{\mathrm{3KB}}}{v'}; \mathrm{Bo} = \frac{g \cdot \rho \cdot d_{\mathrm{3KB}}}{\sigma}; \mathrm{Re}_{*} = \frac{q \cdot d_{\mathrm{3KB}}}{r \cdot \rho \cdot v};$$

$$w_{0}^{"} = w_{cM} \cdot \beta; \ w_{cM} = w_{0} \left\{ 1 + \overline{x} \left[\left(\frac{\rho}{\rho}^{"} \right) - 1 \right] \right\}; \ \beta = \frac{1}{\left\{ 1 + \left[\frac{1 - \overline{x}}{\overline{x}} \right] \cdot \left(\frac{\rho}{\rho}^{"} \right) \right\}};$$

$$\overline{x} = \frac{x_{\text{BX}} + x_{\text{BbIX}}}{2}; \ x_{\text{BbIX}} = x_{\text{BX}} + \frac{4q \cdot H}{\rho \cdot w_0 \cdot \rho' \cdot d_{\text{3KB}}}$$

Уравнение (3.30) справедливо для 0,025 < Re_{*}< 0,25, а уравнение (3.31) – для 0,25 < Re_{*} < 2,5.

Уравнения включают расходные параметры, т. е. не учитывают скольжение фаз, и дают возможность рассчитать только средние значения α , не связывая их с режимами течения. Эти формулы получены для $q = (10^3 \div 2 \cdot 10^4)$ Вт/м², при $w_0 = 0,01 \div 0,7$ м/с и $H = 0,4 \div 0,8$. Из сказанного следует, что полученные значения коэффициентов теплоотдачи при их использовании в иных условиях могут рассматриваться как приближенные и нуждаются в уточнении.

Уравнения (3.30) и (3.31) получены для хладагентов R12 и R22, которые в настоящее время признаны экологически опасными и выводятся из практического применения.

Надежные данные по R134a, применяемому в настоящее время, а также смесям хладагентов авторам не известны. Однако, учитывая близость теплофизических свойств, в частности R134a и R12, зависимости (3.30) и (3.31) можно применять для расчета в первом приближении.

При кипении аммиака в плоском щелевом канале в первом приближении могут быть рекомендованы зависимости, полученные в [25]:

$$\overline{Nu} = 0,43 \cdot \text{Re}_{*}^{0,45} \cdot \text{Pr}^{'0,69} \cdot Kp^{0,3} \cdot \left[\rho' - \rho'' - 1 \right], \quad (3.32)$$

где

$$\overline{\mathrm{Nu}} = \frac{\overline{\alpha}_{\mathrm{a}} \cdot d_{\mathrm{3KB}}}{\lambda'}; \mathrm{Re}_{*} = \frac{q \cdot d_{\mathrm{3KB}}}{r \cdot \rho' \cdot \nu'}; Kp = \frac{P_{0} \cdot d_{\mathrm{3KB}}}{\sigma}.$$

В размерном виде уравнение (3.32) имеет вид

$$\overline{\alpha} = 20,3+0,03t_0 \cdot q^{0,45} \cdot d_{_{\rm 9KB}}^{-0,24}.$$

3.2.2. Кипение хладагентов в мини-каналах

Общая характеристика

Вслед за пластинчатыми теплообменниками в холодильном аппаратостроении находят применение аппараты следующего поколения, в которых реализуются фазовые переходы в щелевых каналах с величиной $D_n < 0,5$ мм. Это теплообменники с мини-каналами. Пока применение таких испарителей ограничивается тепловыми насосами малой производительности, системами автомобильного кондицио-

нирования и охлаждающими устройствами малых химических реакторов и электронного оборудования.

Известно, что мини-канальные теплообменники обладают улучшенными теплообменными, массогабаритными и прочностными характеристиками.

Несмотря на то, что исследования мини-канальных технологий ведутся уже более 20 лет, применение таких аппаратов в области умеренного холода начало изучаться только в последние годы. К числу последних исследований процессов кипения хладагентов в мини-канале с эквивалентным диаметром $D_n = 0,5$ мм, следует отнести работы А.В. Бараненко и Д. Ховалыг [27], [28], [29], а также исследования профессора П. Хрньяк (Университет Штата Иллинойс в Урбане, Шампейн, США).

Следует отметить, что опыты Д. Ховалыг проводились на горизонтальных мини-каналах, что является принципиальным отличием от щелевых каналов пластинчатых теплообменников. В [27] сделан важный вывод о том, что в мини-каналах, в отличие от горизонтальных каналов большего диаметра, отсутствует расслоенный режим течения. Это обусловливается значительно возросшим влиянием сил поверхностного натяжения по сравнению с силами тяжести, которые являются причиной асимметрии при распределении паровой фазы в горизонтальных трубах и каналах с $d_3 \ge 2,5$ мм. Таким образом, согласно [27]–[29], структура потока в мини-каналах практически не зависит от их ориентации в пространстве.

Было определено, что для каналов с поперечным размером меньше капиллярной постоянной L_{δ} , влияние гравитации не наблюдается. Такой вывод особенно важен при построении карт режимов течения, выборе системы дифференциальных уравнений и определяющих критериев подобия:

$$L_{\delta} = \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{g \cdot \rho' - \rho''}}.$$
 (3.33)

В целом, согласно [27], режимы течения в мини-каналах мало отличаются от режимов в вертикальных трубах (рис. 3.15).



Рис. 3.15. Схематическое изображение режимов двухфазного потока R134a в канале круглого сечения диаметром 0,509 µм

Ссылаясь на работы Кью и Корнелла, Д. Ховалыг предлагает параметр стесненности Со:

$$Co = \frac{1}{D_h} \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g \ \rho' - \rho''}}.$$
 (3.34)

При значениях Co > 0,5 щелевые каналы считаются микроканалами.

Браунер и Уллманн вводят критерий Этвеша, который играет важную роль в определении характеристик жидкой пленки при дисперсно-кольцевом режиме:

$$Eo = \frac{g \left(\rho' - \rho'' \right) \cdot D_h^2}{8 \cdot \sigma}$$
(3.35)

Границей раздела микро- и макроканалов предлагается значение Eo = 0,2.

Определение границы разделения каналов на мини- и макроразмеры является вопросом терминологии. Представляется то, что

вполне приемлемым является подход С.Г. Кандликара, предложившего следующую классификацию:

- традиционные каналы, $D_h > 3$ мм;
- мини-каналы, 200 мк < *D_h*< 3 мм;
- микроканалы, 10 мк $< D_h < 200$ мк.

Состояния и перспективы применения мини-канальных технологий

Одним из наиболее очевидных преимуществ теплообменников с мини-каналами является более высокая теплоотдача при фазовых переходах по сравнению с макроканалами (трубы и щелевые каналы $D_h > 3$ мм).

В первом приближении коэффициент теплоотдачи при кипении в стесненном пространстве связан с гидравлическим диаметром традиционных каналов соотношением $\alpha \sim d_3^{-0,2}$. Из этой формулы очевидна более высокая тепловая эффективность мини-канальных технологий.

Как уже отмечалось, начиная с 1990г. мини-канальные теплообменники используются в автомобильных кондиционерах и малых химических реакторах.

На сегодняшний день много зарубежных производителей (Guentner, Carrier, Johnson Controls, Danfoss, Delphi, Modine, Goodman, Nordyne, Climetal и др.) производят микроканальные воздухоохладители и конденсаторы.

Производители утверждают, что главным преимуществом мини-канальных аппаратов являются меньшие габариты и меньшая стоимость, чем традиционных.

На рис. 3.16 представлена конструкция секции мини-канального теплообменника, выполненного из алюминия.

В [27] отмечаются следующие преимущества мини-канальных воздухоохладителей по сравнению с традиционными:

✓ массогабаритные характеристики выше на 25–50 %;

✓ норма заправки рабочим веществом снижается до 20–40 %;
 ✓ коррозионная стойкость в 3,5 раза выше из-за монометал-лической конструкции;

✓ значительное увеличение механической прочности.



Рис. 3.16. Конструкция мини-канального теплообменника

Следует обратить внимание на следующее обстоятельство, все известные конструкции мини-канальных теплообменников с кипением рабочего вещества являются воздухоохладителями либо воздушными конденсаторами. В воздухоохладителях теплоотдача на стороне воздуха на несколько порядков ниже, чем при кипении. Даже при высоких степенях ореберения приведенные по внутренней коэффициенты теплоотдачи со стороны поверхности воздуха оказываются намного ниже, чем коэффициенты теплоотдачи при кипении. Так как значение коэффициента теплопередачи оказывается всегда ниже минимального значения α, интенсивность теплообмена при кипении в мини-канальных воздухоохладителях (либо в воздушных конденсаторах) оказывается неопределяющим параметром. Тепловая эффективность мини-канальных испарителей будет важной характеристикой при охлаждении жидких хладоносителей, при сопоставимых значениях коэффициентов теплоотдачи при кипении с одной стороны и однофазной конвекции с другой. В этом случае мини-канальные испарители могут иметь преимущества перед пластинчатыми испарителями. Тогда возникнут конструктивные проблемы, связанные с распределением фаз по смежным каналам.

Режимы течения двухфазных потоков в мини-каналах

В [27] приведена карта режимов при кипении R134a в прямоугольном микроканале $D_n = 538$ µм при температуре насыщения $t_{\text{нас}} = +29.4$ °C и плотности подводимого теплового потока q = 2.2 кВт/м² (рис 3.17). Дается также описание наблюдаемых режимов:

• пузырьковый режим (см. рис. 3.17, фото 1–2). Отдельные пузыри, лишь слегка касающиеся стенки канала, характерны при очень малом паросодержании;

• снарядный режим (см. рис. 3.17, фото 3–5). Снаряды отличаются вытянутой формой и занимают все сечение канала. При больших массовых расходах снаряды короче и чаще; чем меньше расход, тем длиннее снаряд и тем меньше жидкая перемычка, разделяющая снаряды;

• снарядно-полукольцевой режим, являющийся переходным между снарядным и полукольцевым режимами, характеризуется максимальной длиной отдельного снаряда и минимальной толщиной жидкой перемычки для заданного массового расхода (см. рис. 3.17, фото 6);

• полукольцевой режим, характеризующийся паровым ядром, жидкость смещена к стенкам канала. Хотя граница раздела фаз и подвержена значительным колебаниям и изгибам, тем не менее она остается сплошной (см. рис. 3.17, фото 7–10);

• кольцевой режим, определяемый центральным сплошным паровым ядром и тонкой однородной жидкой пленкой у стенки канала, граница раздела фаз гладкая (см. рис. 3.17, фото 11–12).

Приведенная карта режимов носит частный характер, но может быть основной для приближенной оценки гидродинамики кипящего хладагента. Карта К.В. Киссер [7] (см. рис. 3.7) обобщает данные по трубам и мини-каналам, полученные Д. Ховалыг.



пузырковый режим,

 снарядный режим,
 снарядно-полукольцевой режим,
 полукольцевой режим,
 кольцевой режим,



Рис. 3.17. Карта режимов кипения R134a в прямоугольном мини-канале $(D_n = 538 \ \mu\text{m})$ и фотографии режимов, $t_{\text{hac}} = +29.4 \ ^{\circ}\text{C}$, $q = 2.2 \ \text{кBt/m}^2$

Реверс потока в микроканале

Установлено, что для двухфазных течений в мини-каналах характерна неустойчивость. Неустойчивость чаще всего наблюдается в виде периодических чередований режимов течения, термических колебаний и реверса потока (внезапного возникновения противотока). Главной причиной неустойчивости является возросшее гидравлическое сопротивление, вызванное малым сечением канала. На величину неустойчивости влияют плотность теплового потока и массовый расход.

Примеры неустойчивости иллюстрируются результатами экспериментов, полученными Д. Ховалыг.
Периодичное чередование пузырькового и кольцевого режимов кипения возникает вследствие колебания плотности фаз. В начальный момент, при входе жидкого хладагента в канал, начинается процесс парообразования, из-за стесненных условий пузыри быстро заполняют сечение канала (рис. 3.18). Это приводит к увеличению ΔP , меньший поток хладагента поступает в канал, падает массовый расход G и, как следствие, режим кипения потока от пузырькового быстро переходит в кольцевой. При постоянной плотности теплового потока весь хладагент испаряется и канал заполняется паром, разность давления в канале падает почти до нуля (см. рис. 3.18, а). В этот момент новая порция жидкости поступает в канал, пар быстро конденсируется, давление во входном и выходном коллекторах падает (см. рис. 3.18, в) и цикл начинается заново. Период колебаний при неустойчивости, связанной co сменой режимов кипения, зависит от теплового потока: чем выше тепловой поток, тем короче период колебаний.



Рис. 3.18. Неустойчивость давления и массового расхода в четырех параллельных мини-каналах (D_n =538µм, $q_{предв}$ = 3,0 кВт/м², $q_{исп}$ =2,2 кВт/м²): а –колебания потерь давления хладагента в стеклянных мини-каналах; б – колебания общего массового расхода через все четыре мини-канала; в –колебания давления хладагента на входе и на выходе из тестового блока

Явление реверса является крайне нежелательным режимом, поскольку при нем снижается интенсивность теплообмена и увеличиваются потери давления. На рис. 3.19 представлены экспериментальные данные Д. Ховалыг [27], полученные при течении R134 а в мини-канале (538 μ M, $t_{\rm Hac} = +29,4$ °C).



Рис. 3.19. Экспериментальные наблюдения за условиями возникновения реверса потока при кипении R134a в мини-канале (D_n =538µм, t_{hac} = +29,4 °C)

Из графика видно, что реверс потока наблюдается при низких соотношениях теплового потока и массового расхода.

Применительно к холодильным машинам, где $q \le 10$ кВт/м², для обеспечения устойчивого течения рекомендуется значение массовой скорости $w\rho > 70$ кг/(м² · c).

Теплообмен при кипении хладагента R134a в мини-канале

В работах Д. Ховалыг и А.В. Бараненко [30], [29] приведены соотношения для расчета локальной теплоотдачи при кипении R134a в плоском канале $D_n = 538 \mu M$.

Для *x* < 0,1:

$$\alpha = 1,55 \cdot \operatorname{Re}_{\mathrm{w.r.}}^{0,15} \cdot \operatorname{Co}^{0,85} \cdot \operatorname{Pr}_{\mathrm{w}}^{0,4} \cdot \operatorname{Bo}^{0,01} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho'}\right)^{0,01} \cdot \frac{1}{1-x^{3,2}} \cdot \frac{\lambda_{\mathrm{w}}}{D_{\mathrm{n}}}; \quad (3.36)$$

Для 0,1 < *x* < 0,5

$$\alpha = 1,13 \cdot \operatorname{Re}_{\mathfrak{K}.T.}^{0,23} \cdot \operatorname{Co}^{0,85} \cdot \operatorname{Pr}_{\mathfrak{K}}^{0,4} \cdot \operatorname{Bo}^{0,01} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho}\right)^{0,1} \cdot \frac{1}{1-x^{0,84}} \cdot \frac{\lambda_{\mathfrak{K}}}{D_{n}}, \quad (3.37)$$

где величины критериев Re_{ж.т} и Pr_{ж.т} включают физические свойства насыщенной жидкости.

Приведенные расчетные зависимости связаны с режимами течения. Так, при x < 0,1 основным режимом является пузырьковый, а при x = 0,1-0,5 – кольцевой.

Следует отметить, что при малых значениях x в уравнении (3.36) присутствует величина критерия Во – кипения. Это свидетельствует о том, что при пузырьковом режиме плотность теплового потока оказывает некоторое влияние на теплообмен, правда, в очень небольшой степени $q^{0,01}$. При больших значениях x доминирует механизм конвективного испарения, при котором коэффициент теплоотдачи растет с утоньшением пристенной пленки жидкости. Интересен коэффициент стесненности Со, который учитывает влияние геометрического параметра и соотношения коэффициента поверхностного натяжения и сил гравитации.

4. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ В СТЕСНЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Расчет гидравлического сопротивления при движении двухфазных потоков в каналах имеет чрезвычайно важное значение для инженерной практики. Как следует из разд. III, снижение диаметра канала способствует повышению теплоотдачи при кипении. С другой стороны, с уменьшением проходного сечения растет гидравлическое сопротивление и, соответственно, падает давление по длине канала. Чрезвычайно большое сопротивление приводит к понижению давления всасывания и, как следствие, температуры кипения, что снижает экономичность машины в целом. Помимо этого расчет гидравлического сопротивления необходим для подбора насоса в случае применения насосной схемы.

Общее гидравлическое сопротивление определяется по уравнению [2]

$$P^{\Delta\Phi} = \Delta P_{\rm Tp}^{\Delta\Phi} + \Delta P_{\rm M}^{\Delta\Phi} + \Delta P_{\rm y}^{\Delta\Phi} \pm \Delta P_{\rm cT}^{\Delta\Phi}, \qquad (4.1)$$

где $\Delta P_{\rm rp}^{\rm A\phi}$ – потери на трение; $\Delta P_{\rm M}^{\rm A\phi}$ – местные сопротивления; $\Delta P_{\rm y}^{\rm A\phi}$ – потери, связанные с ускорением потока; $\Delta P_{\rm cr}^{\rm A\phi}$ – понижение либо повышение давления, обусловленное влиянием гидравлического столба жидкости,

$$\Delta P_{\rm cT}^{\rm A\Phi} = H \cdot g \cdot \left[\rho' \cdot 1 - \varphi + \rho'' \cdot g \right] \sim H \cdot g \cdot \rho' \cdot 1 - \varphi , \qquad (4.2)$$

здесь φ – истинное объемное паросодержание, вычисляется оно как среднее по поверхности по методике, изложенной в разд. II.

Для практических расчетов вычисление ф может производиться по упрощенной формуле [10], связывающей истинное объемное паросодержание ф и массовое расходное паросодержание *x*:

$$\varphi = \frac{x}{x+a \ 1-x} \cdot \left[1 - A \cdot \left(\frac{a \ 1-x}{x+a \ 1-x} \right)^{0.36} \right], \tag{4.3}$$

где $a = \frac{\rho}{\rho}$; A = 2,55 Fr₀ · Ga^{-0,11} – для горизонтальных труб и A = 2,37Fr₀^{-0,14} · Ga^{-0,123} – для вертикальных труб,

здесь

$$\operatorname{Fr}_{0} = \frac{w_{0}^{2}}{d_{_{\mathrm{BH}}} \cdot g}; \quad \operatorname{Ga} = \frac{g \cdot v^{2}}{\left\{ \sigma / \left[g \cdot \rho' - \rho'' \right]^{1,5} \right\}}; \quad w_{0} = \frac{w\rho}{\rho'}.$$

Потери давления на ускорение $\Delta P_y^{A\phi}$ равны разности кинетических энергий пара и жидкости в конце и начале канала:

$$\Delta P_{\rm cr}^{\rm A\Phi} = 0.5 \left\{ \left[\begin{array}{c} w_2^{"} & 2 \\ w_2^{"} & - \\ \end{array} \right] \cdot \rho^{"} + \left[\begin{array}{c} w_2^{"} & 2 \\ w_2^{"} & - \\ \end{array} \right] \cdot \rho^{'} \right\}, \qquad (4.4)$$

где w'' и w' – истинные скорости пара и жидкости,

$$w'' = \frac{G \cdot x}{\varphi \cdot f}; w' = \frac{G \cdot 1 - x}{1 - \varphi \cdot f},$$

здесь G – общий массовый расход; $f = 0,785 d_{\text{вн}}^2$ – проходное сечение трубы.

Индекс «1» относится к сечению на входе в трубу, индекс «2» – на выходе.

Уравнение (4.4) может быть преобразовано путем замены массового расхода G на более часто встречающуюся массовую скорость $w\rho$:

$$\Delta P_{y}^{\pi\phi} = \frac{w\rho^{2}}{2\rho^{"}} \cdot \left\{ \left(\frac{x_{2}}{\varphi_{2}}\right)^{2} - \left(\frac{x_{1}}{\varphi_{1}}\right)^{2} + \left[\frac{\rho^{"}}{\rho^{'} \cdot \left(\frac{1-x_{2}}{1-\varphi_{2}}\right)^{2} - \left(\frac{1-x_{1}}{1-\varphi_{1}}\right)^{2}}\right] \right\}.$$
 (4.5)

При подаче хладагента в аппарат после ТРВ, когда $x_1 = 0,1-0,2$, величина $\Delta P_y^{A\varphi}$ рассчитывается по уравнению (4.5). Если подача хладагента осуществляется через отделитель жидкости, то $x_1 = \varphi = 0$, тогда уравнение (4.5) преобразуется к виду

$$\Delta P_{y}^{\pi\phi} = \frac{w\rho^{2}}{2} \cdot \left\{ \left(\frac{x_{2}}{\varphi_{2}} \right)^{2} + \left[\frac{\rho''}{\rho' \cdot \left(\frac{1 - x_{2}}{1 - \varphi_{2}} \right)^{2} - 1} \right] \right\}.$$
 (4.6)

Если происходит полное испарение жидкости, то $x_2 = \varphi_2 = 1$ и уравнение (4.5) приобретает вид

$$\Delta P_{y}^{\pi\Phi} = \frac{w\rho^{2}}{2\rho^{"}} \cdot \left(1 - \frac{\rho^{"}}{\rho^{'}}\right) \approx \frac{w\rho^{2}}{2\rho^{"}}.$$
(4.7)

По сути, $\Delta P_y^{d\phi}$, вычисленное по упрощенной зависимости (4.7), является величиной кинетической энергии пара, выходящего из трубы.

Более трудоемкая задача вычисления потерь на трение кипящего хладагента $\Delta P_{\rm Tp}^{\rm A\Phi}$.

Наиболее простой является принятие гомогенной модели, которая подразумевает равенство скоростей пара и жидкости. В этом

случае можно говорить в основном о пузырьковом режиме. Здесь применимы зависимости, рассмотренные в разд. II и III:

$$\rho_{c_{M}}=\rho^{''}\cdot\phi+\rho^{'}\ 1-\phi$$
 .

Так как при гомогенной модели w'' = w'и $\phi = \beta$. В этом случае расчет $\Delta P_{\text{тр}}^{A\phi}$ ведется так же, как и для однофазного потока:

$$\Delta P_{\rm Tp}^{\rm A\Phi} = \xi \cdot \left(\frac{L}{d_{\rm P}}\right) \cdot \frac{w^2 \cdot \rho}{2}, \qquad (4.8)$$

где ξ – коэффициент трения.

Для ламинарного потока в круглой трубе $\text{Re} = \frac{w_0 \cdot d_3}{v} < 3000$:

$$\xi = \frac{64}{\text{Re}}.\tag{4.9}$$

Для турбулентного течения Re = 3000÷100000:

$$\xi = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}.$$
(4.10)

Гомогенная модель далеко не всегда соответствует условиям холодильной техники, поскольку в большинстве случаев в испарителях имеет место расслоенный либо кольцевой режим. Для этих режимов необходимо руководствоваться моделями, учитывающими неравенство скоростей пара и жидкости.

Наиболее простым является подход, основанный на внесении корректирующих множителей в уравнение для расчета потерь от трения для однофазного потока. С различными методиками расчета $\Delta P_{\rm Tp}^{\rm A\phi}$ можно ознакомиться в [2].

В качестве примера можно привести известное уравнение И. Хавлы, обобщающее экспериментальные данные для различных хладагентов:

$$\Delta P_{\rm Tp}^{\rm A\Phi} = \xi \left(\frac{L}{d_{\rm g}}\right) \cdot \frac{w\rho^2}{2\rho^{"}} \cdot \psi_{\rm Tp}, \qquad (4.11)$$

где ξ – коэффициент трения в свободном потоке пара,

$$\xi = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} = \frac{0,3164}{\left[w\rho \cdot d_{\text{BH}} \cdot \mu'' \right]^{0,25}},$$

 ψ – эмпирический коэффициент, учитывающий паросодержание потока [2].

Расчет местного сопротивления можно для всех случаев проводить по гомогенной модели:

$$\Delta P_{\rm M}^{\rm A\Phi} = \xi_{\rm M} \cdot 0.5 \ w \rho^{-2} / \left[\rho^{"} \cdot \phi + \phi^{'} \ 1 - \phi \right], \qquad (4.12)$$

где $\xi_{\text{м}}$ – местный коэффициент сопротивления для однофазного потока.

Местные сопротивления связаны с преодолением диафрагм, местных сужений канала, изменением направления течения в «канале» испарителя и т. д. Учитывая, что такие препятствия двухфазный поток преодолевает практически мгновенно, разностью скоростей фаз можно пренебречь. Тогда принимаем равенство φ = β.

5. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ЧИСТЫХ ПАРОВ

5.1. Основные положения теплообмена при конденсации чистых паров

Конденсация представляет собой процесс перехода пара в жидкое или твердое состояние (фазовый переход первого рода).

При конденсации пара происходит выделение тепла фазового перехода, поэтому процесс конденсации неразрывно связан с теплообменом.

Конденсация возможна только при докритических состояниях пара и может быть осуществлена путем его охлаждения или в результате такого сжатия, чтобы при достигнутых значениях температуры и давления конденсированная фаза была термодинамически более устойчивой, чем газообразная. Если при этом температура и давление больше их значений, соответствующих тройной точке для данного вещества, то образуется жидкая конденсированная фаза, если меньше – пар переходит в твердое состояние.

Конденсация может происходить как в объеме пара, так и на охлаждаемой поверхности теплообмена. В зависимости от условий конденсации рассматриваемый процесс имеет свои особенности и описывается различными законами.

В энергетике и холодильной технике чаще всего приходится иметь дело с конденсацией паров в жидкое состояние на охлаждаемых поверхностях теплообмена. При этом в первом приближении будем полагать, что конденсирующийся пар не содержит примесей других паров или газов, т. е. является чистым. В дальнейшем будут рассмотрены вопросы конденсации смеси газов.

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

При первичном соприкосновении охлаждаемой стенки с паром поверхность тела покрывается адсорбированным мономолекулярным слоем пара, который затем уплотняется в тонкую жидкую пленку. Обычно образовавшаяся пленка конденсата стекает непрерывно в течение процесса конденсации.

Известно, что процесс конденсации может усложниться неустойчивостью пленки в некотором интервале ее толщины. При некоторой критической толщине очень тонкая пленка (порядка микрона) может самопроизвольно расщепиться на большое количество капелек.

После своего образования капли продолжают расти и, достигнув определенных размеров, складываются под действием силы тяжести. Одновременно продолжаются процесс утолщения пленки между каплями и образование новых капелек.

Первый вид конденсации, когда жидкая конденсированная фаза образуется на поверхности теплообмена в виде сплошной устойчивой пленки, называется *пленочной конденсацией*, а второй вид, когда происходит образование капель, *– капельной*.

Пленочная конденсация имеет место, если конденсат смачивает данную поверхность теплообмена. Если же конденсат не смачивает поверхность, то происходит капельная конденсация.

Эффект смачивания или несмачивания связан с действием сил поверхностного натяжения. Наличие поверхностного натяжения приводит к искривлению поверхности жидкости при соприкосновении трех тел: твердого тела, жидкости и газа (или твердого тела и двух жидких). Жидкий конденсат, расположенный на поверхности твердого тела и граничащий с паром того же вещества, образует вполне определенный краевой угол θ (см. рис. 2.3).

Как показывают наблюдения, при установившейся работе конденсационных устройств конденсат, как правило, смачивает поверхность теплообмена и в них идет пленочная конденсация пара. Капельная конденсация наблюдается при пуске теплообменного аппарата, когда на поверхности стенок имеются различные, в том числе и масляные, загрязнения, а также при конденсации ртутного пара и в некоторых других случаях.

Капельная конденсация может быть вызвана искусственно с помощью специальных поверхностно-активных веществ. Эти вещества наносятся на поверхность теплообмена или вводятся в пар (питательную жидкость).

При капельной конденсации пара теплоотдача в 5–10 раз больше, чем при пленочной. Это объясняется тем, что пленка конденсата оказывает большее термическое сопротивление передаче тепла фазового перехода от поверхности конденсации к стенке. При

капельной конденсации в силу разрыва пленки это термическое сопротивление гораздо меньше. Исходя из этого создание искусственных условий конденсации является одним из направлений интенсификации теплообмена.

Интенсивность конденсации пара и происходящего при этом переноса тепла зависят от скорости протекания отдельных процессов:

а) собственно процесса конденсации;

б) отвода выделившейся теплоты парообразования от твердой поверхности конденсации через слой жидкого конденсата.

Будем полагать в дальнейшем, что поверхность конденсации плоская (или достаточно близка к плоской) и толщина слоя конденсата, находящегося на стенке, намного больше радиуса действия межмолекулярных сил (рис. 5.1).



Рис. 5.1. Толщина слоя конденсата, находящегося на стенке трубы (канала)

Термическое сопротивление передаче тепла от пара к стенке можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$R \equiv \frac{t_{\Pi} - t_{\rm c}}{q} \equiv \frac{1}{\alpha} = R_{\delta} + R_{\phi}, \qquad (5.1)$$

где $t_{\rm n}$ и $t_{\rm c}$ – температура пара и поверхности стенки; q – плотность теплового потока; α – коэффициент теплоотдачи от пара к стенке; R_{δ} – термическое сопротивление пленки конденсата; R_{ϕ} – термическое сопротивление фазового перехода. R_{δ} определяется результирующей скоростью притока пара к поверхности конденсации; R_{ϕ} не является термическим сопротивлением в его обычном понимании.

Согласно кинетической теории материи, на поверхности раздела фаз должен иметь место скачок температуры. Этот скачок следствием того, что количество молекул является пара, ударяющихся о поверхность жидкости захватываемых ею И (конденсирующихся), превосходит количество молекул, отрывающихся (испаряющихся) за то же время от поверхности жидкости вследствие теплового движения. Превышение количества захватываемых молекул над количеством испускаемых и приводит к «видимому» процессу конденсации.

Не все молекулы пара, достигающие поверхности жидкости, захватываются ею. Часть молекул может отразиться от поверхности и возвратиться в пар. Это обстоятельство учитывается коэффициентом конденсации k. Коэффициент конденсации представляет собой отношение числа захватываемых молекул к общему числу молекул пара, ударяющихся о поверхность конденсата. Термическое сопротивление фазового перехода R_{ϕ} существенно зависит, в частности, от коэффициента конденсации.

Исходя из представлений кинетической теории, можно получить следующее уравнение, описывающее интенсивность «видимой» конденсации:

$$j = \frac{2k}{2-k} \left(\frac{p''}{\sqrt{2\pi R_{\Pi} T''}} - \frac{p_{\Pi OB}}{\sqrt{2\pi R_{\Pi} T_{\Pi OB}}} \right),$$
(5.2)

где T'' и $T_{\text{пов}}$ – температура пара и поверхности конденсата; p'' – давление насыщенного пара при температуре T''; $p_{\text{пов}}$ – давление насыщенного пара при температуре $T_{\text{пов}}$; $R_{\text{п}}$ – газовая постоянная для пара; k – коэффициент конденсации.

Формула (5.2) получена в предложении, что пар можно рассматривать как идеальный газ. Предполагалось также, что

процессы захвата и испускания молекул жидкостью протекают независимо друг от друга.

Полагая, что переносимое при видимой конденсации тепло есть теплота фазового перехода, т. е. $q = r \cdot j$ (Вт/м²), и что $R_{\phi} = \frac{T'' - T_{\text{пов}}}{q}$, получим

$$R_{\phi} = \sqrt{2\pi} \cdot \frac{T'' - T_{\Pi OB} \quad \sqrt{R_{\Pi}}}{r \cdot \left(\frac{p''}{\sqrt{T''}} - \frac{p_{\Pi OB}}{\sqrt{T_{\Pi OB}}}\right)} \cdot \frac{2-k}{2k}.$$
(5.3)

Из формулы (5.3) следует, что сопротивление на границе раздела фаз зависит от давления конденсирующегося пара p'', коэффициента конденсации k и плотности теплового потока на поверхности конденсата q, так как с изменением q меняется скачок температуры $T''-T_{\text{пов}}$.

Формулу (5.3) можно представить в следующем виде:

$$\frac{p_{\text{пов}}}{\sqrt{T_{\text{пов}}}} = \frac{p''}{\sqrt{T''}} - \frac{q \cdot \sqrt{2\pi R_{\text{п}}}}{r} \cdot \frac{2-k}{2k}.$$

Подсчеты по этой формуле показывают, что чем меньше давление пара и коэффициент конденсации и чем больше q, тем значительнее скачок температуры и разность давлений $p'' - p_{пов}$.

На рис. 5.2 приведены значения скачка температуры $T''-T_{\text{пов}}$ в зависимости от давления конденсирующегося водяного пара и величины коэффициента конденсации *k* при *q* ~ 29 000 Вт/м² [31].

Как следует из графиков на рис. 5.2, при коэффициенте конденсации, равном или близком к единице, скачок температуры сравнительно невелик. При малом же коэффициенте конденсации скачок может быть значительным, особенно при низком давлении. В последнем случае сопротивление R_{ϕ} может быть сопоставимо с термическим сопротивлением пленки конденсата R_{δ} и даже значительно больше последнего. Поэтому для правильной оценки влияния сопротивления на границе раздела фаз необходимо располагать данными о коэффициенте конденсации.



Рис. 5.2. Влияние величины коэффициента конденсации и давления пара на скачок температур $t'' - t_{пов}$

В литературе имеется много противоречивых сведений о величине коэффициента конденсации различных веществ. Наиболее современные данные представлены в [32].

Опыты по пленочной конденсации чистого водяного пара при давлении $p'' \ge 0,1$ бар, проведенные во Всесоюзном теплотехническом институте, показали, что коэффициент конденсации близок к единице. В этом случае с достаточным приближением можно считать, что температурный скачок на границе раздела фаз отсутствует и, как следует из уравнения (5.1),

$$R \equiv \frac{t_{\Pi} - t_{\rm c}}{q} \equiv \frac{1}{\alpha} \approx R_{\delta}.$$
(5.4)

Учитывая, что величины плотности теплового потока в холодильной технике ниже, чем в теплоэнергетике, для условий которых получены данные (см. рис. 5.2), можно принять значение k = 1.

Термическое сопротивление пленки конденсата R_{δ} зависит от режима течения. Поперек ламинарно текущей пленки теплота переносится за счет теплопроводности и конвекцией. Сопротивление R_{δ} прямо пропорционально толщине слоя конденсата и обратно

пропорционально коэффициенту теплопроводности. Переход от ламинарного течения пленки к турбулентному определяют по величине критерия Рейнольдса пленки.

Для пленки

$$\operatorname{Re} = \frac{\overline{w} \cdot \delta}{v'},$$

где \overline{w} – средняя скорость течения пленки в рассматриваемом сечении; δ – толщина пленки конденсата в этом же сечении; v' – коэффициент кинематической вязкости конденсата в соответствии жидкости.

Вычисленный таким образом критерий Рейнольдса является местной величиной. Опытные данные различных авторов показывают, что критическое число критерия Рейнольдса может изменяться в пределах примерно от 60 до 500. Наиболее вероятным значением $\text{Re}_{\text{кр}}$ для случая конденсации практически неподвижного пара на вертикальной поверхности полагают величину $\text{Re}_{\text{кр}} = 400$.

Ламинарное течение жидкой пленки может сопровождаться волновым движением благодаря действию случайных возмущений.

Процесс волнового движения ламинарно стекающей пленки является достаточно сложным. Волновые движения, возникающие разновременно в различных местах от случайных возмущений, налагаясь друг на друга, приводят к сложной трехмерной картине процесса. Поэтому полное и строгое теоретическое исследование волнового движения наталкивается на большие трудности. При анализе процесса приходится ограничиваться ее частичной моделью.

Как было показано П.Л. Капицей, основное отличие волнового течения пленки от строго ламинарного состоит в том, что распределение скоростей в пленке в случае волнового режима существенно зависит от сил поверхностного натяжения.

П.Л. Капица аналитически рассмотрел двумерную свободно стекающую пленку без фазовых переходов в предложении, что волновое движение имеет установившийся периодический характер. При этом предполагалось также, что длина волны намного превосходит толщину пленки, а амплитуда колебаний волновой поверхности, наоборот, всегда меньше средней толщины слоя δ_0 (рис. 5.3).

Было получено, что при волновом режиме средняя толщина слоя δ меньше, чем при строго ламинарном δ_0 .



Рис. 5.3. Волновое течение конденсата на вертикальной поверхности

Как следует из экспериментальных исследований, волновой режим обычно наблюдается в опытах при примерно $\text{Re} > \text{Re}_{\text{волн}} \approx 5$.

Одной из последних работ, посвященных исследованию волновых процессов, в том числе и при конденсации, являются работы Могилевского [33].

Можно считать, что при периодическом волновом движении пленки, стекающей по вертикальной поверхности под действием сил тяжести,

$$\operatorname{Re}_{_{\rm BOJIH}} = 0,56 \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho' \cdot g^{1/3} \cdot {\nu'}^{4/3}}\right)^{3/11}.$$

Отсюда следует, например, что для воды при t = 15 °C $\text{Re}_{\text{волн}} \approx 5$, для аммиака $\text{Re}_{\text{волн}} \approx 7$, для фреонов $\text{Re}_{\text{волн}} \approx 4,7$.

В процессе конденсации расход конденсата тесно связан с тепловым потоком. При конденсации сухого насыщенного пара последним отдается теплота фазового перехода *r* (Дж/кг). Кроме того, поскольку температура поверхности стенки меньше температуры поверхности конденсата, соприкасающейся с паром, стенке отдается

и часть тепла конденсата. Происходит переохлаждение конденсата в среднем до температуры, значение которой лежит между значениями температур поверхностей пленки (со стороны пара) и стенки.

Во многих практически важных случаях теплота переохлаждения пренебрежимо мала по сравнению с теплотой фазового перехода. Пренебрегая теплотой переохлаждения конденсата, можно записать

$$Q = r \cdot G, \tag{5.5}$$

где *Q* – тепловой поток; *G* – количество конденсата, образовавшегося в единицу времени, или массовый расход, кг/с.

Взаимосвязь между расходом конденсата и тепловым потоком является одной из характерных особенностей процесса конденсации.

Расход конденсата в каком-либо произвольно выбранном сечении *x* движущейся пленки есть

$$G = \rho' \cdot \overline{w} \cdot f = \rho' \cdot \overline{w} \cdot \delta \cdot l_z,$$

где l_z – размер стенки в направлении, нормальном к плоскости чертежа (см. рис. 5.1). Следовательно,

$$\overline{w} \cdot \delta = \frac{G}{\rho' \cdot l_z}.$$

На участке от x = 0 до x, лежащем выше рассматриваемого сечения, образовалось G (кг/с) конденсата и в единицу времени была передана теплота

$$Q = \overline{q} \cdot F = \overline{\alpha} \cdot \Delta \overline{t} \cdot x \cdot l_z \approx r \cdot G.$$

Отсюда

$$\overline{w} \cdot \delta = \frac{G}{\rho' \cdot l_z} = \frac{\overline{q} \cdot x}{r \cdot \rho'}$$

И

$$\operatorname{Re} = \frac{\overline{w} \cdot \delta}{\nu'} = \frac{G}{\rho' \cdot \nu' \cdot l_z} = \frac{\overline{q} \cdot x}{r \cdot \rho' \cdot \nu'} = \frac{\overline{\alpha} \cdot \Delta \overline{t} \cdot x}{r \cdot \rho' \cdot \nu'}.$$
(5.6)

Таким образом, при названных условиях критерий Рейнольдса, помимо своей обычной роли гидродинамического критерия, является еще и величиной, определяющей интенсивность теплообмена.

Уравнение (5.5) может быть записано в интегральной форме. Так как $Q = \overline{q} \cdot F = \overline{q} \cdot x \cdot l_z \approx r \cdot G = r \cdot \rho' \cdot \overline{w} \cdot \delta \cdot l_z$, то, учитывая, что

$$\overline{q} = \frac{1}{x} \int_{0}^{x} q \, dx \, u \, \overline{w} = \frac{1}{\delta} \int_{0}^{\delta} w_x \, dy \,,$$

можно написать

$$\frac{Q}{l_z} = \int_0^x q \, dx \, u \, \frac{r \cdot G}{l_z} = r \cdot \rho' \int_0^\delta w_x \, dy \,,$$

при этом *r* и ρ' считаем постоянными.

Приравняв правые части последних соотношений и продифференцировав левую и правую части полученного уравнения по х, окончательно получим следующее уравнение для локальной плотности теплового потока:

$$q = r \cdot \rho' \frac{d}{dx} \left(\int_{0}^{\delta} w_x \, dy \right). \tag{5.7}$$

Уравнение (5.7) позволяет вычислить плотность теплового потока, если известно распределение скоростей в пленке.

В дальнейшем при рассмотрении конкретных задач теплообмена будем различать случаи конденсации движущегося и неподвижного пара. При движении пара силы трения, возникающие на границе раздела фаз, могут как подтормаживать, так и ускорять пленку конденсата в зависимости от взаимного направления движения конденсата и пара. В результате может изменяться толщина пленки и, как следствие, термическое сопротивление и теплоотдача.

При конденсации пар не может быть абсолютно неподвижным, если плотность жидкой фазы ρ' отличается от плотности паровой фазы ρ". Объемы пара, конденсирующихся у стенки, сейчас же пополняются новыми порциями пара, притекающими из основной массы последнего. Поэтому, строго говоря, пар всегда находится в движении. При конденсации неограниченного объема пара на плоской стенке (см. рис. 5.1) пар перемещается со средней скоростью

$$\overline{w}'' = \frac{\overline{q}}{r \cdot \rho''}$$

5.2. Конденсация неподвижного пара на вертикальной стенке

Ламинарное движение пленки

На вертикальной стенке, температура поверхности которой всюду равна t_c , конденсируется сухой насыщенный пар. Течение пленки имеет ламинарный характер. Будем рассматривать стационарную задачу и полагать, что размер стенки в направлении оси z бесконечно велик (см. рис. 5.1).

При рассмотрении этой задачи примем следующие допущения:

 – силы инерции, возникающие в пленке конденсата, пренебрежимо малы по сравнению с силами вязкости и силами тяжести;

– конвективный перенос тепла в пленке, а также теплопроводность вдоль нее не учитываются, учитывается только теплопроводность поперек пленки;

- трение на границе раздела фаз отсутствует;

– температура внешней поверхности пленки конденсата постоянна и равна температуре насыщения *t*_н;

 – физические параметры конденсата не зависят от температуры;

 – силы поверхностного натяжения на свободной поверхности пленки не влияют на характер ее течения;

плотность пара мала по сравнению с плотностью конденсата.

Принятые допущения позволяют существенно упростить математическую формулировку задачи. Известное уравнение энергии имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right).$$

Процесс стационарен и конвективный перенос тепла не учитывается; будут равны нулю и производные $\partial^2 t / \partial x^2$ и $\partial^2 t / \partial z^2$, так как перенос тепла теплопроводностью вдоль пленки не учитывается.

В результате получаем следующую систему уравнений:

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

И

$$\mu' \frac{d^2 w_x}{dy} = -\rho_{\mathfrak{K}} \cdot g \,.$$

Граничные условия:

- при
$$y = 0$$
 $t = t_c$ и $w_x = 0;$
- при $y = \delta$ $t = t_H$ и $\frac{\partial w_x}{\partial y} = 0.$

Равенство нулю производной $\partial w_x / dy$ следует из условия, что трением на границе раздела фаз пренебрегаем. Так как $s_{y=\delta} = 0$, а $\mu \neq 0$, то из уравнения $s = \mu \partial w_x / dy$ следует, что при $y = \delta$, $dw_x/dy = 0$.

Если принять величину коэффициента конденсации равной k = 1, т. е. признать отсутствие наличия температуры на поверхности раздела фаз, то очевидна правомерность допущений $t_{\rm H} = t_0$.

Интегрирование уравнения энергии при записанных граничных условиях дает

$$\frac{dt}{dy} = \frac{t_0 - t_c}{\delta}$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha \equiv \frac{|q|}{t_0 - t_c} = \frac{\lambda' \frac{dt}{dy}}{t_0 - t_c} = \frac{\lambda' t_0 - t_c}{\delta t_0 - t_c} = \frac{\lambda'}{\delta}.$$

Таким образом, если поперек пленки теплота переносится только теплопроводностью,

$$\alpha = \frac{\lambda'}{\delta}.\tag{5.8}$$

Однако рассчитать теплоотдачу по уравнению (5.8) нельзя, так как нам неизвестен закон изменения толщины пленки по высоте стенки. Толщина пленки конденсата будет зависеть от количества образовавшегося конденсата в интересующем нас сечении.

Количество конденсата, протекающего в единицу времени через поперечное сечение пленки при ширине последней, равной единице, определяется следующим выражением:

$$G = \rho' \cdot \overline{w} \cdot \delta \cdot 1.$$

Через сечение, лежащее ниже на величину *dx*, жидкости протекает больше на

$$dG = d \ \rho' \cdot \overline{w} \cdot \delta \ . \tag{5.9}$$

Этот прирост расхода происходит за счет конденсации. Если полагать, что тепло, отданное стенке, есть теплота фазового перехода, т. е. если пренебречь теплотой переохлаждения конденсата, будем иметь:

$$dG = \frac{q}{r}dx \cdot 1,$$

где *q*/*r* – количество конденсата, образующегося на единице поверхности теплообмена за единицу времени.

С другой стороны,

$$q = \lambda' \frac{dt}{dy} = \frac{\lambda'}{\delta} t_0 - t_c$$

И

$$dG = \frac{\lambda'}{\delta} \cdot \frac{1}{r} t_0 - t_c \quad , \tag{5.10}$$

Приравняв правые части уравнений (5.9) и (5.10), получим

$$d \rho' \overline{w} \delta = \frac{\lambda'}{\delta} \cdot \frac{1}{r} t_0 - t_c dx.$$
 (5.11)

Для того чтобы проинтегрировать последующее уравнение, нужно предварительно определить функцию $\overline{w} x$.

В уравнении движения $\frac{d^2 w_x}{dy^2} = -\frac{\rho' g}{\mu'}$ комплекс $\frac{\rho' g}{\mu'}$, согласно условию, является постоянной величиной. В этом случае интегрирование дает

$$\frac{dw_x}{dy} = -\frac{\rho'g}{\mu'} y + c_1 u w_x = -\frac{\rho'g}{\mu'} y^2 + c_1 y + c_2.$$

Используя граничные условия, получаем

$$c_1 = \frac{\rho'g}{\mu'}\delta \quad \text{и} \quad c_2 = 0.$$

Тогда распределение скоростей

$$w_{x} = -\frac{\rho' g}{2\mu'} y^{2} + \frac{\rho' g}{\mu'} \delta y.$$
 (5.12)

Средняя скорость течения в сечении х

$$\overline{w} = \frac{1}{\delta} \int_{0}^{\delta} w_x dy = -\frac{1}{\delta} \int_{0}^{\delta} \frac{\rho' g}{2\mu'} y^2 dy + \frac{1}{\delta} \int_{0}^{\delta} \frac{\rho' g}{\mu'} \delta y dy = \frac{\rho' g}{3\mu'} \delta^2.$$

Подстановка полученного значения \overline{w} в уравнение (5.11) дает

$$d\left(\frac{{\rho'}^2 \cdot g \cdot \delta^3}{3\mu'}\right) = \frac{\lambda'}{\delta} \cdot \frac{1}{r} t_0 - t_c dx$$

ИЛИ

$$\frac{r \cdot {\rho'}^2 \cdot g}{\lambda' \cdot \mu'} \cdot \delta^3 d\delta = t_0 - t_c dx.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$\frac{r \cdot {\rho'}^2 \cdot g}{4\lambda' \cdot \mu'} \cdot \delta^4 = t_0 - t_c \quad x + c \,.$$

Из условия, что при x = 0 $\delta = 0$, следует, что c = 0. Решив последнее уравнение относительно δ и учитывая значение постоянной интегрирования, получим

$$\delta = \sqrt[4]{\frac{4\lambda' \cdot \mu' t_0 - t_c x}{r \cdot {\rho'}^2 \cdot g}}.$$
(5.13)

Подставив значение δ в выражение $\alpha = \lambda'/\delta$, получим следующее уравнение для местного коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{r \cdot {\rho'}^2 \cdot g \cdot {\lambda'}^2}{4\mu' \cdot t_0 - t_c \ x}}$$
(5.14)

В рассматриваемой нами задаче температурный напор t_0-t_c не изменяется по *x*:

$$\overline{\alpha} = \frac{1}{h} \int_{0}^{h} \alpha \, dx \,,$$

где h – высота стенки или участка осреднения, отсчитываемая от сечения x = 0.

После интегрирования получим

$$\overline{\alpha} = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{r \cdot {\rho'}^2 \cdot g \cdot {\lambda'}^2}{4\mu' \cdot t_0 - t_c \cdot h}}.$$
(5.15)

Из сравнения уравнений (5.14) и (5.15) следует, что

$$\overline{\alpha} = \frac{4}{3} \, \alpha_{x=h}.$$

Уравнение (5.15) обычно записывают в следующем виде:

$$\overline{\alpha} = 0,9434 \sqrt{\frac{r \cdot {\rho'}^2 \cdot g \cdot {\lambda'}^2}{4\mu' \ t_0 - t_c \ h}}.$$
(5.16)

Уравнение (5.16) впервые было получено Нуссельтом (1916 г.). Характер $\alpha = f(h)$ зависимостей изображен на рис. 5.4. Коэффициенты теплоотдачи уменьшаются с увеличением *x* или *h*, а толщина пленки, наоборот, увеличивается. Именно увеличение толщины пленки объясняется уменьшением коэффициентов теплоотдачи, так как термическое сопротивление при этом увеличивается.



Рис. 5.4. Изменение коэффициентов теплоотдачи и толщины пленки конденсата вдоль вертикальной стенки

Вследствие принятых упрощающих задачу допущений решение Нуссельта следует рассматривать как приближенное.

В дальнейшем в расчетную зависимость были внесены поправки, учитывающие силу инерции и конвективный перенос теплоты, переменность физических свойств конденсата, влияние волнообразования на поверхности раздела фаз, турбулизации слоя конденсата. Учет этих факторов на теплообмен при конденсации подробно рассмотрен в [31].

В случае малых чисел Прандтля (жидкие металлы) теплоотдача в широком диапазоне температурных напоров меньше, чем вычисленная по формулам Нуссельта, причем при определенных условиях это расхождение может достигать 50 % и более.

Решение Нуссельта не учитывает переменности физических параметров конденсата. Согласно данным Лабунцова, для учета зависимости коэффициентов теплопроводности λ' и вязкости μ' от температуры правую часть формулы (5.14) или (5.15) нужно умножить на величину $\varepsilon_t = \left[\lambda_c / \lambda_0 \right]^{'3} \cdot \mu_0 / \mu_c \right]^{1/8}$, где индексы «с» и «0» означают, что данный коэффициент нужно выбирать соответственно по температуре поверхности стенки или температуре насыщения. При этом физические параметры, входящие в формулы (5.13) и (5.14), следует брать по температуре насыщения.

Поправка ε_{t} получена при $0,5 \le \frac{\lambda_{0}}{\lambda_{c}} \le 2$ и $0,1 \le \frac{\mu_{0}}{\mu_{c}} \le 1,0;$

по своим числовым значениям она близка к поправке Pr_0 / Pr_c 0,25 .

При выводе формул (5.14) и (5.15) предполагалась также, что трение на границе раздела фаз отсутствует и плотность пара очень мала по сравнению с плотностью конденсата. Обычно эти факторы сказываются лишь при значительных скоростях пара и высоком давлении.

При выводе уравнений (5.14) и (5.15) не учитывалась возможность возникновения волнового движения пленки. В случае волнового течения местная толщина пленки изменяется не только по длине, но и во времени. Ее средняя толщина будет меньше, чем при строго ламинарном течении, а следовательно, уменьшается и термическое сопротивление жидкого слоя. Согласно П.Л. Капице и более поздним исследованиям, средний коэффициент теплоотдачи возрастает при этом на 21 % по сравнению с α, вычисленным по формуле (5.16).

Горизонтальная труба

Полученные ранее формулы справедливы при конденсации пара на вертикальных плоских стенках. В случае наклонной стенки в исходное уравнение движения вместо *g* необходимо ввести проекцию вектора ускорения силы тяжести на ось *x*:

$$g_x = g \cdot \cos \varphi,$$

где ϕ – угол, образованный направлением силы тяжести и осью координат *x*; ось *x* ориентирована по ходу течения пленки.

В результате для наклонных стенок получается следующая формула:

$$\alpha_{\text{накл}} = \alpha_{\text{верт}} \cdot \sqrt[4]{\cos \phi}. \tag{5.17}$$

Для криволинейной поверхности, в частности для горизонтального цилиндра, угол φ будет переменной величиной. Учитывая это и принимая, что $\delta \leq d$, где d – диаметр круглого цилиндра, Нуссельт получил следующую формулу для расчета среднего по наружной окружности трубы коэффициента теплоотдачи при условии ламинарного течения пленки конденсата:

$$\overline{\alpha} = 0,725 \cdot 4 \sqrt{\frac{\lambda'^3 \cdot \rho'^2 \cdot g \cdot r}{\mu' \cdot t_0 - t_c \cdot d}}.$$
(5.18)

Формула (5.18) отличается от формулы (5.16) для вертикальной стенки тем, что коэффициент пропорциональности вместо 0,943 равен 0,725 и в виде характерного размера вместо *h* вводится *d*.

Уравнение (5.18) получено при перечисленных выше упрощающих допущениях.

5.3. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб

Процесс теплообмена при конденсации пара внутри трубы является более сложным по сравнению с теплообменом при конденсации неограниченного неподвижного объема пара.

При конденсации в трубах паровой объем не ограничен стенками трубы. Трубы могут быть достаточно длинными, и в них может конденсироваться большое количество пара. Пар поступает в трубу из внешней среды и, продвигаясь вдоль трубы, конденсируется. Возникает направленное движение пара, причем скорости последнего могут быть очень велики (до 100 м/с и более). При этом силы трения на границе между паром и конденсатом могут быть значительными.

Если направление движения пара совпадает с направлением течения конденсата под действием сил тяжести, то вследствие трения течение пленки убыстряется, толщина ее уменьшается, а коэффициент теплоотдачи увеличивается. Если направление движения пара противоположно направлению течения конденсата, то пленка может замедляться; толщина ее при этом увеличивается, а теплоотдача уменьшается. Повышение скорости пара может привести к тому, что пленка жидкости может быть сорвана паром с поверхности стенки. Теплоотдача при этом увеличивается.

Таким образом, при конденсации пара в трубе теплоотдача помимо факторов, рассмотренных в предыдущем подразделе, может зависеть от динамического воздействия пара на пленку конденсата. Это воздействие проявляется по-разному в зависимости от направления сил тяжести и сил трения. Взаимное направление этих сил не только определяется положением трубы в пространстве, но и зависит от того, входит ли пар в вертикальную (или наклонную) трубу сверху или снизу.

В зависимости от величин сил тяжести и сил трения можно различать три основных случая:

• силы тяжести существенно преобладают над динамическим воздействием пара, последний можно считать практически неподвижным; подобного рода задачи были рассмотрены в предыдущем подразделе; • силы тяжести и силы динамического воздействия пара на пленку соизмеримы;

• динамическое воздействие пара на пленку конденсата преобладает над силами тяжести; при этом конденсат движется, увлекаемый паром, и теплоотдача практически не зависит от положения трубы в пространстве.

Конечно, между этими режимами нет никакой разницы.

При конденсации в трубах скорость пара не остается постоянной, так как вдоль течения происходит убывание расхода пара и возрастание расхода конденсата. Наибольшую величину скорость пара имеет на входе в трубу. Ее среднее значение на входе может быть достаточно просто вычислено, если в трубу втекает сухой насыщенный пар, который полностью конденсируется в ней. Как следует из соотношения

$$Q = \overline{q}\pi dl = rG_{\Pi} = r\rho''\overline{w}_{\Pi_0} \frac{\pi d^2}{4}$$

(теплота переохлаждения конденсата не учитывается), в этом случае средняя скорость пара на входе

$$\overline{w}_{\Pi_0} = \frac{4G_n}{\rho'' \pi d^2} = \frac{4Q}{r\rho'' \pi d^2},$$
(5.19)

где *d* и *l* – внутренний диаметр и длина трубы.

По мере конденсации пара часть поперечного сечения трубы заполняется конденсатом, причем средние скорости пара и жидкой фазы различны. В этом случае одних балансовых соотношений недостаточно для определения средних местных скоростей пара и конденсата.

В расчетах удобно оперировать постоянными и заданными значениями скорости. Такой величиной может являться так называемая скорость циркуляции *w*₀, определяемая из следующего соотношения:

$$w_0 = \frac{G_{\rm CM}}{\rho' f} = \frac{4G_{\rm CM}}{\rho' \pi d^2},$$
 (5.20)

где $G_{cM} = G_{n} + G_{m}$ – суммарный массовый расход пара и конденсата.

Как и в случае кипения в трубах (см. разд. II), скорость w_0 является условной величиной. Она равна действительной скорости потока только в том сечении, где конденсат полностью заполняет поперечное сечение трубы, т. е. где $G_{cm} = G_{\pi}$ и $G_{\pi} = 0$.

В зависимости от условий процесса пар может сконденсироваться в трубе как полностью, так и частично. При полной конденсации скорость пара на выходе из трубы равна нулю и выпар отсутствует. Если труба достаточно длинная и процесс конденсации достаточно интенсивен, то в концевой части трубы все ее сечение может быть заполнено конденсатом. На этом участке теплообмен определяется закономерностями, справедливыми при течении однофазной жидкости.

6. МЕТОДИКА КОМПЛЕКСНОГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДАГЕНТОВ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

6.1. Схема экспериментального стенда и методика проведения экспериментов

В основу экспериментальных теплофизических исследований кипящих хладагентов в трубах и каналах заложен принцип комплексного подхода, включающего изучение:

- локального теплообмена;
- режимов течения;
- скольжения фаз.

На рис. 6.1 представлена схема стенда, на котором могут производиться исследования, с незначительными конструктивными изменениями теплогидродинамических процессов в одиночных трубах и каналах различных гидравлических диаметров, а также испарителей с внутритрубным кипением и кипением в «большом объеме». Могут проводиться исследования чистых хладагентов и их смесей с маслом при заданных конструкциях.

На рис. 6.1 в качестве примера представлена схема стенда для исследования процессов кипения в вертикальной трубе либо канале. Стенд состоит из двух контуров: основного – хладагента (сплошные линии) и вспомогательного контура (пунктирные линии).

Основной контур включает: экспериментальный блок (участок гидродинамики VI и участок теплообмена V), конденсатор III, ресивер XI, переохладитель VII, насос (*HP*), парогенератор IV, мерную емкость XII, мерную емкость – отделитель жидкости X.

Вспомогательный контур включает: холодильную машину VIII, аккумулятор холода I, термостат II.

Работа стенда происходит следующим образом: из переохладителя VII насосом (HP) жидкий хладагент подается в парогенератор IV. Производительность насоса изменяется. Перед парогенератором IV с помощью расходомера измеряется расход жидкости G (расходомер на схеме не показан).



I –Аккумулятор холода, II –термостат, III –конденсатор, IV –парогенератор, V –участок теплообмена, VI –участок гидродинамики, VII –переохладитель, VIII –вспомогательная холодильная машина, IX –быстродействующие соленоидные вентили, X –отделитель жидкости, XI –ресивер, XII –измерительная емкость, XIII –соленоидный вентиль обводной линии.

Рис. 6.1 Схема экспериментального стенда

В парогенераторе IV за счет подвода теплоты от электронагревателя происходит кипение жидкости и образуется двухфазный поток с паросодержанием x_{BX} (x_{BX} меняется от 0,1 до 0,9). Двухфазный поток с паросодержанием x_{BX} подается на участок теплообмена V. На участке теплообмена за счет подвода теплоты от электронагревателя мощностью N (мощность N регулируется с целью достижения необходимой величины теплового потока) создается тепловой поток Q.

Поскольку целью экспериментов является определение локальных коэффициентов теплоотдачи, необходимо, чтобы экспериментальное значение $\alpha_{3\kappa c}$ было бы максимально приближено к локальному значению $\alpha_{no\kappa}$ при разных значениях входного паросодержания x_{Bx} , т. е. $\alpha_{3\kappa c} \rightarrow \alpha_{no\kappa}$.

Необходимым условием для этого является обеспечение минимального значения относительного прироста паросодержания Δx на участке теплообмена (рис. 6.2):

$$\frac{\Delta x}{x_{\rm BX}} < 0,05. \tag{6.1}$$



Рис. 6.2. Изменение паросодержания на участке теплообмена: $x_{\text{вх}}$ – паросодержание на входе в участок теплообмена; $x_{\text{вх}}+\Delta x$ – паросодержание на выходе; Q – тепловой поток от электронагревателя, (Вт); l – длина участка теплообмена

Условие (6.1) может быть выполнено при минимальном значении длины участка теплообмена *l*, но при этом длина участка *l* должна обеспечивать необходимую плотность теплового потока.

На участке теплообмена измеряются: давление насыщения P_0 , средняя температура стенки по сечению канала t_{ct} (рис. 6.3), температура в центре канала t_{u} , мощность нагревателя N.



Рис. 6.3. Схема измерения температуры на участке теплообмена: t_{cr} – температура стенки; t_{u} – температура двухфазного потока в центре участка теплообмена

Пройдя участок теплообмена, двухфазный поток проходит через адиабатный участок гидродинамики VI. На этом участке визуально наблюдаются режимы течения и проводится скоростная киносъемка. На участке гидродинамики также экспериментально определяются истинное паросодержание и перепад давления ΔP . После этого двухфазная смесь попадает в отделитель жидкости – расходомер *x*. Расходомер снабжен клинкерным стеклом, позволяющим определять расход жидкости объемным методом.

В отделителе X жидкая фаза отделяется от паровой, изменяется ее расход G' и она стекает вниз – в ресивер XI. Пар поднимается в конденсатор – термостат III, где конденсируется, а жидкий конденсат стекает через расходомер XII также в ресивер XI. Расход сконденсировавшейся паровой фазы G'' также измеряется объемным методом. Из ресивера XI суммарный поток жидкости с расходом, равным G = G' + G'', поступает на вход насоса *HP* и далее в переохладитель жидкости VII. В переохладителе жидкость слегка (на 0,5–1 °C) переохлаждается относительно температуры насыщения, что необходимо для предотвращения подкипания в трубопро-

водах на участке от насоса (*HP*) до парогенератора IV. Состояние насыщения контролируется с помощью манометров: на конденсаторе P_{κ} и за участком теплообмена P_0 .

Основным критерием установившегося режима является равенство P_0 и P_{κ} . Контроль установившегося процесса осуществляется также на основе измеренной величины температуры потока в центре трубы t_{μ} (см. рис. 6.3). Необходимым условием является равенство

$$t_{\rm II} = t_{\rm K} = t_0, \tag{6.2}$$

где t_{κ} и t_0 определяются по показаниям манометров на конденсаторе P_{κ} и в экспериментальном блоке P_0 .

Поскольку при проведении экспериментов ставится задача исследования влияния температуры насыщения на теплогидродинамические характеристики, в конденсаторе устанавливаются различные температуры конденсации.

Для этой цели в схеме предусмотрен аккумулятор холода I, в котором с помощью холодильной машины VIII захолаживается хладоноситель (этиленгликоль либо растворы хлористого натрия или калия). Температура в I должна быть на 20–25 °C ниже минимальной температуры конденсации (или кипения на экспериментальном участке). Хладоноситель из аккумулятора I перекачивается в конденсатор III. Конденсатор снабжен электронагревателем, включенным в цепь контактного термометра, с помощью которого осуществляется ступенчатое регулирование температуры конденсации (включение и выключение нагревателя).

В схеме стенда предусмотрен термостат II, также снабжаемый хладоносителем из аккумулятора I. Термостатирование хладоносителя в II осуществляется по образу и подобию термостатирования в конденсаторе. Хладоноситель из II поступает в переохладитель VII. Контроль за переохлаждением осуществляется с помощью термопары, установленной в трубопроводах на выходе из переохладителя.

6.2. Измеряемые параметры

а) давление конденсации P_{κ} (на конденсаторе);

б) давление кипения P_0 (после участка теплообмена);

в) расход конденсата G'' (по показаниям расходометра XII);

г) мощность нагревателя $N_{\rm n}$ в парогенераторе IV;

д) мощность нагревателя *N* на участке теплообмена;

е) расход жидкости на выходе из участка гидродинамики G';

ж) определение режимов течения на основании скоростной киносъемки и визуального наблюдения на участке гидродинамики;

3) измерение температуры стенки трубы канала t_{ct} (см. рис. 6.3), не менее четырех термопар в поперечном сечении;

и) измерение температуры потока в центре канала $t_{\rm q}$ (см. рис. 6.3);

к) измерение истинного паросодержания (см. подраздел 6.3). Давление перед и за участком гидродинамики *P*₁ и *P*₂.

6.3. Методика обработки экспериментальных данных

Массовая скорость потока, кг/(с·м²):

$$w\rho = \frac{G}{f_{\rm ceq}},\tag{6.3}$$

где G – расход хладоносителя по показателям расходомера, $G = G' + G''; f_{ceq}$ – поперечное сечение канала.

Скорость циркуляции, м/с,

$$w_0 = \frac{w\rho}{\rho}.$$
 (6.4)

Массовое расходное паросодержание, кг/с:

$$x = \frac{G^{"}}{G' + G^{"}},$$
 (6.5)

где *G'*, *G''* – расходы фаз по показаниям расходомеров.

Массовое объемное паросодержание

$$\beta = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - x}{x}\right) \cdot \frac{\rho''}{\rho'}}.$$
(6.6)

Плотность теплового потока на участке теплообмена

$$q = \frac{N}{F_{\text{T.O.}}},\tag{6.7}$$

где N – мощность электронагревателя на участке теплообмена; $F_{\text{т.o.}}$ – поверхность теплообмена,

$$F_{\mathrm{T.O.}} = \pi \cdot d_{\mathrm{H}} \cdot l ,$$

здесь $d_{\rm H}$ – наружная поверхность трубы (канала); l – длина участка теплообмена.

Локальные значения коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha_{\rm лок.cp} = \frac{q}{t_{\rm sc} - \sum t_{\rm cr}^{i}}$$
(6.8)

где $\sum t_{cr}^{i}$ – среднее значение температур стенки в сечении трубы или канала; $\alpha_{\text{лок.ср}}$ – локальный коэффициент теплоотдачи при симметричном распределении фаз по сечению (кольцевой, пузырьковый режимы в горизонтальных трубах и все режимы в вертикальных трубах);

$$\alpha_{\text{лок.}i} = \frac{q}{t_{\text{ж}} - t_i},\tag{6.9}$$

здесь α_{лок.i} – локальный коэффициент теплоотдачи при несимметричном распределении фаз (расслоенный и снарядный режимы в горизонтальных трубах); *t*_ж – температура жидкости в центре трубы
(канала). Определяется по показаниям термопары в центре, дублируется по показаниям манометров P_{κ} и P_0 . При $P_{\kappa} = P_0$ (перепад давления на гидродинамическом участке), Па,

$$\Delta p = p_1 - p_2 \tag{6.10}$$

6.4. Экспериментальное определение истинного паросодержания

Как уже было отмечено, определение истинного паросодержания представляет собой самостоятельную, достаточно сложную теплофизическую задачу. Между тем только истинные параметры дают наиболее достоверную информацию о двухфазных потоках и только на их основе могут быть разработаны современные модели и алгоритмы расчетов.

Метод отсечек

Метод отсечек относится к наиболее старым методам исследования скольжения фаз. Принцип действия метода показан на рис. 6.4.



Рис. 6.4. Принцип действия метода отсечек

Двухфазный поток движется по трубе (каналу) с прозрачными стеклами (измерительный участок). На входе и выходе установлены быстродействующие вентили с электроприводом. Важно, чтобы конструкции вентилей не вносили возмущения в поток. В определенный момент времени единовременно перекрывают измерительный участок. Во избежание гидроудара единовременно со срабатыванием нормально открытых вентилей на измерительном участке поток направляется в конденсатор, минуя экспериментальный блок. Зная длину измерительного участка, диаметр трубы, а также высоту столба жидкости, легко определить соотношение объемов жидкости и пара в измерительном участке и соответственно отношение площади, занятой паром, к общей площади трубы, что и является величиной истинного объемного паросодержания ф.

Метод отсечек, хоть и является методом прямых измерений, в настоящее время почти не применяется, т.к. точность его зависит от быстроты срабатывания клапанов и требуется наличие визуального участка, что не всегда возможно.

Лазерный метод

Лазерное просвечивание потока широко применяется в настоящее время в лабораторной практике. Схема метода представлена на рис. 6.5.



Рис. 6.5. Схема лазерного метода

Двухфазный поток просвечивается лазером определенной интенсивности излучения, которая фиксируется счетчиком. В процессе тарировки проводится просвечивание однофазного потока жидкости и однофазного потока пара, что дает возможность получить две крайние точки интенсивности излучения, соответствующие паросодержанию $\varphi_1 = 0$ и $\varphi_2 = 1$. В процессе дальнейшего исследования определяются промежуточные точки, соответствующие значения $0 < \varphi < 1$.

Результаты эксперимента предоставляются в виде зависимости истинного паросодержания от интенсивности лазерного излучения (рис. 6.6).



Рис. 6.6. Экспериментальная зависимость истинного паросодержания от интенсивности лазерного излучения µ

Помимо измерения паросодержания по длине измерительного участка, лазерный метод позволяет просвечивать по хордам трубы, что особенно интересно, так как дает информацию о распределение ф по сечению канала, а следовательно, и о распределении истинных скоростей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем: Учеб. пособие для вузов. – М.: Изд-во МЭИ, 2000. – 374 с.

2. Данилова Г.Н. Теплообменные аппараты холодильных установок. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отделение, 1986. – 303 с.

3. Теоретические основы тепло- и хладотехники. Ч. II. Тепло- и массообмен / С.Н. Богданов, Н.А. Бучко, Э.И. Гуйго и др; Под. ред. Э.И. Гуйго. – М.: Колос, 1994. – 367с.

4. Малышев А.А., Киссер К.В., Омелечко С.Е. Перспективные направления исследований теплогидродинамических характеристик кипящих хладагентов в стесненном пространстве // VII Международная научно-техническая конференция «Низкотемпературные и пищевые технологии в XXI веке»: Материалы конференции. 2015. Ч. 1. С. 159–161.

5. Малышев А.А., Большакова А.С., Киссер К.В. Исследования режимов течения двухфазных потоков хладагентов в горизонтальных трубах // Научный журнал НИУ ИТМО. Серия: Холодильная техника и кондиционирование. 2014. № 3(16). С. 61–70.

6. Лабунцов Д.А. Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров на вертикальных поверхностях в горизонтальных трубах // Теплоэнергетика. 1957. № 7. С. 72.

7. Малышев А.А., Киссер К.В., Филатов А.С. Новые методы прогнозирования режимов течения кипящих хладагентов в макрои миниканалах // Вестник Международной академии холода. 2016. № 2(59). С. 67–70.

8. 8th IIR Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids, Copenhagen, 2008.

9. **Spindler K.** Flow heat transfer of R134a and R404A in a micro fin tube at low mass fluxes and heat fluxes, Heat Mass Transfer (2009) 45: 967-977

10. Малышев А.А., Данилова Г.Н. О расчете истинного паросодержания двухфазных потоков хладагентов в канале. – В кн.: Машины и аппараты холодильной техники и кондиционирования воздуха: Межвузовский сб. науч. тр. / Под ред. Г.Н. Даниловой. – Л: ЛТИХН, 1981. – 100–108 с. 11. **Малышев А.А., Земков Б.Б.** О расчете истинного паросодержания двухфазных потоков хладагентов. – В кн.: Машины и аппараты холодильной техники: Межвузовский сб. науч. работ / Под ред. Г.Н. Даниловой. – Л: ЛТИХП, 1998, 108–120 с.

12. **Ховалыг Д.М.** Закономерности динамики двухфазных потоков и теплообмена при кипении хладагента R134a в мини-каналах: Автореферат на соискание канд. дис. – СПб.: Университет ИТМО, ИХиБТ, 2013.

13. Шуршев В.Ф., Умеров А.Н. Идентификация режимов течения двухфазных потоков холодильных агентов и их смесей с использованием фазовых диаграмм // Вестник АГТУ. 2005. № 2 (25). 224–231 с.

14. **Малышев А.А., Земков Б.Б.** К вопросу определения режимов течения хладагентов в горизонтальных трубах. – В кн: Машины и аппараты холодильной техники и кондиционирования воздуха: Межвузовский сб. науч. тр. / Под ред. Г.Н. Даниловой. – Л.: ЛТИХП, 1981. – 108–112 с.

15. Мезенцева Н.Н., Мухин В.А. Кипение однокомпонентных хладагентов и неазеотропных смесей внутри горизонтальных труб: Сб. СО РАН // Современная наука. Исследования, идеи, результаты, технологии. 2013. № 1(12).

16. Ейдеюс А.И., Никишин М.Ю., Кошелев С.В. Теплоотдача при кипении хладагентов в змеевиковых воздухоохладителях // Известия КГТУ. 2013. № 29.

17. **Ховалыг Д.М., Бараненко А.В.** Теплоотдача при кипении хладагентов в малых каналах // Вестник Международной академии холода. 2013. № 4, С. 3–11.

18. **Малышев А.А., Мамченко В.О.** Перспективные типы испарителей холодильных машин // Вестник Международной академии холода. 2013. № 2. С. 13–18.

19. Ейдеюс А.И., Никишин М.Ю., Кошелев С.В. Сравнение интенсивности теплоотдачи и падения давления при кипении хладагентов R404a и R22 в горизонтальных трубах // Вестник Международной академии холода. 2015. № 1. С. 69–74.

20. **Rohsnow W.M.** Heat Transfer thermique a des frigorigenes en e bullition avee aconlement force dans un tube horizontal. Revue genevale du froid, 1977, v. 68, 489–508 p.p.

21. **Chen J.C.** Correlation for boiling heat transfer to saturated liquids in convective flow. Ind. Engang. Chem. Rrocess. Desing and Development, 1966, 5, 322–337 p.p.

22. **Dengler S.A., Talty R.D.** A stady of heat transfer to organic liquids in single-tube, natural, circulation vertical tube boilers. Chem. Eng. Prog. Symp, 1956, Ser. 52 (18), 66–77 p.p.

23. Андеевский А.А., Боришанский В.М. Анализ закономерностей для расчета коэффициентов теплообмена при течении в парогенерирующих каналах жидкости, нагретой до температуры насыщения // ИФЖ. 1974. Т. 26. № 1. 142–164 с.

24. Боришанский В.М. Теоретическое обоснование теплового расчета парогенетратора в докризисном режиме. – В кн. Состояние и перспективы проектирования парогенераторов АЭС с водовоздушными реакторами: Сб. науч. тр. ЦКТИ. – Л.: Машгид, 1971, вып. 108, 25–35 с.

25. Мамченко В.О., Малышев А.А. Пластинчатые теплообменники в низкотемпературной технике и биотехнологических процессах: Учеб. пособие. – СПб.: НИУ ИТМО: ИХиБТ, 2014. – 116 с.

26. Гоголин А.А., Данилова Г.Н. Интенсификация теплообмена в испарителях холодильных машин. – М.: Лег. пром., 1982. – 224с.

27. **Ховалыг** Д.М. Конференция ASHRAE и выставка AHR Ехро 2012 в США // Холодильная техника. 2012. №4. 46–47 с.

28. **Ховалыг** Д.М. Конференция IIAR 2012 // Холодильная техника. 2012. № 7. 45–47 с.

29. **Ховалыг Д.М., Бараненко А.В.** Методы расчета градиента давления двухфазного потока при течении в малых каналах // Вестник Международной академии холода. 2012. № 1. 3–10 с.

30. **Ховалыг Д.М., Бараненко А.В.** Теплоотдача при кипении хладагентов в малых каналах // Вестник Международной академии холода. 2013. № 4. 3–12 с.

31. **Одишария Г.Э.** Некоторые закономерности газожидкостных течений в трубах. – М: Недра, 1978. – 270 с.

32. Исаченко В.П., Осипова В.А., Суколин А.С. Теплопередача: Учеб. для вузов. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.

33. **Могилевский Е.М.** Волны в пленке жидкости со сложной реологией // Научная конференция «Ломоносовские чтения». Секция: Механика. Тезисы докладов, 2012. С. 158

СОДЕРЖАНИЕ

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ	3
1.1. Классификация двухфазных потоков	3
1.2. Основы математического описания двухфазных систем	8
2. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ	
ПРОСТРАНСТВЕ В УСЛОВИЯХ ТЕЕПЛООБМЕНА	14
2.1. Физические основы процессов парообразования	
в неограниченном пространстве	14
2.2. Теплообмен при кипении в неограниченном	
пространстве	21
3. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ ХЛАДАГЕНТОВ	
В СТЕСНЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ	27
3.1. Кипение в трубах	28
3.2. Двухфазные потоки в вертикальных каналах	54
4. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ	
ПРИ ТЕЧЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ	
В СТЕСНЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ	76
5. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ЧИСТЫХ ПАРОВ	81
5.1. Основные положения теплообмена при конденсации	
чистых паров	81
5.2. Конденсация неподвижного пара на вертикальной стенке.	91
5.3. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося	
пара внутри труб	99
6. МЕТОДИКА КОМПЛЕКСНОГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО	
ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ	
ПРОЦЕССОВ ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДАГЕНТОВ В ТРУБАХ	
И КАНАЛАХ	102
6.1. Схема экспериментального стенда и методика	
проведения экспериментов	102
6.2. Измеряемые параметры	107
6.3. Методика обработки экспериментальных данных	107
6.4. Экспериментальное определение истинного	
паросодержания	109
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	112

Малышев Александр Александрович Мамченко Валерий Олегович Киссер Кристина Владимировна

ТЕПЛООБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ ХЛАДАГЕНТОВ

Учебно-методическое пособие

Ответственный редактор Т.Г. Смирнова

Титульный редактор Е.О. Трусова

Компьютерная верстка И.В. Гришко

> *Дизайн обложки* Н.А. Потехина

Подписано в печать 27.12.2016. Формат 60×84 1/16 Усл. печ. л. 6,75. Печ. л. 7,25. Уч.-изд. л. 7,0 Тираж 100 экз. Заказ № С 54

Университет ИТМО. 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

Издательско-информационный комплекс 191002, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9