

П. Д. ДАН, Д. А. РЕЙ

ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Перевод с английского
Ю. А. ЗЕЙГАРНИКА



МОСКВА · ЭНЕРГИЯ · 1979

Т 34
ББК 31.31

Д 17

УДК 621.643.2:536.24

Heat Pipes

P. D. DUNN, D. A. REAY

Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris,
Braunschweig, 1976.

Дан П. Д., Рей Д. А.

Д 17 Тепловые трубы: Пер. с англ.:— М.: Энергия,
1979 г.— 272 с., ил.

В пер.: 1 р. 20 к.

В книге изложена элементарная теория тепловых труб. Даны методика конструктивного расчета тепловых труб и практические рекомендации по выбору рабочей жидкости фитильной структуры и корпуса тепловых труб. Подробно освещены вопросы технологии изготовления и испытаний тепловых труб. Рассмотрены различные типы тепловых труб и способы их применения. Авторы — видные английские специалисты в области конструирования тепловых труб.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников различных отраслей промышленности, специализирующихся в области применения тепловых труб.

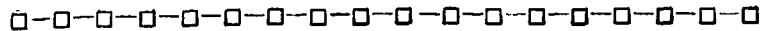
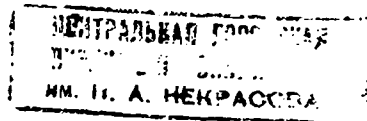
Д $\frac{30302-430}{051(01)-79}$ 17-79. 2303000000
680643-2

ББК 31.31

6П2.2

© Pergamon Press, 1976

© Перевод на русский язык, предисловие, издательство «Энергия», 1979 г.



Предисловие к русскому изданию

История развития тепловых труб непродолжительна, она насчитывает практически чуть более двух десятилетий. Однако столь малого срока оказалось вполне достаточно, чтобы тепловые трубы как теплотехнические устройства завоевали общее признание. Они применяются в космических исследованиях, в энергетике, в радиоэлектронике, двигателестроении, металлургии, при строительстве объектов в районах вечной мерзлоты. Указанный перечень легко может быть расширен, и все же есть все основания утверждать, что настоящее применение тепловых труб в технике, науке и быту еще только начинается.

За истекшие годы проведены широкие исследования характеристик тепловых труб, развита теория этих устройств, разработаны методы их расчета, выполнен большой объем работ технологического плана, ставивших своей целью определение наиболее подходящих рабочих жидкостей, а также материалов фитилей и корпуса тепловых труб в различных диапазонах рабочих параметров с учетом их совместимости в течение достаточно длительного срока службы. Были проведены ресурсные испытания труб в модельных и натуральных условиях. Существенные успехи были достигнуты в области технологии изготовления тепловых труб. Одновременно совершенствовалась конструкция тепловой трубы, создавались новые типы труб. Это нашло свое отражение в постоянном росте числа публикаций. Естественно, что основная их доля приходится на периодические издания, однако все большее число авторов предпринимает попытки обобщить этот постоянно обновляющийся материал. Несколько книг было издано в последнее время и в нашей стране. К ним относятся «Низкотемпературные теп-

ловые трубы для летательных аппаратов» под ред. доктора техн. наук Г. И. Воронина (изд-во «Машиностроение») и «Низкотемпературные тепловые трубы» под редакцией доктора техн. наук Л. Л. Васильева (изд-во «Наука и техника», Минск), вышедшие в 1976 г. В этих книгах дается краткое изложение основ теории тепловых труб, методов их расчета, а также рассмотрены вопросы применения тепловых труб в космических и наземных исследованиях, при этом акцент сделан на низкотемпературные тепловые трубы.

Совсем недавно Атомиздатом выпущена в свет книга М. Н. Ивановского, В. П. Сорокина и И. В. Ягодкина «Физические основы тепловых труб», в которой дан обстоятельный анализ физических процессов, протекающих в тепловых трубах и определяющих характеристики этих устройств.

Предлагаемая читателю книга Дана и Рея также содержит краткое, но вместе с тем достаточно полное описание основ теории тепловых труб и истории их развития, однако основной акцент в ней сделан на технологические аспекты проблемы. Специальные главы книги посвящены анализу опыта конструирования, изготовления и испытаний тепловых труб разного типа, отличающихся как уровнем рабочих температур, так и сферами приложений. В них рассмотрены требования к материалам труб и рабочим жидкостям, вопросы их совместимости, технологии изготовления. Излагаются результаты проведенных ресурсных испытаний. Эти разделы книги представляют несомненную ценность для научных работников и инженеров, занимающихся практическим использованием тепловых труб, поскольку прямая связь между совершенством технологии изготовления этих устройств и их рабочими характеристиками и надежностью в настоящее время достаточно очевидна.

Пожалуй, главным направлением развития тепловых труб в настоящее время является создание и совершенствование труб переменной проводимости как устройств, обеспечивающих наиболее эффективное и тонкое регулирование температуры объектов. Принципиально новые технические возможности открывает способность тепловых труб выполнять

функции тепловых выключателей и тепловых диодов. Поэтому вполне естественно, что тепловым трубам этого типа авторы книги уделили специальное внимание.

Удачно подобранные и обстоятельно описанные в книге примеры практического применения тепловых труб в сочетании с достаточно полной библиографией по этому вопросу и перечнем основных патентов служат не только хорошей иллюстрацией возможностей этих устройств. Они, несомненно, являются отправной точкой для новых идей по применению тепловых труб и их конструктивному выполнению.

В переводе текст книги сохранен полностью, исключены лишь два приложения, в одном из которых описывается всем хорошо известное уравнение Навье — Стокса, а в другом содержатся коэффициенты перевода из английской системы единиц измерений в систему СИ.

Ю. Зейгарник

Предисловие авторов

Опубликованная в 1964 г. Г. Гровером с соавторами статья под названием «Устройство, обладающее очень высокой теплопроводностью» положила начало все возрастающему интересу к проблеме тепловых труб. В настоящее время по этой проблеме имеется весьма обширная литература. Общеизвестно, что тепловые трубы существенно увеличили возможности теплотехники.

В настоящей книге содержатся сведения, необходимые для использования или проектирования тепловых труб. В ней отражена история развития тепловых труб и описываются сферы их приложения.

Для того чтобы обеспечить должное понимание процессов, протекающих в тепловой трубе, в изложении сделан упор на простые физические принципы, лежащие в основе работы тепловой трубы. По мере необходимости приводятся некоторые элементарные сведения из физики для тех, кто недостаточно хорошо знаком с данными вопросами.

В книгу включены описания конструкций труб, а также технологии их изготовления. Необходимый конструкторам справочный материал достаточно широко представлен в приложениях.

Книга будет полезна также и для тех, кто собирается проводить научные исследования в данной области.

Авторы хотели бы выразить благодарность тем, кто помогал им в подготовке материала настоящей книги. Особо признательны они Пру Лич, сделавшей много ценных предложений по оформлению книги.

Обозначения

- A_c — проходное сечение;
 A_w — поперечное сечение фитиля;
 C_p — удельная теплоемкость пара при постоянном давлении;
 C_v — удельная теплоемкость пара при постоянном объеме;
 D — диаметр сфер в уравнении Блейка — Козени;
 H — постоянная в уравнении Рамсея — Шилдса — Этвеша;
 $J = 4,18$ кДж/(кг·м) — механический эквивалент теплоты;
 K — проницаемость фитиля;
 L — энтальпия или скрытая теплота испарения;
 M — молекулярная масса;
 M — число Маха;
 M — критерий качества;
 N — число канавок или каналов;
 Nu — число Нуссельта;
 Pr — число Прандтля;
 P — давление;
 ΔP — разность давлений;
 $\Delta P_{c\max}$ — максимальный капиллярный напор;
 ΔP_l — перепад давлений по жидкости;
 ΔP_v — перепад давлений по пару;
 ΔP_g — гравитационная составляющая перепада давлений;
 P_{vs} — давление паров в месте стока теплоты (см. гл. 6);
 P_{va} — давление паров в активной зоне (см. гл. 6);
 Q — количество передаваемой теплоты;
 R — радиус кривизны поверхности жидкости;
 R_g — универсальная газовая постоянная неконденсирующейся компоненты (см. гл. 6);
 $R_o = 8,3 \cdot 10^3$ Дж/(К·кг·моль) — универсальная газовая постоянная;
 Re — число Рейнольдса;
 R_r — радиальное число Рейнольдса;
 Re_b — число Рейнольдса для пузырьков;
 R_s — термическое сопротивление (см. гл. 6);
 S — объемный расход в секунду;
 $S_{1,2}$, S — регулирующие параметры (см. гл. 6);
 T — абсолютная температура;
 T_c — критическая температура;
 T_v — температура пара;
 ΔT_s — перегрев;
 T_s — температура стока (см. гл. 6);
 T_w — температура греющей поверхности;
 V — объем;
 V_c — объем конденсатора;

V_R — объем газового аккумулирующего резервуара;

We — число Вебера;

a — ширина канавки;

a — радиус трубы;

b — постоянная в уравнении Хагена — Пуазейля;

c — скорость звука;

d_a — диаметр артерин;

d_w — диаметр проволоки;

f — сила;

g — ускорение свободного падения;

g_c — относительное ускорение;

h — высота капилляра, высота артерин, коэффициент теплоотдачи;

k — постоянная в уравнении (2-3);

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана;

k_w, k_s, k_l — коэффициенты теплопроводности соответственно фитиля, твердой фазы, жидкой фазы;

l_e — длина испарительного участка тепловой трубы;

l_a — длина аднабатного участка тепловой трубы;

l_c — длина участка конденсации тепловой трубы;

l_{eff} — эффективная длина тепловой трубы;

m — масса;

m_g — масса испаряющегося газа;

m — масса молекулы;

\dot{m} — массовый расход;

n — число молекул в единице объема;

q — плотность теплового потока;

r — радиус;

r — радиальная координата;

r_e — радиус зоны испарения;

r_c — радиус зоны конденсации;

r_H — гидравлический радиус;

r_v — радиус парового пространства;

r_w — радиус фитиля;

t_p — максимальный заброс или спад температуры (см. гл. 6);

t_r — время восстановления;

u — радиальная скорость;

v — аксиальная скорость;

x, y, z — координаты;

$$\beta = (1 + k_s/k_l) / (1 - k_s/k_l);$$

δ — постоянная в формуле Сю — толщина теплового слоя;

ε — объемная пористость, уравнение (2-4-2);

θ — краевой угол;

Φ — угол наклона тепловой трубы;

Φ_c — функция отношения сторон канала (см. рис. 3-6);

λ — характерный размер поверхности раздела жидкость — пар;

μ — динамический коэффициент вязкости;

μ_l — динамический коэффициент вязкости жидкости;

μ_v — динамический коэффициент вязкости пара;

γ — отношение удельных теплоемкостей;

Ψ — заброс или спад температур в тепловой трубе переменной проводимости (см. гл. 6);

ρ — плотность;

ρ_l — плотность жидкости;

ρ_v — плотность пара;

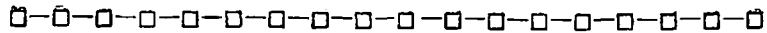
$\sigma = \sigma_{LV}$ — расчетное значение поверхностного натяжения при отсутствии неопределенности в условиях смачивания;

σ_{SL} — поверхностное натяжение на границе твердое тело — жидкость;

σ_{LV} — поверхностное натяжение на границе жидкость — пар;

σ_{SV} — поверхностное натяжение на границе твердое тело — пар;

τ — временные постоянные (см. гл. 6).



Введение

Тепловая труба и термосифон. Тепловая труба представляет собой устройство, обладающее очень высокой теплопроводностью. Впервые идея тепловой трубы была предложена Гоглером (В-1) в 1942 г. Но только в начале 60-х годов, после того как Гровер независимо от Гоглера вновь изобрел тепловую трубу [В-2, В-3], ее замечательные свойства были по достоинству оценены, и появились серьезные исследования и разработки.

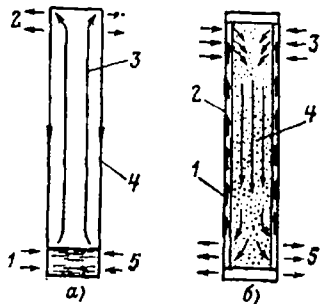


Рис. В-1. Тепловая труба и термосифон.

а — термосифон: 1 — подвод теплоты, 2 — отвод теплоты, 3 — пар, 4 — конденсат, 5 — жидкость; *б* — тепловая труба: 1 — конденсат, 2 — фитиль, 3 — подвод теплоты, 4 — пар, 5 — отвод теплоты.

В некоторых отношениях тепловая труба аналогична термосифону, и поэтому, прежде чем рассматривать работу тепловой трубы, было бы полезно описать принцип работы термосифона. Термосифон показан на рис. В-1,а. В трубу помещается небольшое количество воды, затем из трубы откачивается воздух и она плотно закрывается. Нижний конец трубы нагревается, что вызывает испарение жидкости и движение пара к холодному концу трубы, где он конденсируется. Конденсат под действием гравитационных сил возвращается к горячему концу. Так как скрытая теплота парообразования велика, то даже при очень малой разности температур между концами термосифона он может передавать значительное количество теплоты. Таким образом, подобная конструкция имеет высокую эффективную теплопроводность. Термосифон работал в течение многих лет

с различными рабочими жидкостями. Одним из принципиальных недостатков термосифона является возврат конденсата в зону испарения за счет гравитационных сил, вследствие чего зона испарения должна находиться ниже зоны конденсации.

Тепловая труба по конструкции аналогична термосифону, но в тепловой трубе на внутренней стенке укреплен фитиль, сделанный, например, из нескольких слоев тонкой сетки, и конденсат возвращается в испаритель под действием капиллярных сил (рис. В-1,б). В тепловой трубе на расположение испарителя не накладывается никаких ограничений, и она может рабо-

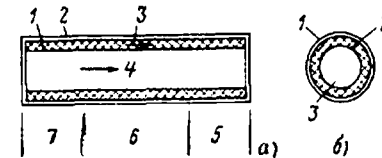


Рис. В-2. Основные элементы тепловой трубы.

а — продольное сечение тепловой трубы: 1 — фитиль, 2 — стенка трубы, 3 — возврат жидкости по фитилю, 4 — пар, 5 — участок конденсации, 6 — адиабатный участок, 7 — испарительный участок; *б* — поперечное сечение тепловой трубы: 1 — стенка, 2 — фитиль, 3 — паровое пространство.

тать при любой ориентации. Конечно, если испаритель тепловой трубы оказывается в нижней точке, гравитационные силы будут действовать в одном направлении с капиллярными. Термин «тепловая труба» применяется также к высокоэффективным теплопередающим устройствам, в которых возврат конденсата осуществляется другими способами, например под действием центробежной силы.

Некоторые методы возврата конденсата перечислены ниже:

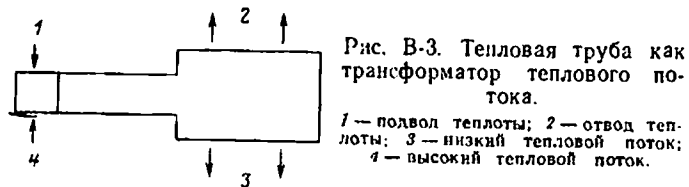
Гравитация	Термосифон
Капиллярные силы	Стандартная тепловая труба
Центробежная сила	Вращающаяся тепловая труба
Электростатические объемные силы	Электрогидродинамическая тепловая труба
Магнитные объемные силы	Магнитогидродинамическая тепловая труба
Осмотические силы	Осмотическая тепловая труба

Тепловая труба. Конструкция, работа, свойства. Основные элементы тепловой трубы показаны на рис. В-2.

Тепловая труба состоит из участка испарения и участка конденсации (рис. В-2,а). В случае необходимости,

обусловленной внешними требованиями, труба может иметь еще одну зону — адиабатный участок, разделяющий испаритель и конденсатор. В поперечном сечении (рис. В-2,б) видно, что тепловая труба состоит из стенки корпуса, фитиля и парового канала.

Эффективность тепловой трубы часто определяется с помощью понятия «эквивалентная теплопроводность». Например, цилиндрическая тепловая труба, показанная на рис. В-2, в которой в качестве рабочей жидкости используется вода при температуре 150°C, будет иметь



теплопроводность в сотни раз большую, чем медь. Теплопередающая способность тепловой трубы может быть очень большой; в тепловых трубах на литии при температуре 1500°C в осевом направлении может быть передан тепловой поток 10—20 кВт/см². При соответствующем выборе рабочей жидкости и материала корпуса могут быть созданы тепловые трубы для работы в интервале температур от 4 до 2300 К.

Цилиндрические тепловые трубы применимы во многих случаях, но для удовлетворения специальных требований могут быть созданы трубы других конфигураций.

Выше уже говорилось о высокой теплопроводности тепловых труб, но это не единственное их свойство.

Тепловая труба характеризуется:

1) очень высокой эффективной теплопроводностью;
 2) способностью действовать как трансформатор теплового потока (рис. В-3);

3) изотермичностью поверхности при низком термическом сопротивлении. Поверхность конденсации тепловой трубы в этом случае работает практически при постоянной температуре. Если на некотором участке возникает местный тепловой сток, то количество конденсирующегося в этом месте пара увеличивается и за счет этого температура поддерживается на прежнем уровне.

Специальные типы тепловых труб могут иметь следующие характеристики:

1. Переменное термическое сопротивление (тепловые трубы с изменяющейся проводимостью). Такой тип тепловой трубы, известный как газорегулируемая тепловая труба, поддерживает температуру теплового источника почти на одном уровне при изменении подвода теплоты в широких пределах. Этого можно достигнуть, поддерживая постоянным давление в трубе и в то же время изменяя площадь поверхности конденсации в соответствии с изменением подвода теплоты. Удобным способом осуществления такого изменения площади конденсации является «газовое регулирование». Тепловая труба присоединяется к резервуару, имеющему объем значительно больший, чем труба. Резервуар заполняется инертным газом под давлением, соответствующим давлению насыщения паров рабочей жидкости в трубе. При нормальной работе пар в тепловой трубе будет оттеснять инертный газ обратно в резервуар, и поверхность раздела между паром и газом будет находиться в некоторой границе участка конденсации. «Газовое регулирование» осуществляется следующим образом.

Пусть вначале тепловая труба работает в некотором установившемся режиме. Теперь допустим, что подвод теплоты несколько возрос. Температура насыщения пара увеличится, и вследствие этого увеличится давление насыщения. Давление пара увеличивается очень резко при малом возрастании температуры; например, давление паров натрия при 800°C изменяется пропорционально десятой степени температуры. Небольшое увеличение давления вызовет оттеснение поверхности раздела между паром и инертным газом и вследствие этого поверхность конденсации увеличится. Так как объем резервуара был предусмотрен значительно большим по сравнению с объемом тепловой трубы, небольшое изменение давления приведет к значительному смещению поверхности раздела. Газовое регулирование применяется не только в случае небольших изменений теплового потока, но оно может быть применено и при значительных изменениях подвода теплоты.

Следует отметить, что температура, которая регулируется в большинстве простых газорегулируемых тепловых трубах, как и в тепловых трубах других типов, представляет собой температуру пара в трубе. При про-

хождении теплоты через стенку корпуса на участках испарения и конденсации будут наблюдаться обычные перепады температур.

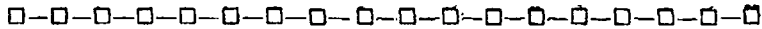
Дальнейшее улучшение характеристик трубы достигается использованием контура обратной связи. Давление газа в резервуаре изменяется с помощью электрического нагревателя, который регулируется по сигналу термочувствительного элемента, установленного у источника теплоты.

2) Однонаправленную проводимость (тепловые диоды и выключатели). Тепловые диоды проводят теплоту только в одном направлении, а тепловые выключатели обеспечивают включение и отключение тепловой трубы.

Развитие тепловых труб. Первоначально Гровера интересовала разработка высокотемпературных тепловых труб с жидкими металлами в качестве рабочих жидкостей, которые могли бы быть использованы для подвода теплоты к эмиттерам термоионных электрогенераторов и отвода теплоты от коллекторов этих устройств. О таком применении тепловых труб более подробно рассказывается в гл. 7. Вскоре после публикаций Гровера [В-3] начались работы по созданию тепловых труб на жидких металлах — Дана в Харуэлле и Нея и Буссе в Испре, причем оба центра занимались разработкой ядерных термоионных генераторов. Интерес к использованию идеи тепловых труб для космических и наземных применений быстро возростал. Были проведены исследования со многими рабочими жидкостями, включая металлы, воду, аммиак, ацетон, спирт, водород и гелий. В то же время стала более стройной теория тепловых труб, причем наиболее важный вклад в разработке теории тепловых труб принадлежит работе Коттера [В-4], опубликованной в 1965 г. Рост количества публикаций, последовавших за первой работой Гровера, появившейся в 1964 г., показывает, насколько возрос интерес к работам по исследованию и применению тепловых труб. В 1968 г. Чунг [В-5] приводит 80 работ, Чисхолм в своей книге, вышедшей в 1970 г. [В-6] ссылается на 149 работ, а недавно изданная библиография [В-7] по тепловым трубам включает 544 названия. В октябре 1973 г. в Штутгарте была проведена Первая международная конференция по тепловым трубам; после которой можно действительно считать, что тепловые трубы получили общее признание.

Области применения тепловых труб очень разнообразны. Тепловые трубы используются, например, для охлаждения криогенных мишеней в ядерных ускорителях, для охлаждения электронного оборудования, в установках для кондиционирования зданий, в печах, при охлаждении и нагреве двигателей, в космических летательных аппаратах. О применении тепловых труб более подробно говорится в гл. 7.

Содержание книги. В гл. 1 подробно рассматривается история развития тепловых труб. В гл. 2 приводятся теоретические основы процессов, протекающих в тепловой трубе, которые в настоящее время достаточно хорошо разработаны, хотя и существуют некоторые вопросы, требующие дальнейших исследований, особенно расчет условий кризиса теплоотдачи. В гл. 3 рассматриваются проблемы, связанные с применением теории, изложенной в гл. 2, а также дается ряд практических соображений по общему расчету тепловой трубы. В ней также приводятся несколько примеров конструктивного расчета трубы. Глава 4 касается выбора материалов. В ней обсуждаются их совместимость, ресурсные испытания труб, проблемы технологии изготовления, заполнения и герметизации. В гл. 5 описываются специальные типы тепловых труб. В гл. 6 рассматриваются тепловые трубы переменной проводимости, а в гл. 7 — типичные случаи применения тепловых труб. В приложениях собрано большое количество справочных данных, которые могут понадобиться при проработке материала.



ГЛАВА ПЕРВАЯ

История создания тепловых труб

Как уже упоминалось во Введении, впервые идея тепловой трубы предложена Гоглером из американской фирмы General Motors Corporation (GMC). В патентной заявке от 21 декабря 1942 г., опубликованной как Патент США № 2350348, 6 июня 1944 г., тепловая труба описывается применительно к холодильной установке.

Как указывалось Гоглером, целью изобретения было «... обеспечение поглощения теплоты, или другими словами, испарения жидкости в точке, лежащей выше области конденсации или зоны отвода теплоты, без дополнительных затрат на подъем жидкости от

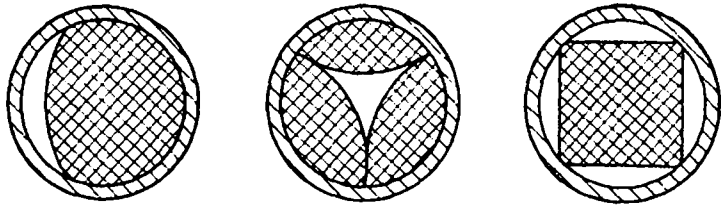


Рис. 1-1. Предложенные Гоглером варианты геометрии тепловой трубы.

уровня конденсатора». В качестве средства возврата жидкости из конденсатора в испаритель была предложена капиллярная структура, и, в частности, Гоглер полагал, что одним из вариантов такой структуры мог бы быть спеченный из порошка железный фитиль. Предложенные Гоглером геометрии фитилей показаны на рис. 1-1. Интересно отметить, что во всех трех вариантах для потока пара отведена сравнительно небольшая часть поперечного сечения трубы.

Одним из типов холодильной установки, предложенной Гоглером, показан на рис. 1-2. В данном случае тепловая труба используется для отвода теплоты из внутреннего отделения холодильника к установленному снизу поддону, заполненному кусками льда. Для улучшения теплообмена между тепловой трубой и льдом тепловая труба оборудуется трубчатой паровой камерой с наружными ребрами, которая также служит резервуаром для рабочей жидкости тепловой трубы. Тепловая труба в предложенном Гоглером виде не была осуществлена, и техническая идея не вышла за рамки патента, так как GMC применила другую, более доступную в то время технологию для решения конкретных тепловых задач.

В патенте Гровера [1-2], представленном от имени Комиссии по атомной энергии США в 1963 г., для описания устройства, по существу идентичного предложенному в патенте Гоглера, использован термин «тепловая труба». Патент Гровера, кроме того, включает в себя небольшой теоретический анализ процесса и содержит описание результатов экспериментов, проведенных с трубами из нержавеющей стали с фитилями из проволочной сетки и натрием в качестве рабочей жидкости, причем в качестве возможных рабочих жидкостей упомянуты еще также литий и серебро.

Под руководством Гровера в Лос-Аламосской лаборатории в штате Нью-Мексико была выполнена обширная программа по исследованию и разработке тепловых труб, и ее предварительные результаты были изложены в первой публикации по тепловым трубам [1-3]. Вслед за этой лабораторией аналогичную работу над натриевой и другими тепловыми трубами начала Лаборатория по атомной энергии в Харуэлле (Великобритания) [1-4]. Исследования в Харуэлле были направлены преимущественно на применение тепловых труб в термодинамических преобразователях ядерной энергии; подобная программа была развернута и в Объединенном ядерном исследовательском центре в Испре (Италия) под руководством Нея и Буссе. Работы в Испре продвигались очень быстро, и эта лаборатория стала самым активным центром по исследованию тепловых труб за пределами США [1-5, 1-6].

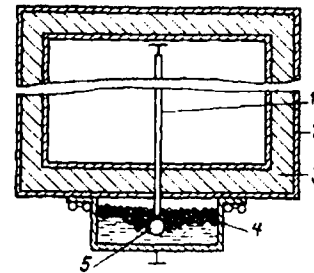


Рис. 1-2. Холодильный агрегат с тепловой трубой, запатентованной Гоглером в 1944 г.

1 — тепловая труба; 2 — корпус; 3 — изоляция; 4 — куски льда; 5 — конденсатор.

Работы в Испре были связаны с разработкой тепловых труб для подвода теплоты к эмиттерам и отвода теплоты от коллекторов. В этих условиях были нужны трубы, работающие в температурных диапазонах от 1600 до 1800°C (для эмиттеров) и 1000°C (для коллекторов). В Испре основное внимание было уделено тепловым трубам эмиттеров, разработка которых потребовала решения более сложных задач, связанных с обеспечением их надежности в течение длительного периода эксплуатации.

Первой фирмой, развернувшей серийное производство тепловых труб, была RCA [1-7, 1-8]. Большинство заказов на ранней стадии работ поступило от правительства США. В течение двухлетнего периода с середины 1964 до середины 1966 г. RCA изготовила тепловые трубы, в которых в качестве материалов стенок корпуса были использованы стекло, медь, никель, нержавеющая сталь, молибден. В качестве рабочих жидкостей применялись вода, цезий, натрий, литий и висмут. Достигнутая максимальная рабочая температура составляла 1650°C.

Не все ранние исследования по тепловым трубам были связаны с созданием высокотемпературных труб. Деверолл и Кемме [1-9] разработали тепловую трубу для применения на искусственном спутнике, в которой рабочей жидкостью служила вода, первые проекты по тепловым трубам переменной проводимости были также сделаны для спутника [1-10]. (Трубы с переменной теплопроводностью подробно рассматриваются в гл. 6.)

В течение 1967—1968 гг. появилось несколько статей в научной печати, большей частью в США, свидетельствующих о расширении области применения тепловых труб, которые использовались для охлаждения электронных устройств, для кондиционирования воздуха, охлаждения двигателей и т. д.

[1-11, 1-12, 1-13]. Для этих целей разработаны, в частности, гибкие и плоские тепловые трубы. Главным достоинством тепловой трубы, привлечшим к себе внимание, явилась ее существенно большая теплопроводность по сравнению даже с такими прекрасными проводниками теплоты как медь, причем водяная тепловая труба с простым фитилем обладает в сотни раз большей эффективной теплопроводностью, чем медный стержень тех же размеров.

Работы в Лос-Аламосской лаборатории продолжались в больших масштабах. Главное внимание по-прежнему уделялось применению

тепловых труб для спутников, и первый полет спутника с тепловой трубой состоялся в 1967 г. [1-9]. Для того чтобы продемонстрировать успешную работу тепловой трубы в космических условиях, спутник с тепловой трубой с корпусом из нержавеющей стали и водой в качестве рабочей жидкости и с электрическим обогревом был выведен на околоземную орбиту с мыса Кеннеди при помощи ракеты-носителя «Атлас-Эджена». После выхода спутника на орбиту труба автоматически включалась в работу и телеметрические данные о ее работе принимались пунктами слежения в течение 14 витков вокруг Земли. Данные позволили заключить, что тепловая труба работала успешно.

В настоящее время теория тепловой трубы разработана, главным образом, Коттером [1-14], также сотрудником Лос-Аламосской лаборатории. Исследования в лабораториях Соединенных штатов и в Испре велись настолько активно, что в своем критическом обзоре теории и приложения тепловых труб в 1968 г. Чунг смог процитировать более 80 статей по всем аспектам работ над тепловыми трубами. Ему удалось показать высокую надежность жидкометаллических тепловых труб при длительной работе (9000 ч) при повышенных температурах (1500°C). Были сконструированы тепловые трубы, способные передавать осевые тепловые потоки до 7 кВт/см², и планировалось более чем вдвое увеличить этот параметр. Были получены радиальные тепловые потоки до 400 Вт/см².

Чунг упомянул также о различных формах фитиля, включая фтиль артериального типа, показанный на рис. 1-3, который был разработан Катцфром [1-16]. Он был испытан в тепловой трубе

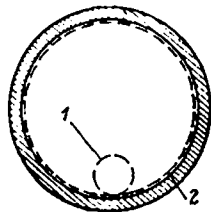


Рис. 1-3. Артериальный фитиль, предложенный Катцфром [1-16].

1 — артерия; 2 — раздающий фитиль.

со стеклянным корпусом, в которой рабочей жидкостью служил спирт. Назначение артерии, примененное к тепловой трубе, стало общим правилом для тепловых труб, разработанных для спутников, состоит в том, чтобы обеспечить транспортировку жидкости от конденсатора к испарителю при небольшом перепаде давлений. В зоне испарения рабочая жидкость перераспределяется по периметру тепловой трубы с помощью мелкопористого фитиля, размещенного около стенки.

Вслед за первым испытанием тепловой трубы в космосе в 1967 г. [1-9] она была впервые применена для теплового регулирования спутника Geos-B, запущенного с военно-воздушной базы Ванденберг в 1968 г. [1-17]. На спутнике были использованы две тепловые трубы, расположенные, как показано на рис. 1-4. В качестве материала корпуса тепловых труб был применен алюминиевый сплав 6061 T-6, а материала фитиля — алюминиевая сетка (120 меш). В качестве рабочей жидкости использовался фреон-11. Назначение тепловых труб состояло в снижении до минимума разности температур между различными ответчиками на спутнике. На основании 145-суточного периода наблюдений было установлено, что разница между максимальной и минимальной температурами ответчиков была значительно меньше, чем при подобных же условиях на запущенном ранее спутнике Geos-A, на котором не использовались тепловые трубы. Тепловые трубы работали в режиме, близком к изотермическому, с высокой эффективностью в течение всего периода наблюдений.

В 1968 г. Буссе опубликовал статью [1-18], в которой он собрал сведения о работах в области тепловых труб, проводившихся в Европе. Примечательно, что лаборатория Евроатома в Испре все еще оставалась центром, где сосредотачивались основные работы по тепловым трубам. Однако и ряд других европейских лабораторий внесли свой вклад в эту проблему, среди них Brown Bowery (BB), Атомный исследовательский центр в Карлсруэ, Институт ядерной энергии (IKE) в Штутгарте, атомный исследовательский центр в Гренобле. Экспериментальные программы в названных выше лабораториях ориентировались главным образом на тепловые трубы с жидкометаллическими жидкостями и посвящались ресурсным испытаниям труб и измерениям максимальных осевых и радиальных тепловых потоков. Были также изучены теоретические аспекты ограничений теплопередающей способности труб. К настоящему времени опубликованы результаты фундаментальных исследований отдельных процессов, реализуемых в тепловых трубах. Они, например, включают разработку фитилей, анализ факторов, воздействующих на предельные тепловые потоки в испарителе, на эффективность работы трубы с неконденсирующимся газом. В Японии компанией «Киса

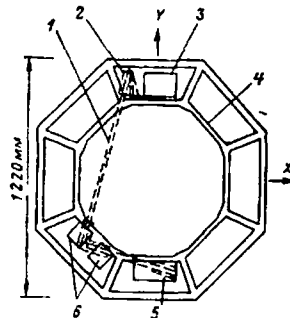


Рис. 1-4. Тепловые трубы, использовавшиеся в космосе на спутнике GEOS-B.

1 — длинная тепловая труба; 2 — крепление трубы; 3 — ответчик дальности в скорости; 4 — стенка лабораторного отсека; 5 — короткая тепловая труба; 6 — СВ1 и СВ2 ответчики С-диапазона.

Сейдзо Кайса» [1-19] была проведена ограниченная экспериментальная программа исследований. Представляя в апреле 1968 г. статью по результатам этой работы инженерам по кондиционированию и холодильной технике, Нозу описал воздухоподогреватель, в котором используются пучки оребренных тепловых труб. Такие теплообменники с тепловыми трубами приобретают особое значение в условиях современного положения с энергетическими ресурсами, так как они могут быть использованы для утилизации теплоты уходящих горячих газов и могут применяться в промышленных и бытовых кондиционирующих установках. Такие теплообменники сейчас имеются в продаже, они описываются в гл. 7.

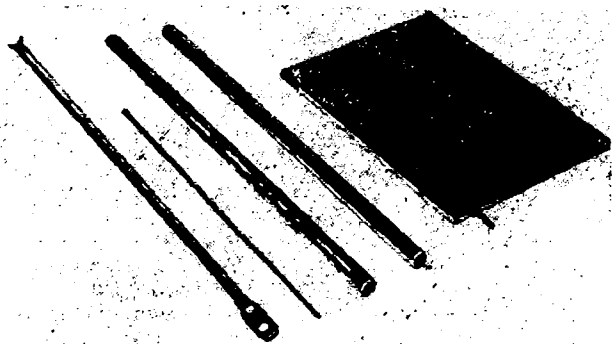


Рис. 1-5. Плоская и круглые тепловые трубы.

Опубликованная в течение 1969 г. литература по тепловым трубам показала, что исследовательские учреждения Великобритании, в том числе British Aircraft Corporation (BAC) и Royal Aircraft Establishment (RAE) все в большей степени начали осознать потенциальные возможности тепловых труб. В RAE [1-20] была исследована возможность применения тепловых труб и паровых камер для теплового регулирования спутников, аналогичные задачи решала BAC.

В том же 1969 г. была начата работа в International Research and Development Co (IRD) первоначально в форме изучения возможных способов применения, за которой последовала экспериментальная программа, связанная с производством плоских и круглых тепловых труб. Некоторые примеры изделий показаны на рис. 1-5. Исследования проводились также под руководством Данна в университете «Ридинг», часть сотрудников которого имела опыт работы с тепловыми трубами, приобретенный в Харуэлле, о котором говорилось выше. Национальная техническая лаборатория в Ист-Килбрайде и Национальный газотурбинный институт в Пайстоке также включились в работу в этой сфере.

Интерес Советского Союза к тепловым трубам вытекает из статьи, опубликованной в выходящем в СССР журнале «Теплофизика высоких температур» [1-21], хотя большая часть содержащейся в ней информации носит обзорный характер.

В 1969 г. появились дальнейшие работы по тепловым трубам с переменной проводимостью, причем большой вклад в их разработ-

ку был сделан Тернером в RCA [1-22] и Бинертом [1-23] из Duplatherm Corporation (DC). Были проведены теоретические исследования тепловых труб переменной проводимости для определения таких параметров этих устройств, как размер резервуара, рассмотрены практические вопросы его конструирования и чувствительности к внешним тепловым воздействиям. В это же время в NASA был разработан новый вид тепловой трубы, в которой отсутствовал фитиль. Это — вращающаяся тепловая труба, в которой для возврата жидкости от конденсатора к испарителю используется центробежная сила. Такая труба может быть использована для охлаждения роторов двигателей и лопаток турбин.

Грей [1-24] предложил также конструкцию кондиционера (рис. 1-6), который работает по принципу вращающейся тепловой трубы. (Подробно вращающаяся тепловая труба описывается в гл. 5). Вращающаяся тепловая труба не имеет тех капиллярных ограничений по возврату жидкости, которые характерны для обычной фитильной тепловой трубы, и ее передающая способность может быть во много раз больше. Получает все большее распространение применение тепловых труб в системах охлаждения электронных приборов в «некосмических областях». Для охлаждения блоков интегральных схем Шеппардом были предложены трубы прямоугольного сечения, Калимбасом и Хьюлеттом из Filco—Ford Corporation (FFC) [1-26] были описаны конструкция, расчет и технология изготовления тепловых труб для охлаждения мощных бортовых ламп с бегущей волной.

В большинстве работ по тепловым трубам до сих пор описывались трубы, у которых в качестве рабочей жидкости использовались жидкие металлы, а для более низких температур — вода, ацетон, спирт и т. д. В связи с необходимостью охлаждения чувствительных элементов инфракрасных сканирующих систем спутников появилась еще одна область применения тепловых труб, особое внимание было уделено криогенным тепловым трубам [1-27, 1-28]. Самой распространенной рабочей жидкостью в них являлся азот, который был наиболее подходящим в интервале температур от 77 до 100 К. Для этого же температурного интервала применялся также жидкий кислород. Резерфордская лаборатория высоких энергий была первой организацией в Великобритании, где были использованы криогенные тепловые трубы, причем тепловые трубы с жидким водородом использовались для охлаждения мишеней. Позднее там была разработана гелиевая криогенная труба, работающая при температуре 4,2 К.

К 1970 г. ряд компаний США приступили к серийному производству широкого ассортимента тепловых труб. Среди фирм, производ-

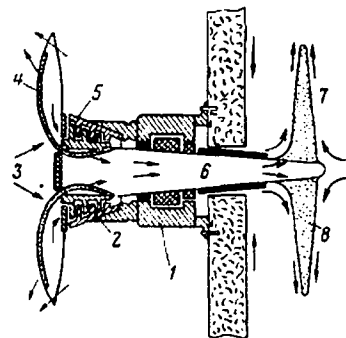


Рис. 1-6. Компактный кондиционирующий агрегат с бесфитильной вращающейся тепловой трубой.

1 — мотор; 2 — жидкость; 3 — воздух внутри помещения; 4 — вентилятор; 5 — компрессор; 6 — пар; 7 — наружный воздух; 8 — диск.

ляющих на рынок стандартные тепловые трубы, а также разрабатывающих и изготовляющих специальные конструкции трубы для особых целей, были RCA, Thermo-Elektron (TE), Norep Products (NP). Позднее появились трубы английских фирм (список фирм, серийно производящих тепловые трубы, дан в приложении 4).

Дальнейшее совершенствование тепловых труб и развитие исследований в этой области, в частности, в Европе, описаны в отдельных разделах этой книги. Достижения в этой сфере за последние четыре года можно суммировать следующим образом:

1. Были разработаны тепловые трубы переменной проводимости специально для использования на космических объектах. В последних моделях этих труб используется принцип регулирования с активной обратной связью для улучшения времени срабатывания и чувствительности.

2. Созданы тепловые трубы, работающие в диапазоне от 4 до 2800 К, срок службы которых во всем температурном диапазоне, кроме экстремальных случаев, в общем приемлем.

3. Европейская организация космических исследований (ESRO) способствовала развитию работ в Европе путем заключения контрактов на разработку систем на тепловых трубах для европейских спутников.

4. Состоялась Первая международная конференция по тепловым трубам (Штутгарт, 1973 г.), на которой были представлены работы из Голландии, ФРГ, Советского Союза, Чехословакии, Франции, Италии и Великобритании, а также из Соединенных Штатов.

ГЛАВА ВТОРАЯ

Теория тепловых труб

2-1. ВВЕДЕНИЕ

В данной главе рассмотрена теория тепловой трубы. Для обеспечения работы тепловой трубы необходимо, чтобы максимальный капиллярный напор $(\Delta P_c)_{\max}$ превышал полное падение давления в трубе. Это падение давления складывается из трех составляющих:

а) перепада давлений ΔP_l , необходимого для возврата жидкости из конденсатора в испаритель;

в) перепада давления ΔP_v , требуемого для обеспечения перетекания пара из испарителя в конденсатор;

с) гравитационной составляющей ΔP_g , которая может быть положительной или отрицательной, а также равной нулю. Таким образом, должно выполняться соотношение

$$(\Delta P_c)_{\max} \geq \Delta P_l + \Delta P_v + \Delta P_g. \quad (2-1-1)$$

Если это условие не будет соблюдено, то произойдет высыхание фитиля в зоне испарения и труба не будет работать. В настоящей главе будет дано краткое описание явления поверхностного натяжения и связанных с ним капиллярных эффектов, а также будет приведено выражение для капиллярного напора. Затем будут проанализированы составляющие ΔP_l и ΔP_v полного падения давления. Определение последней составляющей очень сложно, однако в книге приводится простое выражение, позволяющее осуществлять приближенный расчет ΔP_v , при этом одновременно дается описание основных положений теории данного вопроса.

При запуске, а также в процессе нормальной эксплуатации определенных типов высокотемпературных жидкотеплопроводящих тепловых труб скорость пара может достигнуть скорости звука. В этом случае при анализе процессов следует учитывать эффекты, связанные со сжимаемостью потока. Возможность достижения скорости звука является одним из ограничений максимальной передающей способности тепловой трубы. Другие ограничения связаны: при низких температурах — с действием вязкостных сил, а при повышенных температурах — со срывом капель рабочей жидкости с поверхности фитиля под действием парового потока, в других случаях — с недостаточным капиллярным напором и кризисом теплоотдачи в испарительной зоне (запариванием фитиля).

На рис. В-1 были схематически показаны процессы, протекающие в тепловой трубе, возможность нарушения которых обуславливает тот или иной вид ограничения ее максимальной осевой передающей способности.

Необходимо, чтобы на диаграмме тепловой трубы выбранная рабочая точка располагалась ниже кривых, ограничивающих мощность трубы. Действительный рабочий диапазон зависит от рода рабочей жидкости и материала фитиля и будет существенно отличаться для различных тепловых труб. Показано, что если потерями давления в паровой фазе и гравитационным напором можно пренебречь, то величины, определяющие максимальную передающую способность устройства, можно объединить в некий критерий качества M :

$$M = \frac{\rho_l \sigma_l L}{\mu_l}, \quad (2-1-2)$$

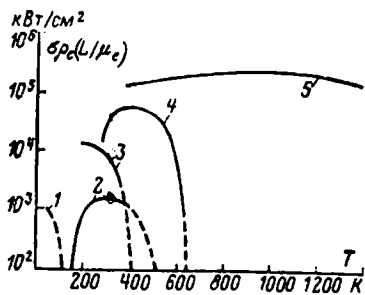


Рис. 2-1. Зависимость параметра «качества» M рабочей жидкости от температуры. 1 — Na; 2 — метиловый спирт; 3 — NH_3 ; 4 — H_2O ; 5 — Na.

где ρ_l — плотность; σ_l — поверхностное натяжение; L — энтальпия или скрытая теплота парообразования; μ_l — вязкость рабочей жидкости.

Изменение критерия M с температурой для ряда рабочих жидкостей показано на рис. 2-1. Кроме теплофизических свойств на выбор рабочей жидкости влияет также ее стоимость, последнее обстоятельство будет детально проанализировано в гл. 3.

Несмотря на то что тепловая труба обладает очень высокой теплопроводностью, в ней существуют радиальные перепады температур в испарителе и конденсаторе и аксиальный перепад температур вдоль трубы. В книге приводятся формулы, которые позволяют оценивать эти температурные перепады.

2-2. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ И ПОВЕРХНОСТНАЯ ЭНЕРГИЯ

2-2-1. Введение. Молекулы жидкости притягиваются друг к другу. Молекула внутри жидкости будет притягиваться другими расположенными вокруг нее молекулами. В среднем сила притяжения оказывается одинаковой по всем направлениям, и, следовательно, результирующее воздействие будет равно нулю. Когда молекула расположена на поверхности жидкости или вблизи нее, силы притяжения уже не будут уравниваться и появится результирующая сила, направленная внутрь жидкости. Вследствие этого жидкость будет стремиться принять такую форму, при которой площадь ее поверхности окажется минимальной, т. е. форма капли, свободно падающей в вакууме будет сфера. Из-за этого самопроизвольного стремления к сокращению поверхность жидкости ведет себя подобно растянутой резиновой мембране.

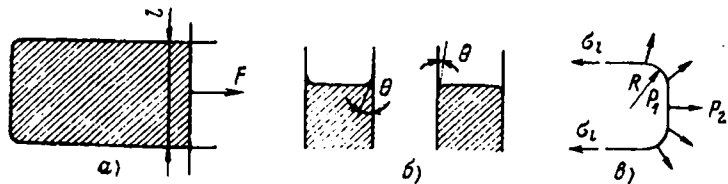


Рис. 2-2. Иллюстрация действия поверхностного натяжения и разности давлений у искривленной поверхности.

Для увеличения площади поверхности следует совершить работу над жидкостью. Энергия, затраченная на выполнение этой работы, известна как поверхностная энергия, а соответствующая величина свободной поверхностной энергии, приходящейся на единицу площади этой поверхности, обозначается символом σ_l . Например, если мыльная пленка заполняет пространство внутри проволочной рамки, как это изображено на рис. 2-2, а, и поверхность пленки увеличивается путем перемещения одной из сторон рамки на расстояние dx , то совершенная работа будет равна Fdx , а приращение поверхностной энергии окажется равным $2\sigma_l dx$.

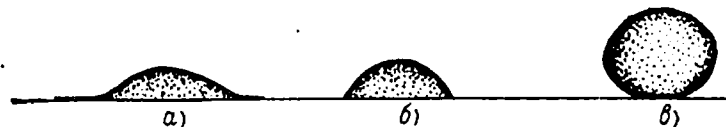


Рис. 2-3. Смачивающий и несмачивающий контакт жидкости с поверхностью.

а — смачивание; б — частичное смачивание; в — несмачивание.

Коэффициент 2 появляется вследствие того, что пленка имеет две свободные поверхности. Следовательно, если через T обозначить силу, приходящуюся на единицу длины каждой из двух поверхностей, то $2Tdx = 2\sigma_l dx$, или $T = \sigma_l$.

Эта сила, приходящаяся на единицу длины, известна как поверхностное натяжение. Она численно равна поверхностной энергии, приходящейся на единицу площади поверхности, в любой согласующейся системе единиц, например, Н/м или Дж/м².

Значения поверхностного натяжения для ряда жидкостей приведены в приложении 1.

Поскольку скрытая теплота парообразования L является мерой притяжения между молекулами жидкости, можно ожидать, что поверхностная энергия или поверхностное натяжение σ_l связано с L . Указанная связь на самом деле существует. Твердые тела также обладают свободной поверхностной энергией. Установлено, что ее значение аналогично значению свободной поверхностной энергии этого же материала в расплавленном состоянии.

Если жидкость находится в контакте с твердой поверхностью, то на молекулы жидкости, расположенные вблизи этой твердой поверхности, в дополнение к силам, действующим со стороны остальных молекул жидкости, действуют силы со стороны молекул твердого тела. В зависимости от того, будет ли это результирующее взаимодействие между жидкостью и твердым телом притягивающим или отталкивающим, поверхность жидкости у границы твердого тела изогнется наружу или внутрь, как это показано на рис. 2-2, б. В качестве наиболее хорошо известных примеров действия результирующих сил притяжения и отталкивания соответственно можно упомянуть поведение воды и ртути.

В том случае, когда наблюдается притяжение, говорят о «смачивании» жидкостью твердой поверхности. Угол контакта поверхности жидкости с твердым телом известен как краевой угол θ . При смачивании поверхности краевой угол θ лежит между 0 и $\pi/2$, а при отсутствии смачивания $\theta > \pi/2$.

Условие смачивания является снижение в результате смачивания полной поверхности энергии системы, т. е. должно выполняться условие

$$\sigma_{sl} + \sigma_{lv} < \sigma_{sv},$$

в котором индексы s, l, v относятся соответственно к твердой, жидкой и паровой фазам, как это показано на рис. 2-3. Смачивание не будет происходить, если

$$\sigma_{sl} + \sigma_{lv} > \sigma_{sv} \quad (\text{рис. 2-3, в}).$$

Промежуточное состояние или частичное смачивание имеет место при

$$\sigma_{sl} + \sigma_{lv} = \sigma_{sv} \quad (\text{рис. 2-3, б}).$$

2-2-2. Разность давлений на искривленной поверхности. Одним из следствий существования поверхностного натяжения является то, что давление над вогнутой поверхностью меньше, чем над выпуклой. Эта разность давлений ΔP связана с поверхностной энергией σ_l и радиусом кривизны поверхности R (см. рис. 2-2, в). Соотношение между указанными величинами может быть получено следующим образом.

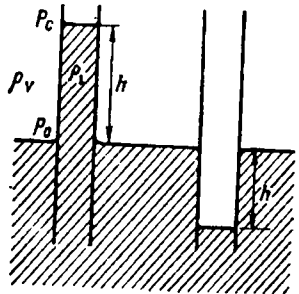


Рис. 2-4. Капиллярное поднятие жидкости в трубе.

Если мы рассмотрим полусферическую поверхность, то силы поверхностного натяжения, действующие по периметру, равны $2\pi R\sigma_l$. Они уравновешиваются силами давления, действующими на поверхность полусферы и равными $\Delta P\pi R^2$. Отсюда

$$\Delta P = 2\sigma_l/R. \quad (2-2-1)$$

Если поверхность характеризуется двумя радиусами кривизны, взятыми в двух взаимно перпендикулярных сечениях (R_1 и R_2), то можно показать, что

$$\Delta P = \sigma_l \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Из-за этой разности давлений в вертикальной трубе радиуса r уровень жидкости, смачивающей материал стенки, устанавливается на высоте h над уровнем плоской поверхности жидкости (рис. 2-4).

Из баланса давлений следует:

$$\rho_l g h = \frac{2\sigma_l}{r} \cos \theta,$$

где ρ_l — плотность жидкости, а θ — краевой угол.

Этот эффект известен как капиллярное поднятие или капиллярность, именно она является основной движущей силой для перемещения жидкости в обычной тепловой трубе.

В случае несмачивающих жидкостей искривленная поверхность погружается ниже уровня плоской поверхности. В тепловых трубах всегда используются смачивающие жидкости.

2-2-3. Изменение давления пара над искривленной поверхностью. Из рис. 2-4 видно, что давление паров над вогнутой поверхностью меньше, чем над плоской поверхностью жидкости на вес столба пара высотой h . Эта разность давлений

$$P_0 - P_c = \rho_p g h.$$

Принимаем ρ_p постоянной, что близко к истине. Тогда

$$(\rho_l - \rho_p) g h = 2\sigma_l/r$$

и окончательно

$$P_0 - P_c = \frac{2\sigma_l}{r} \frac{\rho_p}{\rho_l - \rho_p}.$$

Разность давлений $P_0 - P_c$ мала по сравнению с полным капиллярным напором $2\sigma_l/r$ и при расчетах тепловых труб ею можно пренебречь.

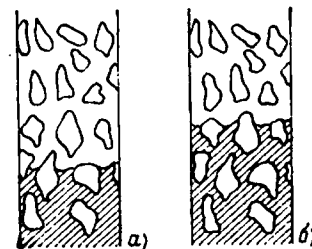


Рис. 2-5. Поднимающийся и опускающийся столб жидкости в капиллярной структуре.

а — положение поверхности раздела при подъеме столба жидкости; б — положение поверхности раздела при опускании столба жидкости.

2-2-4. Измерение поверхностного натяжения. Существует большое количество методов измерения поверхностного натяжения жидкости. Они описываются в хорошо известных работах [2-2] и [2-3]. Нас интересует величина $\sigma_l \cos \theta$ как мера капиллярных сил. Простейшим методом измерения значений этой величины является определение высоты капиллярного поднятия h в трубе, после чего можно рассчитать искомое значение как

$$\sigma_l \cos \theta = \frac{\rho_l g h r}{2},$$

На практике при проектировании тепловой трубы необходимо знать также r — эффективный радиус поры. Последний весьма сложно определить каким-либо методом, поскольку фитиль тепловой трубы изготавливается из спеченного пористого материала или из нескольких слоев высокопористой ткани. Измеряя максимальную высоту поднятия рабочей жидкости, можно получить информацию о значении капиллярного напора для различных сочетаний рабочей жидкости — фитиль. Данные по значениям максимального поднятия в различных структурах опубликованы рядом исследователей, и некоторые результаты приведены в гл. 3. Результаты экспериментов для одной и той же структуры могут отличаться друг от друга в зависимости от того, происходило поднятие или же опускание мениска. Причина этого явления становится ясной из рис. 2-5.

Другим используемым простым методом определения σ_l является метод Бера или метод максимального давления в пузырьке, принцип которого иллюстрируется рис. 2-6. Давление в пузырьке посте-

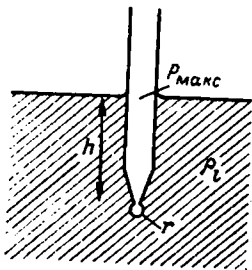


Рис. 2-6. Метод Егера для измерения поверхностного натяжения.

ленно увеличивают, пока пузырь не оторвется, после чего давление падает. Когда радиус пузыря оказывается равным радиусу трубки, давление в нем достигает максимума $P_{\text{макс}}$. В этой точке справедливо соотношение

$$P_{\text{макс}} = \rho_l h g + \frac{2\sigma_l}{r}$$

Этот метод использовался Богдански и Шинсом для определения поверхностного натяжения жидких металлов [2.4]. Значения поверхностного натяжения двух жидкостей могут быть сопоставлены путем сравнения массы капель, падающих из вертикальной трубы малого диаметра. Если эти массы равны m_1 и m_2 соответственно, то

$$\frac{m_1}{m_2} \approx \frac{\sigma_{l1}}{\sigma_{l2}} \quad (2-2-2)$$

2-2-5. Зависимость поверхностного натяжения от температуры. Поверхностное натяжение уменьшается с ростом температуры. Этот эффект впервые был исследован Этвешем [2-3]. Предложенное им уравнение было позднее модифицировано Рамзаем и Шилдсом, после чего оно приобрело следующий вид:

$$\sigma_l \left(\frac{M}{\rho_l} \right)^{2/3} = H (T_c - \delta - T), \quad (2-2-3)$$

где M — молекулярный вес; T_c — критическая температура, К; T — рабочая температура, К; H — константа, равная 2,12 для обычных неассоциирующих жидкостей (для таких веществ, как вода и спирты, у которых имеются гидроксильные группы, H имеет пониженное значение, причем оно также зависит от температуры).

Уравнение Этвеша — Рамзая — Шилдса не согласуется с результатами экспериментов с жидкими металлами и расплавленными солями. Богдански и Шинсом [2-5] получили следующее выражение для поверхностного натяжения жидких металлов:

$$\frac{\sigma_l}{\sigma_{l0}} = 1 - \frac{T}{T_c} - 0,40 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \frac{T}{T_c}, \quad (2-2-4)$$

которое хорошо согласуется с опытными результатами, если за T_c брать значение, на 10% меньшее истинного значения критической температуры.

2-2-6. Капиллярное давление ΔP_c . Из уравнения (2-2-1) следует, что перепад давлений на искривленной жидкой поверхности равен:

$$\Delta P = \frac{2\sigma_l}{R}$$

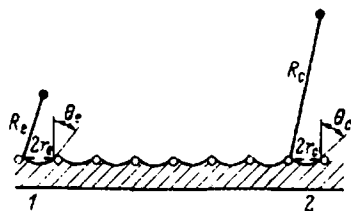


Рис. 2-7. Фитиль и характеристики пор в зонах испарения и конденсации.

1 — испаритель; 2 — конденсатор.

Из рис. 2-7 видно, что $R \cos \theta = r$, где r — эффективный радиус поры фитиля, а θ — краевой угол. Следовательно, капиллярный напор в испарителе будет равен:

$$\Delta P'_{e} = 2\sigma_l \frac{\cos \theta_c}{r_c}$$

Аналогично для конденсатора получим:

$$\Delta P'_{c} = 2\sigma_l \frac{\cos \theta_c}{r_c}$$

Результирующий капиллярный напор будет равен:

$$\Delta P_c = 2\sigma_l \left(\frac{\cos \theta_c}{r_c} - \frac{\cos \theta_c}{r_c} \right). \quad (2-2-5)$$

Максимальное значение напора будет достигаться тогда, когда $\cos \theta_e = 1$, а $\cos \theta_c = 0$. Следовательно,

$$(\Delta P_c)_{\text{макс}} = \frac{2\sigma_l}{r_c}. \quad (2-2-6)$$

2-3. ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ СИЛАМИ ТРЕНИЯ

В настоящем параграфе мы рассмотрим перепады давлений в жидкой и паровой фазах, которые обусловлены действием сил трения. Здесь удобно будет ввести некоторые определения, которые позднее будут использованы в данной главе.

2-3-1. Ламинарное течение — уравнение Хагена — Пуазейля. Стационарное ламинарное течение несжимаемой жидкости с постоянной вязкостью μ в круглой трубе радиуса a описывается уравнением Хагена — Пуазейля. Это уравнение связывает скорость жидкости v_r на радиусе r с перепадом давления $P_2 - P_1$ на участке трубы длиной l :

$$v_r = \frac{a^2}{4\mu} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \frac{P_2 - P_1}{l}$$

Скорость по радиусу изменяется по закону параболы от максимального значения на оси трубы

$$v_m = \frac{a^2}{4\mu} \frac{P_2 - P_1}{l}$$

до нулевого на стенке. Средняя по сечению скорость равна;

$$v = \frac{a^2}{8\mu} \frac{P_2 - P_1}{l}$$

или, переписав это уравнение, имеем:

$$\frac{P_2 - P_1}{l} = \frac{8\mu v}{a^2}. \quad (2-3-1)$$

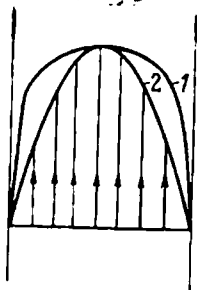


Рис. 2-8. Распределение скорости в круглой трубе для ламинарного и турбулентного течений.

1 — турбулентное течение; 2 — ламинарное течение.

При одномерном описании задач повсюду будет использоваться средняя скорость v . Объемный расход S , протекающий через трубу за секунду, равен:

$$S = v\pi a^2 = \frac{\pi a^4}{8\mu} \frac{P_2 - P_1}{l}.$$

Если ρ — плотность жидкости, то массовый расход \dot{m} запишется как

$$\dot{m} = \rho S = \frac{\rho \pi a^4}{8\mu} \frac{P_2 - P_1}{l}. \quad (2-3-2)$$

2-3-2. Аксиальное число Рейнольдса Re . При возрастании скорости происходит переход от ламинарного течения к турбулентному. Точка перехода характеризуется определенным значением числа Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho v l}{\mu}, \quad (2-3-3)$$

где $d = 2a$ — диаметр трубы.

Число Re — безразмерное, и если записать его в форме

$$Re = \frac{\rho v^2}{\mu \frac{v}{d}},$$

то можно видеть, что оно характеризует соотношение инерционных и вязкостных сил, действующих на жидкость. При $Re > 2100$ происходит изменение характера течения от ламинарного к турбулентному, соответственно меняется и профиль скорости, переходя от параболического к изображенному на рис. 2-8. Полезно сравнить кинетический напор или поток энергии с потерями энергии, связанными с вязкостным трением в трубе длиной l . Выразим обе эти величины через эффективный перепад давлений ΔP . Член, описывающий кинетический напор, $\Delta P_{KE} = \rho v^2 / 2$. Член, определяющий вязкостные потери, описывается уравнением (2-3-1)

$$\Delta P_E = \frac{8\mu v l}{a^2}.$$

$$\frac{\Delta P_{KE}}{\Delta P_E} = \frac{\rho v a^2}{16\mu l} = \frac{Re a}{32l},$$

т. е. полагая, что поток остается все еще ламинарным, кинетический напор ΔP_{KE} будет равен вязкостным потерям на участке длиной

$$l = \frac{Re a}{32}. \quad (2-3-4)$$

2-3-3. Турбулентное течение — уравнение Фаннинга. Перепад давлений в турбулентном потоке обычно связывается со средней скоростью уравнением Фаннинга

$$\frac{P_2 - P_1}{l} = \frac{4}{d} f \frac{\rho v^2}{2}, \quad (2-3-5)$$

где f — фактор трения Фаннинга. Значение f зависит от числа Рейнольдса и в области турбулентного течения описывается уравнением Блазиуса

$$f = 0,0791 Re^{-0,25}, \quad 2100 < Re < 10^4. \quad (2-3-6)$$

Видно, что если для области $Re < 2100$ принять $f = 16/Re$, то уравнение Фаннинга перейдет в уравнение Хагена — Пуазейля.

2-3-4. Уравнение Навье — Стокса. Представленное выше простое одномерное рассмотрение задачи обычно адекватно описывает процессы, протекающие в жидкой фазе. Ситуация в паровой фазе оказывается значительно более сложной, поскольку требуется учитывать радиальные составляющие скорости в испарителе и конденсаторе. Если выполнить это требование, то окажется, что профиль скорости в зоне испарения и на адиабатическом участке приближается к профилю скорости в случае течения Хагена — Пуазейля, но сильно отклоняется от него в зоне конденсации. Для того чтобы выполнить полный анализ, необходимо решить полное уравнение количества движения. Словесно это уравнение для элементарного объема можно описать следующим образом:

Масса элемента \times ускорение = сумме сил, действующих на элемент, = силе давления + вязкостной силе + гравитационной силе + другим массовым силам (например, магнитной силе).

Это уравнение известно как уравнение Навье — Стокса. Уравнение Навье — Стокса решается совместно с уравнением сплошности. Кроме того, если жидкость не является несжимаемой, то требуется дополнительно привлечь уравнение состояния.

Уравнение сплошности может быть описано следующим образом:

Масса, поступающая в элемент в единицу времени, — масса, покидающая элемент, = массе, накопленной элементом.

Уравнение состояния связывает плотность жидкости с давлением. Обычно принимается, что пар ведет себя как идеальный газ, т. е.

$$\rho = P/RT,$$

где P — давление; R — газовая постоянная данного вещества, равная R_0/μ ; T — абсолютная температура.

2-4. ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЙ В ЖИДКОЙ ФАЗЕ

Режим течения в жидкой фазе в тепловой трубе почти всегда ламинарный. Поскольку каналы для прохода жидкости в общем случае не будут прямолинейными и не будут иметь круглое поперечное сечение и, кроме того, будут соединяться между собой, то уравнение Хагена — Пуазейля должно быть модифицировано с учетом этих обстоятельств.

Поскольку массовый расход будет переменным как в зоне испарения, так и в зоне конденсации, то для этих

участков следует использовать не их геометрическую, а некую эффективную длину. Если изменение массы на единицу длины постоянно, то полный массовый расход для этих участков будет линейно нарастать или убывать. Поэтому, мы можем заменить длины испарителя l_e и конденсатора l_c на $l_e/2$ и $l_c/2$. Полная эффективная длина канала для прохода жидкости l_{eff} тогда будет равна:

$$l_{eff} = l_a + \frac{l_c + l_e}{2}. \quad (2-4-1)$$

Извилистость каналов в капиллярной структуре следует учитывать отдельно. Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Существуют три принципиальных типа геометрии фитилей (по характеру капиллярной структуры):

1. Фитиль с пористой структурой и взаимосвязанными порами. Под этот тип подходят тканевые, войлочные и спеченные фитили. Подобные фитили часто называют гомогенными фитилями.

2. Фитиль с открытыми канавками,

3. Фитиль с закрытыми каналами, т. е. в данном случае сечение для прохода жидкости отделено от паровой фазы мелкоячейстой капиллярной структурой. Тепловые трубы с каналами, закрытыми тканью, и артериальные фитили включены в этот тип геометрии. Фитили этого типа иногда называют составными.

2-4-1. Гомогенные фитили. Если ε — пористость фитиля, то доля его полного поперечного сечения, доступная для прохода жидкости, составит $\pi(r_w^2 - r_v^2)\varepsilon$.

Если r_c — эффективный радиус поры, то из уравнения Хагена — Пуазейля (2-3-2) следует:

$$\dot{m} = \frac{\pi(r_w^2 - r_v^2)\varepsilon r_c^2 \rho_l}{8\mu_l} \frac{\Delta P_l}{l_{eff}}. \quad (2-4-2)$$

Связывая \dot{m} с тепловым потоком соотношением $Q = \dot{m}L$, где L — скрытая теплота или энтальпия испарения, и переписывая выражение (2-4-2), получаем:

$$\Delta P_l = \frac{8\mu_l Q l_{eff}}{\pi(r_w^2 - r_v^2)\varepsilon r_c^2 \rho_l L}. \quad (2-4-3)$$

Для пористой среды это уравнение обычно записывается в следующем виде:

$$\Delta P_l = \frac{b\mu_l Q l_{eff}}{\pi(r_w^2 - r_v^2)\varepsilon r_c^2 \rho_l L}, \quad (2-4-4)$$

где b — безразмерная постоянная, равная примерно 10—20 и учитывающая поправку на извилистость каналов.

Это соотношение может быть полезным и для теоретического анализа, но оно содержит три постоянные b , ε и r_c , каждую из которых трудно измерить. Поэтому обычно при расчетах ΔP_l в подобного типа фитилях используют формулу Дарси, которая записывается как

$$\Delta P_l = \frac{\mu_l l_{eff} \dot{m}}{\rho_l K A}, \quad (2-4-5)$$

где K — проницаемость фитиля, а A — его поперечное сечение.

Сравнивая уравнения (2-4-5) и (2-4-2), видим, что формула Дарси представляет собой уравнение Хагена — Пуазейля, содержащее поправочные члены, объединенные параметром K , учитывающим размер пор, их распределение и извилистость каналов. Проницаемость K легко поддается измерению.

Иногда в литературе используют уравнение Блейка — Козени. Это уравнение связывает градиент давления в пористом теле, выполненном из сфер диаметром D , со скоростью жидкости. Подобно формуле Дарси это уравнение также представляет собой уравнение Хагена —

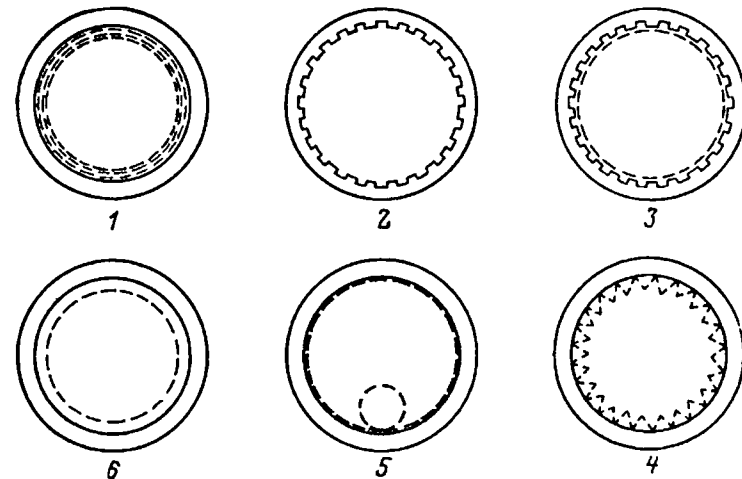


Рис. 2-9. Поперечные сечения некоторых фитилей.

1 — фитиль из сетки; 2 — открытые каналы; 3 — каналы, покрытые сеткой; 4 — волнистая сетка; 5 — артерия; 6 — кольцевой канал за сеткой.

Пуазейля с поправочными коэффициентами. Уравнение Блейка — Козени может быть записано следующим образом:

$$\Delta P_l = \frac{150 \lambda (1 - \epsilon')^2 l_{eff} v}{D^2 \epsilon'^3} \quad (2-4-6)$$

Оно справедливо только для ламинарного течения, т. е. должно соблюдаться условие

$$Re' = \frac{\rho v D}{\mu (1 - \epsilon')} < 10,$$

где $v = \dot{m} / \rho_l A$ — приведенная скорость, а ϵ' — равно отношению объема пор к полному объему тела.

Ряд характерных поперечных сечений фитилей представлен на рис. 2-9.

2-4-2. Фитиль, образованный продольными канавками. В фитилях, образованных продольными канавками, перепад давлений в жидкой фазе определяется формулой

$$\Delta P_l = \frac{8 \mu_l Q l}{\pi r_e^4 N \rho_l L}, \quad (2-4-7)$$

где N — число канавок, а r_e — эффективный радиус канавки, рассчитываемый по формуле

$$r_e = 2 \frac{\text{проходное сечение канавки}}{\text{смоченный периметр}}. \quad (2-4-8)$$

При больших скоростях пара касательные напряжения на поверхности жидкости будут препятствовать течению жидкости в открытых канавках. Эта помеха может быть устранена закрытием канавки мелкопористой сеткой. В итоге получается составной фитиль.

2-4-3. Составные фитили. Системы с артериальными или составными фитилями требуют применения вспомогательной капиллярной структуры для распределения жидкости по испарительной и конденсирующей поверхностям

$$\Delta P_l = \frac{8 \mu_l Q l}{\pi r_e^4 \rho_l L}, \quad (2-4-9)$$

Перепад давлений в фитиле, образованном пористой сеткой, расположенной на некотором удалении от стенки тепловой трубы и создающей кольцевую щель для прохода жидкости, может быть найден из уравнения Хагена — Пуазейля, записанного для канала с параллель-

ными стенками, при условии, что ширина кольцевой щели w мала по сравнению с радиусом парового канала трубы r_v . В этом случае

$$\Delta P_l = \frac{6 \mu_l Q l}{\pi r_v w^3 \rho_l L}. \quad (2-4-10)$$

Фитили подобной конструкции особенно пригодны для жидкометаллических тепловых труб.

В тепловых трубах могут использоваться каналы в форме полумесяца, когда сетка смещается вниз и касается стенки тепловой трубы, оставляя в верхней части зазор высотой $2w$. В этом случае

$$\Delta P_l = \frac{2,4 \mu_l Q l}{\pi r_v w^3 \rho_l L}. \quad (2-4-11)$$

2-5. ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ В ПАРОВОЙ ФАЗЕ

2-5-1. Введение. Полный перепад давлений в паровой фазе будет представлять собой сумму перепадов давлений в трех зонах, а именно в испарителе ΔP_{ve} , на адiabатном участке ΔP_{va} и в конденсаторе ΔP_{vc} .

Проблема расчета перепада давлений в паровой фазе в зонах испарения и конденсации осложняется наличием радиальных потоков пара, связанных с испарением и конденсацией. Удобно ввести некоторое дополнительное число Рейнольдса, а именно радиальное число Рейнольдса $R_r = \rho_v v r_v / \mu_v$, учитывающее радиальную составляющую вектора скорости v на поверхности фитиля, т. е. при $r = r_v$.

Из соображений удобства число R_r рассчитывается по радиусу парового канала r_v , а не по его диаметру, обычно используемому при определении аксиального числа Рейнольдса. Число R_r оказывается положительным в зоне испарения и отрицательным в зоне конденсации. В большинстве реальных конструкций тепловых труб R_r лежит в диапазоне от 1,0 до 100.

Радиальное число R_r связано с радиальной скоростью «вдува» или «отсоса» массы с единицы длины трубы $d\dot{m}/dz$ следующим соотношением:

$$R_r = \frac{1}{2\pi \mu_v} \frac{d\dot{m}}{dz}. \quad (2-5-1)$$

При постоянной скорости испарения или конденсации радиальное и аксиальное число Рейнольдса связаны

уравнением

$$R_r = \frac{Re}{4} \frac{r_0}{z}, \quad (2-5-2)$$

где z — расстояние от конца либо зоны испарения, либо зоны конденсации.

Из уравнения (2-3-4) видно, в случае ламинарного течения перепад давлений на участке длиной l , обусловленный действием вязкостных сил, равен кинетическому напору в том случае, когда

$$l = \frac{Re a}{32} = \frac{Re r_0}{32}.$$

Если подставить в это выражение $Re = 4R_r l / r_0$, то для зоны испарения или конденсации получим, что указанное условие сводится к соотношению

$$R_r = 8. \quad (2-5-3)$$

На рис. 2-10, заимствованном из работы Буссе [2-6], представлена зависимость R_r от мощности тепловой трубы на единицу длины для различных жидкометаллических рабочих жидкостей.

2-5-2. Несжимаемое течение (простая одномерная теория). В последующем анализе мы будем рассматривать пар как несжимаемую

жидкость. Это допущение подразумевает, что скорость течения v мала по сравнению со скоростью звука C в паре, т. е. число Маха $v/C < 0,3$, или иными словами, мы рассматриваем тепловые трубы, в которых ΔP_0 мало по сравнению с P_0 — средним давлением пара в трубе. Это допущение неоправдливо при описании процессов, сопровождающих запуск тепловых труб, оно также не всегда справедливо применительно к высокотемпературным жидкометаллическим тепловым

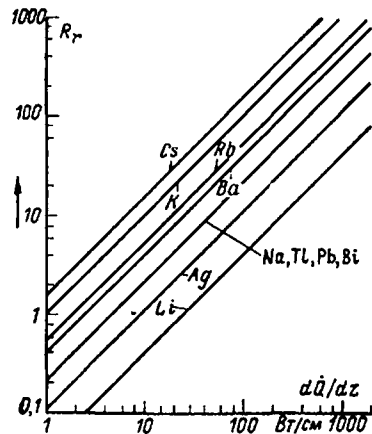


Рис. 2-10. Зависимость радиального числа Рейнольдса от количества теплоты на единицу длины тепловой трубы (рабочая жидкость — жидкий металл).

трубам. Влияние сжимаемости пара будет рассмотрено ниже.

В зоне испарения градиент давления в паровой фазе будет выполнять две функции:

1. Разгонять пар, поступающий в зону испарения, до осевой скорости v , поскольку этот пар первоначально обладает только радиальной составляющей вектора скорости. Эту долю градиента давлений мы будем называть инерционной составляющей $\Delta P'_v$.

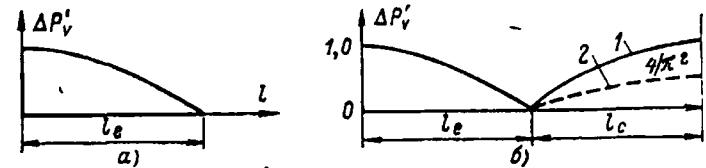


Рис. 2-11. Изменение давления пара по длине трубы, вызванное действием инерционных сил.

a — изменение давления вдоль испарителя; b — восстановление давления за счет уменьшения инерционной составляющей (адиабатный участок опущен); 1 — расчет по теории Коттера; 2 — полное восстановление давления.

2. Преодолевать силы трения на поверхности фитиля, т. е. при $r = r_0$. Соответствующая доля градиента называется вязкостной составляющей $\Delta P''_v$.

Значение инерционной составляющей можно оценить следующим образом. Если массовая скорость парового потока (на единицу поперечного сечения) в испарителе равна ρv , то тогда соответствующая плотность потока импульса (также на единицу поперечного сечения) будет равна $\rho v \times v$ или ρv^2 . Этот поток импульса в осевом направлении «обеспечивается» инерционной составляющей градиента давления. Следовательно

$$\Delta P'_v = \rho v^2. \quad (2-5-4)$$

Заметим, что $\Delta P'_v$ не зависит от длины зоны испарения. Характер изменения $\Delta P'_v$ по длине испарителя показан на рис. 2-11,а.

Вязкостную составляющую полного перепада давлений в испарителе можно оценить путем интегрирования уравнения Хагена — Пуазейля. Если расход массы, поступающей в испаритель на единицу длины dm/dz постоянный, то, интегрируя уравнение (2-3-2) по длине зоны испарения, получим:

$$\Delta P''_v = \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi r^4 v} \frac{l_c}{2}. \quad (2-5-5)$$

Таким образом, полный перепад давлений в зоне испарения ΔP_{ve} определится как сумма этих двух составляющих:

$$\Delta P_{ve} = \Delta P'_v + \Delta P''_v = \rho v^2 + \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi r^4 v} \frac{l_c}{2}. \quad (2-5-6)$$

Аналогичным путем может быть выполнен соответствующий анализ для зоны конденсации, однако в этом случае аксиальный поток импульса уменьшается по мере торможения потока пара. В итоге инерционная составляющая оказывается отрицательной, т. е. в зоне конденсации будет происходить восстановление давления. В рамках простой теории эти два инерционных члена компенсируют друг друга и полный перепад давлений в паровой фазе будет связан исключительно с наличием вязкостных составляющих. В дальнейшем будет показано, что «восстановление» инерционной составляющей падения давления в зоне конденсации не всегда оказывается возможным.

На адиабатном участке полный перепад давлений содержит только вязкостный член, который определяется либо уравнением Хагена — Пуазейля, либо уравнением Фаннинга в зависимости от типа течения. Для ламинарного течения

$$\Delta P_a = \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi r^4 v} l_a; \text{ Re} < 2100. \quad (2-5-7)$$

Для турбулентного течения

$$\Delta P_a = \frac{2}{r_v} f \frac{\rho v^2}{2} l_a; \text{ Re} > 2100, \quad (2-5-8)$$

где $f = 0,0791/\text{Re}^{1/4}$.

Следовательно, полный перепад давлений ΔP_v запишется как

$$\Delta P_v = \Delta P_{ve} + \Delta P_{ax} + \Delta P_{va} = \rho v^2 + \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi r^4 v} \left[\frac{l_e + l_c}{2} + l_a \right] \quad (2-5-9)$$

для случая ламинарного течения и отсутствия восстановления инерционной составляющей и как

$$\Delta P_v = \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi r^4 v} \left[\frac{l_e + l_c}{2} + l_a \right] \quad (2-5-10)$$

для ламинарного течения при полном восстановлении инерционной составляющей.

Уравнения (2-5-9) и (2-5-10) позволяют рассчитывать перепад давлений в паровой фазе в тепловых трубах простой конструкции и широко используются на практике.

2-5-3. Несжимаемое течение — одномерные теории Коттера и Буссе. В дополнение к допущению несжимаемости течения в приведенном выше анализе принято существование в потоке полностью развитого профиля скорости и полного восстановления давления. Для большого числа ситуаций эти допущения справедливы. Однако имеется значительное количество статей, содержащих более детальный анализ задачи. Результаты некоторых из этих статей будут приведены в данном и последующем параграфах.

Первый теоретический анализ тепловой трубы принадлежит Коттеру. Для случая $R_r \ll 1$ им использовано следующее соотношение, выведенное Юанем и Финкельштейном для ламинарного несжимаемого течения в цилиндрическом канале при постоянном вдуве или отсосе через пористую стенку [2-1]:

$$\frac{dP_v}{dz} = - \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi \rho v^4 v} \left[1 + \frac{3}{4} R_r - \frac{11}{270} R_r^2 + \dots \right].$$

Коттер получил выражение

$$\Delta P_{ve} = - \frac{4\mu_v l Q}{\pi \rho v^4 v L}, \quad (2-5-11)$$

которое идентично уравнению (2-5-5).

При $R_{re} \gg 1$ Коттер использовал соотношение для градиента давления, полученное Найтом и Макинтиром для случая течения с вдувом или отсосом через проницаемые параллельные плоские стенки. Результирующее выражение для градиента давления имеет вид:

$$\Delta P_{ve} = - \frac{\dot{m}^2}{8 \rho v^4 v}.$$

Если его переписать в следующем виде:

$$\Delta P_{ve} = - \frac{(\rho_v \pi r^2 v)^2}{8 \rho v^4 v} = - \frac{\pi^2}{8} \rho_v v^2, \quad (2-5-12)$$

то можно обнаружить, что оно несильно отличается от полученного ранее соотношения (2-5-4)

$$\Delta P_{ve} = - \rho v^2.$$

Однако в зоне конденсации Коттером использовался иной профиль скорости, и полученное им значение восстановления давления равняется

$$\Delta P_{\text{ср}} = + \frac{4}{\pi^2} \frac{\dot{m}^2}{8\rho v^4}, \quad (2-5-13)$$

что составляет всего лишь $4/\pi^2$ от $\Delta P_{\text{ср}}$, т. е. восстановление давления оказывается лишь частичным.

На адиабатном участке Коттером принималось наличие полностью развитого течения, и, следовательно, для этого участка было справедливо соотношение

$$\Delta P_{\text{ва}} = - \frac{8\mu_v \dot{m} l_a}{\pi \rho v^4}. \quad (2-5-14)$$

Результирующее выражение Коттера имеет вид:

$$\Delta P_v = - \left(1 - \frac{4}{\pi^2}\right) \frac{\dot{m}^2}{8\mu_v v^4} - \frac{8\mu_v \dot{m} l_a}{\pi \rho v^4}. \quad (2-5-15)$$

В работе Буссе также рассмотрена одномерная задача. На основе модифицированного профиля скорости Хагена — Пуазейля, решалось уравнение Навье — Стокса для длинной тепловой трубы. Результаты анализа Буссе описываются следующими соотношениями:

$$\Delta P_{\text{ср}} = - \frac{8\mu \dot{m}}{\pi \rho v^4} \frac{l_r}{2} \left[1 + R_{re} \left(\frac{7}{9} - \frac{8A}{27} + \frac{23A^2}{405}\right)\right]; \quad (2-5-16)$$

$$\Delta P_{\text{ср}} = - \frac{8\mu \dot{m}}{\pi \rho v^4} \frac{l_c}{2} \left[1 - R_{rc} \left(\frac{7}{9} - \frac{8a}{27} + \frac{23a^2}{405}\right)\right]; \quad (2-5-17)$$

$$\Delta P_{\text{ва}} = - \frac{8\mu \dot{m} l_a}{\pi \rho v^4} \left[1 + \frac{Re_{rv}}{8l_a} \frac{8}{27} (A - a) - \frac{23}{405} (A - a)^2\right]. \quad (2-5-18)$$

Из этих выражений видно, что первый член в каждом из вышеприведенных уравнений дает вязкостную составляющую градиента давления в ламинарном потоке. Оставшиеся члены учитывают инерционные эффекты. Рассмотрим эти члены для $\Delta P_{\text{ср}}$, т. е.

$$- \frac{8\mu \dot{m}}{\pi \rho v^4} \frac{l_r}{2} \frac{1}{2\tau_{\text{ср}}} \frac{\dot{m}}{l_r} \left[\frac{7}{9} - \frac{8A}{27} + \frac{23A^2}{405}\right].$$

Множитель $\frac{7}{9} - \frac{8A}{27} + \frac{23A^2}{405}$ изменяется от 0,78 при

$R_r = 0$ до 0,61 при $R_r = \infty$. Видно, что выражение в ито-

ге по структуре оказывается таким же, как и уравнение (2-5-4), и несильно отличается от него.

Полная разность давлений в паровой фазе составляет:

$$\Delta P_v = \Delta P_{\text{ср}} + \Delta P_{\text{ср}} + \Delta P_{\text{ва}} = - \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi \rho v^4} \left[l_r + \frac{l_c + l_a}{2}\right], \quad (2-5-19)$$

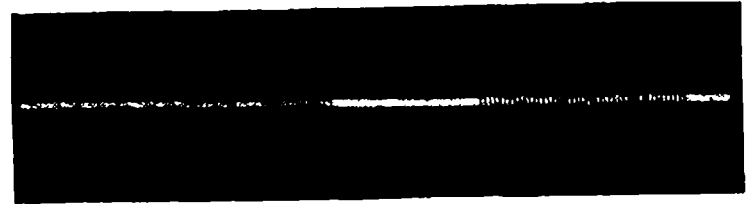


Рис. 2-12. Натриевая тепловая труба, сконструированная Кемме [2-7].

а инерционные составляющие взаимно уничтожаются, т. е. подразумевается полное восстановление давления.

2-5-4. Восстановление давления. Мы видели, что перепад давлений в зонах испарения и конденсации состоит

из двух членов: инерционного и вязкостного. В простой теории предполагается, что инерционные составляющие в зонах конденсации и испарения противоположны по знаку и взаимно уничтожаются, как это показано на рис. 2-11,б. Имеются экспериментальные доказательства этого восстановления давления. Например, выполненные Кемме фотографии работающей натриевой тепловой тру-

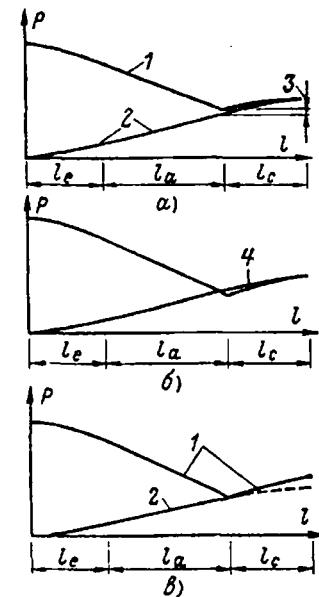


Рис. 2-13. Восстановление давления в тепловой трубе [2-8].

1 — давление в паровой фазе; 2 — давление в жидкой фазе; 3 — разность между падением давления в жидкой фазе и восстановлением давления в паровой фазе; 4 — падение давления в жидкой фазе меньше восстановления давления.

бы в этом плане служат весьма впечатляющей иллюстрацией (рис. 2-12). В этих экспериментах Кемме достигалось 60%-ное восстановление давления. Радиальное число Рейнольдса было больше десяти. Для простоты на рис. 2-11,б опущена вязкостная составляющая перепада давлений. На рис. 2-13,а показан также перепад давлений в жидкой фазе. Эрнст отмечал, что, если

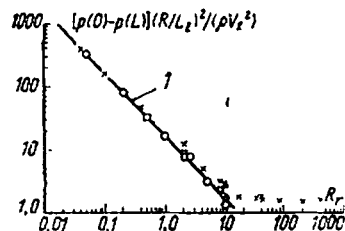


Рис. 2-14. Сравнение потерь давления в симметричных тепловых трубах с расчетами при допущении течения Пуазейля. 1 — полностью развитое течение Пуазейля, $16/Rc$; x — $L/R=10$; □ — $L/R=40$; ○ — $L/R=400$.

восстановление давления в конденсаторе больше падения давления в жидкой фазе в этой зоне (рис. 2-13,б), мениск в фитиле будет выпуклым. Хотя подобная ситуация в принципе возможна, все же при нормальной работе тепловой трубы в конденсаторе имеется избыток жидкости, так что это условие не может быть выполнено. По этой причине, если $\Delta P_{vc} > \Delta P_{lc}$, то обычно пренебрегают восстановлением давления и считают, что результирующая потеря или выигрыш давления в конденсаторе отсутствует (рис. 2-13,в).

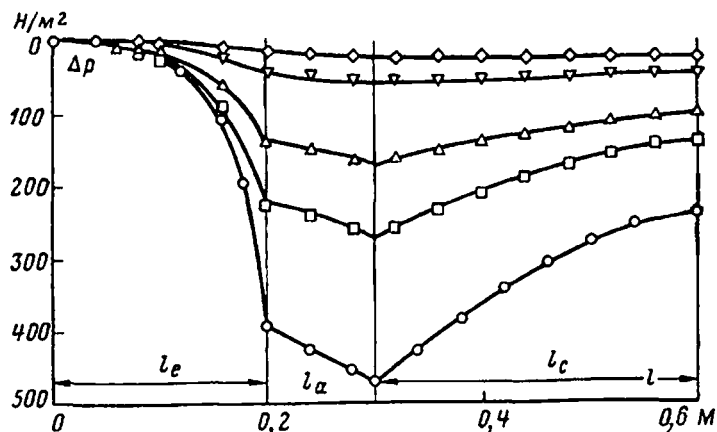


Рис. 2-15. Распределение падения давления вдоль тепловой трубы. ◇ — опыт № 1; ▽ — опыт № 2; △ — опыт № 3; □ — опыт № 4; ○ — опыт № 5.

2-5-5. Двумерное несжимаемое течение. Предшествующий анализ был ограничен одномерным течением. В реальных тепловых трубах температура и давление не остаются постоянными в поперечном сечении. Это изменение особенно важно в зоне конденсации. Указанная двумерная задача рассматривалась рядом авторов. Бэнкстон и Смит, а также Роухани и Тьен получили

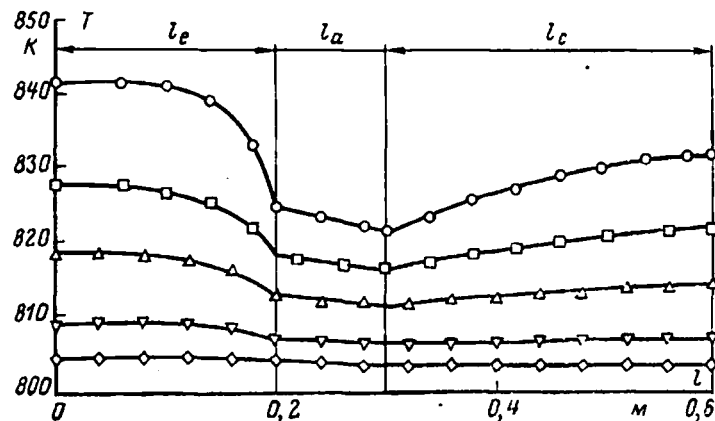


Рис. 2-16. Распределение падения температуры вдоль трубы. ◇ — опыт № 1; ▽ — опыт № 2; △ — опыт № 3; □ — опыт № 4; ○ — опыт № 5.

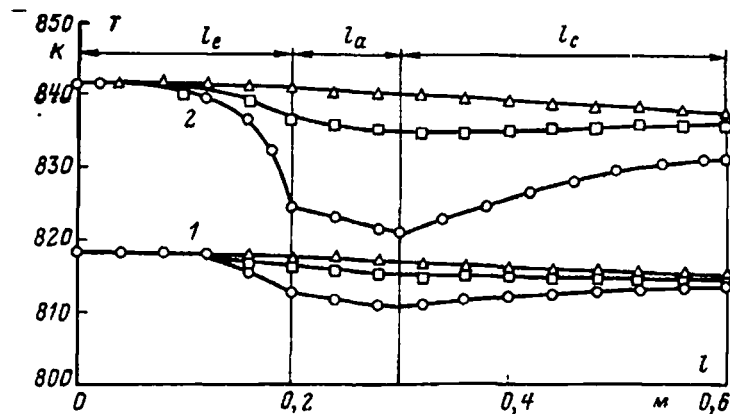


Рис. 2-17. Изменение температуры вдоль трубы на различных радиусах. 1 — опыт № 3; 2 — опыт № 5; ○ — $r/r_0=1$; □ — $r/r_0=0,55$; △ — $r/r_0=0$.

решение уравнения Навье—Стокса численными методами. Бэнкстон и Смит показали, что при больших интенсивностях испарения и конденсации в конце участка конденсации наблюдается обратное течение. Обратное течение наблюдается при $R_r < -2,3$. Несмотря на наличие этих обратных течений простой одномерный анализ Буссе хорошо согласуется с результатами Бэнкстона и Смита вплоть до $R_r > 10$ в зоне конденсации [2-9] (рис. 2-14).

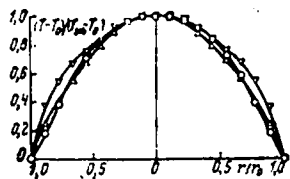


Рис. 2-18. Профили температуры в различных сечениях вдоль трубы.

Опыт № 3: ○ — $x=10$ см; □ — $x=25$ см; △ — $x=45$ см.

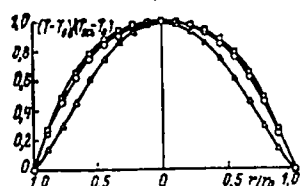


Рис. 2-19. Профили температуры в различных сечениях вдоль трубы.

Опыт № 5: ○ — $x=10$ см; □ — $x=25$ см; △ — $x=45$ см; ▽ — $x=56$ см.

В работе Роухани и Тьена рассматривается натриевая тепловая труба следующих размеров: $l=0,6$ м; $l_e=0,2$ м; $l_c=0,3$ м; $r_0=0,0086$ м. Были проанализированы [2-10] случаи, описанные в табл. 2-1 и 2-2. Результаты анализа показаны на рис. 2-15—2-20.

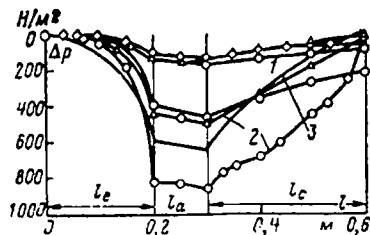


Рис. 2-20. Сравнение данных расчета перепадов давления в допущении эллиптического и параболического течений, а также по простой теории.

○ — $r/r_0=1$; △ — $r/r_0=0$; ◇ — решение в предположении параболического течения; 1 — опыт № 3; 2 — опыт № 5; 3 — уравнение (2-5-10).

Таблица 2-1

Первичные данные по характеристикам натриевых жидкометаллических тепловых труб

№ опыта	T_{ac}, K	T_{ce}, K	$H_c, Вт \cdot м^{-2} \cdot K^{-1}$	$H_e, Вт \cdot м^{-2} \cdot K^{-1}$	R_e	R_c	T_0, K	$P_0, Н/м$
1	800	805	17 106	2851	2	1,33	804	946
2	800	810	17 106	2851	4	2,66	808	1023
3	800	820	17 106	2851	8	5,33	816	1203
4	800	830	17 106	2851	24	16,00	824	1398
5	800	845	17 106	2851	36	24,00	836	1633

2-5-6. Сжимаемое течение. До сих пор мы пренебрегли влиянием сжимаемости пара на работу тепловой трубы. Сжимаемость может играть существенную роль при запуске трубы, а также в высокотемпературных жидкометаллических трубах. Этот вопрос будет рассмотрен в настоящем параграфе.

Таблица 2-2

Сравнение действительных и расчетных значений Q и Re_{max}

№ опыта	$Q_d, Вт$	Re_{max}^c	$Q, Вт$	Re_{max}
1	185	186	162	163
2	370	372	289	292
3	740	744	610	614
4	1120	1126	906	911
5	1665	1674	1265	1283

В цилиндрической тепловой трубе аксиальный поток массы возрастает по длине зоны испарения и достигает максимума в конце испарителя, по длине зоны конденсации поток массы уменьшается. В испарителе скорость течения будет возрастать, достигая максимального значения в конце зоны испарения, а давление упадет до минимума. Деверолл с соавторами обратили внимание на подобие течений газа в такой тепловой трубе и в сопле Лавая. В первом случае поперечное сечение остается постоянным, но меняется массовый расход, тогда как во втором массовый расход остается неизменным, а меняется поперечное сечение. Прежде чем вернуться к тепловой трубе, целесообразно проанализи-

ровать характеристики сопла Лавала более детально. Пусть давление газа на входе в сопло будет поддерживаться постоянным. Рассмотрим, к чему будет приводить в этом случае уменьшение давления на выходе. Обратимся к кривой *A* на рис. 2-21. В данном случае разность давлений между входом и выходом мала. Скорость газа в суживающейся части будет увеличиваться до максимального значения в минимальном сечении, или, как его называют, в горле, и уменьшаться в расширяющейся части сопла. Скорость течения не будет достигать скорости звука. На кривой распределения давления

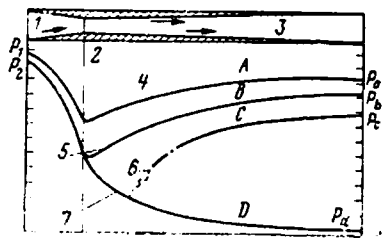


Рис. 2-21. Профили давления в сопле Лавала.

1 — суживающаяся часть; 2 — горло; 3 — расширяющаяся часть; 4 — дозвуковое течение; 5 — звуковой предел; 6 — фронт скачкообразного восстановления давления; 7 — сверхзвуковая скорость.

в горле сопла наблюдается минимум. Если теперь снизить давление на выходе из сопла, то придем к ситуации, описываемой кривой *B*. В данном случае в суживающейся части сопла будет происходить увеличение скорости течения, которая достигает в горле сопла скорости звука. Как и ранее, по мере продвижения через расширяющуюся часть сопла скорость течения будет падать и будет наблюдаться некоторое восстановление давления [2-11].

Если продолжать снижать давление на выходе до состояния, описываемого кривой *C*, то газ будет продолжать ускоряться и после входа в расширяющуюся часть сопла течение станет сверхзвуковым. Восстановление давления в данном случае происходит скачком.

Кривая *D* указывает на то, что при определенном давлении газа на выходе ускорение газа может быть реализовано на протяжении всей расширяющейся части сопла. Дальнейшее снижение давления на выходе уже не приведет к изменению характера течения в сопле.

Следует отметить, что снижение давления на выходе ниже P_c не влияет на характер течения в суживающейся части сопла, следовательно, массовый расход через сопло после достижения в его горле скорости звука уже не будет возрастать. Это состояние носит название «запирания» канала.

Кемме очень наглядно показал, что режим работы тепловой трубы может быть очень схожим с режимом работы сопла Лавала. Его экспериментальное устройство показано на рис. 2-22. В качестве рабочей жидкости Кемме использовал натрий. Подводимая тепловая мощ-

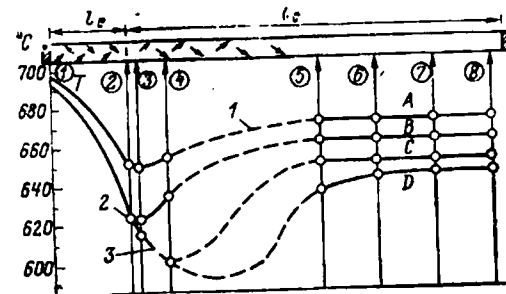


Рис. 2-22. Профили температуры в тепловой трубе [2-12].

1 — дозвуковое течение пара; 2 — звуковой предел; 3 — сверхзвуковое течение пара.

ность поддерживалась постоянной и равной 6,4 кВт. Измерялось распределение температуры вдоль трубы. На рис. 2-22 показаны номера термомпар, расположенных по длине трубы. Поскольку температура непосредственно связана с давлением, полученный им температурный профиль может рассматриваться как аналогичный профилю давления. В своих опытах Кемме с помощью газового зазора регулировал отвод теплоты в конденсаторе. Термическое сопротивление зазора могло меняться в зависимости от соотношения аргона и гелия в смеси, заполняющей зазор. Результаты опытов Кемме показаны на том же рис. 2-22. Кривая *A* отвечает случаю дозвукового течения с восстановлением давления. Кривая *B*, полученная в результате понижения температуры в конденсаторе, соответствует варианту достижения скорости звука в конце испарителя и, следовательно, работе трубы в условиях запирания течения. Дальнейшее уменьшение тер-

мического сопротивления между конденсатором и стоком теплоты просто ведет к снижению температуры в зоне конденсации, но не увеличивает количество передаваемого тепловой трубой теплоты, которое оказывается ограниченным условиями запираания течения и фиксированным перепадом температур вдоль испарителя [2-13].

Следует заметить, что при этих условиях ограничения мощности по скорости звука в тепловой трубе будет наблюдаться значительное изменение температуры и давления вдоль ее оси и труба будет работать в условиях, далеких от изотермических.

Деверолл с соавторами показали, что простая одномерная модель хорошо описывает сжимаемое течение [2-11]. Рассмотрим участок испарения. Перепад давлений в испарителе описывается уравнением (2-5-4)

$$P_0 - P_1 = \rho v^2.$$

Запишем уравнение состояния

$$P = \rho RT, \quad (2-5-20)$$

а также выражения для скорости звука и числа Маха

$$\left. \begin{aligned} C &= \sqrt{\gamma RT}; \\ M &= v/C. \end{aligned} \right\} \quad (2-5-21)$$

Подставляя их в уравнение (2-5-4), получим:

$$\frac{P_0}{P_1} - 1 = \frac{\rho v^2}{P_1} = \frac{M^2 \gamma RT_1}{RT_1} = \gamma M^2, \quad (2-5-22)$$

где T_0 может рассматриваться как температура торможения.

Следовательно,

$$\dot{m} C_p T_0 = \dot{m} \left(C_p T_1 + \frac{v^2}{2} \right)$$

или

$$\frac{T_0}{T_1} = 1 + M^2 \frac{\gamma - 1}{2}. \quad (2-5-23)$$

Отношение плотностей записывается следующим образом:

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{P_0}{P_1} \frac{T_1}{T_0} = \frac{1 + \gamma M^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}. \quad (2-5-24)$$

И, наконец, баланс энергии в зоне испарения дает:

$$Q = \rho_v A v L = \rho_v A M C L. \quad (2-5-25)$$

Заметим, что C — скорость звука, соответствующая T_1 . Иногда Q записывают через скорость звука C_0 , соответствующую T_0 . В этом случае

$$Q = \frac{\rho_0 A m C_0 L}{\sqrt{2(\gamma + 1)}}. \quad (2-5-26)$$

Это выражение впервые было получено Леви. Выражения для отношения давлений, отношения температур и плотностей в условиях запираания течения получаются подстановкой $M=1$ в уравнения (2-5-22) — (2-5-24) соответственно

$$\frac{P_0}{P_s} = 1 + \gamma = 2,66; \quad (2-5-27)$$

$$\frac{T_0}{T_s} = \frac{1 + \gamma}{2} = 1,33; \quad (2-5-28)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_s} = 2, \quad (2-5-29)$$

где $\gamma = 1,66$ для одноатомных паров.

2-6. ГРАВИТАЦИОННЫЙ НАПОР

Разность давлений, обусловленная гидростатическим напором жидкости, может быть как положительной, так и отрицательной или нулевой в зависимости от взаимного расположения в пространстве испарителя и конденсатора. Эта разность давлений ΔP_g определяется выражением

$$\Delta P_g = \rho_l g l \sin \varphi, \quad (2-6-1)$$

где ρ_l — плотность жидкости; g — ускорение свободного падения; l — длина тепловой трубы; φ — угол между осью тепловой трубы и горизонталью (φ — положительный, если конденсатор расположен ниже испарителя).

2-7. СРЫВ ЖИДКОСТИ

В тепловой трубе пар течет в направлении от испарителя к конденсатору, а жидкость возвращается по фитилю. На поверхности раздела фитиля — паровой по-

ток на жидкость действуют касательные напряжения. Их значение будет зависеть от свойств пара и его скорости. Результатом действия касательных напряжений будет срыв (унос) капель жидкости и их перемещение к концу конденсатора. Указанной тенденции к срыву капель противодействуют силы поверхностного натяжения в жидкости. Унос капель будет препятствовать нормальной работе трубы и является одним из лимитирующих факторов при ее работе. Кемме наблюдал унос в натриевой тепловой трубе и засвидетельствовал, что во время опытов можно было слышать звуки ударов капель о торец конденсатора трубы.

Удобным параметром, определяющим интенсивность срыва жидкости, является число Вебера We^* , которое характеризует соотношение между инерционными силами в паре и силами поверхностного натяжения:

$$We = \frac{\rho_v v^2 z}{2\pi\sigma_l}, \quad (2-7-1)$$

где ρ_v — плотность пара; v — скорость пара; σ_l — поверхностное натяжение; z — размер, характеризующий поверхность раздела фаз.

В тепловой трубе с фитилем значение z связано с габаритами фитиля. Принято, что унос будет иметь место, если $We=1$ (это допущение фактически определяет z). Тогда предельная скорость пара u_c будет определяться формулой

$$u_c = \sqrt{\frac{2\pi\sigma_l}{\rho_v z}}. \quad (2-7-2)$$

Поскольку аксиальный поток энергии

$$q = \rho_v L v,$$

предельный по условиям срыва капель аксиальный поток энергии запишется как

$$q = \sqrt{\frac{2\pi\rho_v L^2 \sigma_l}{z}}. \quad (2-7-3)$$

Значение произведения $\rho_v L^2 \sigma_l$ является своего рода «мерой» склонности данной рабочей жидкости к уносу.

* Некоторые авторы определяют число Вебера как $We = \frac{\rho_v v^2 z}{\sigma_l}$.

Чунг [2-14] представил зависимость этого произведения от температуры для некоторых жидких металлов (рис. 2-23).

Рядом авторов приводятся опытные данные по предельной мощности тепловых труб по условиям уноса.

Эти авторы обычно выбирают величину z таким образом, чтобы хорошо описывались их собственные опытные данные, при этом общая зависимость сохраняется в виде (2-7-3). Некоторые из полученных результатов обсуждаются в § 2-9.

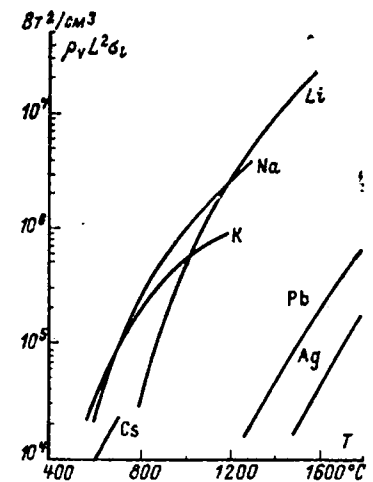


Рис. 2-23. Зависимость параметра устойчивости границы раздела от температуры [2-14].

2-8. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА И РАЗНОСТЬ ТЕМПЕРАТУР В ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

2-8-1. Введение. В настоящем параграфе рассматриваются вопросы теплопередачи и соответствующие перепады температур в тепловой трубе. Последний может быть выражен через термические сопротивления соответствующей цепи (рис. 2-24). Как подвод, так и отвод теплоты от тепловой трубы может осуществляться теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением. Труба может также обогреваться индукционным способом, электронной бомбардировкой, а охлаждаться в результате эмиссии электронов. Дополнительные перепады температур появятся как в зоне испарения, так

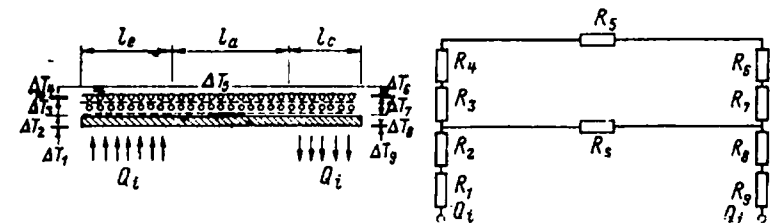


Рис. 2-24. Перепады температур и эквивалентные термические сопротивления в тепловой трубе.

и в зоне конденсации вследствие передачи теплоты теплопроводностью через стенки тепловой трубы. Перепады температур в фитилях обусловлены несколькими причинами, и они будут детально проанализированы в настоящем параграфе. Установлено, что термическое сопротивление существует на границах раздела жидкость — пар, а также в паровом ядре. Для определения соответствующих эффективных термических сопротивлений и нахождения предельных значений интенсивности передачи теплоты в зонах испарения и конденсации рассматриваются некоторые детали процессов испарения и конденсации.

В заключение дается итоговая сводка термических сопротивлений и предельной интенсивности теплопередачи, необходимая для выполнения конструкторских работ.

2-8-2. Теплопередача в зоне испарения. При низких тепловых потоках теплота будет переноситься к поверхности жидкости частично теплопроводностью через фитиль и заполняющую его жидкость и частично в результате естественной конвекции. Испарение будет осуществляться с поверхности жидкости. По мере увеличения теплового потока жидкость, находящаяся в контакте со стенкой, постепенно достигает перегретого состояния и в центрах парообразования будут образовываться пузырьки. Они будут поглощать и вносить часть энергии от поверхности в виде скрытой теплоты парообразования и одновременно сильно интенсифицировать конвективный процесс теплоты. При дальнейшем увеличении теплового потока будет достигнуто его критическое значение (наступит кризис теплоотдачи), при котором произойдет осушение фитиля и тепловая труба потеряет свою работоспособность.

Прежде чем перейти к анализу работы пористых поверхностей (фитилей), будут рассмотрены результаты исследований теплоотдачи на плоских поверхностях, не покрытых пористой структурой. После этого будут описаны опыты, выполненные с пористыми поверхностями, и приведены расчетные соотношения, позволяющие определить перепад температур в фитиле и установить значение критического теплового потока. Рассматриваемая проблема достаточно сложная, и для понимания механизма процесса необходимы дальнейшие исследования.

2-8-3. Теплоотдача на плоских поверхностях [2-15, 2-16]. Рассмотрим плоскую теплоотдающую поверхность, погруженную в объем жидкости, поддерживаемой при температуре T_s , т. е. при температуре кипения, соответствующей давлению в системе. Пусть T_w — температура греющей поверхности. На рис. 2-25 показана зависимость плотности теплового потока q от разности температур $T_w - T_s$. Эта кривая впервые была получена для воды Нукияма [2-17]. Установлено, что подобная зависимость характерна для всех жидкостей.

Участок AB соответствует естественной конвекции жидкости около поверхности испарения. С ростом теплового потока на теплоотдающей поверхности начинают образовываться паровые пузырьки, при этом очень большие плотности теплового потока могут быть достигнуты при весьма малых разностях температур. Эта область BC известна как область пузырькового кипения или как область кипения в большом объеме. Пузырьки переносят теплоту в виде скрытой теплоты парообразования, а также интенсифицируют теплоотдачу конвекцией.

Тепловой поток при пузырьковом кипении не может увеличиваться бесконечно, в точке C количество пузырьков становится столь большим, что доступ жидкости к теплоотдающей поверхности становится затрудненным и на ней образуется сплошная паровая пленка. При этом разность температур резко возрастает и наступает ситуация, известная как кризис кипения (достигается критическая плотность теплового потока). Участок кривой CD известен как область переходного режима кипения. В этой области кипение неустойчивое и теплоотдающая поверхность попеременно покрыта то паром, то жидкостью. На участке DE паровая пленка устойчива. Это зона устойчивого пленочного кипения. Точка E определяется температурой плавления материала теплоотдающей поверхности.

Пузырьковое кипение и образование пузырьков [2-18]. Из уравнения (2-2-1) следует, что перепад давлений на искривленной поверхности радиуса R равен:

$$\Delta P = \frac{2\sigma_l}{R}.$$

Развитию пузыря предшествует его зарождение в центре парообразования, наличие такого центра обеспечивает конечное значение начального радиуса пузыря. Кроме того, жидкость должна быть перегрета для обеспечения разности давлений ΔP .

Требуемое значение перегрева ΔT_s может быть связано с ΔP уравнением Клаузиуса — Клапейрона

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(v_v - v_l)}, \quad (2-8-1)$$

где v_v — удельный объем пара, а v_l — удельный объем жидкости.

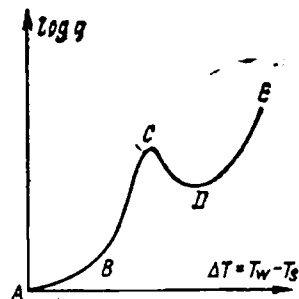


Рис. 2-25. Режимы кипения в большом объеме.

Обычно $v_i \ll v_o$. Следовательно,

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{Tv_o}$$

Комбинация уравнений (2-2-1) и (2-8-1) дает:

$$\Delta T = \frac{2\sigma_l T v_o}{Lr} = \frac{2\sigma_l T}{\rho_o L r} \quad (2-8-2)$$

Механизм образования пузыря сильно зависит от характеристик смачивания греющей поверхности. Вопрос о смачивании поверхности

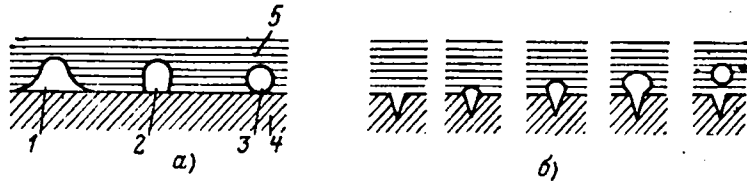


Рис. 2-26. Образование пузыря на греющей поверхности.

а — влияние смачивания: 1 — полное смачивание, 2 — частичное смачивание; 3 — отсутствие смачивания, 4 — твердая поверхность, 5 — жидкость; б — образование пузыря в коническом центре.

уже рассматривался в § 2-2 и иллюстрировался рис. 2-3. Влияние смачивания на процесс образования пузыря можно проследить на рис. 2-26,а. Образование пузырей более вероятно в случае несмачиваемой поверхности. Кроме смачивания для образования пузырей необходимо существование центров парообразования.

Центрами парообразования служат царапины и элементы шероховатости поверхности, а также пузырьки высвобождающегося абсорбированного газа. На рис. 2-26,б показана последовательность стадий образования пузыря в углублении поверхности. Как и ожидалось, для образования пузырей на чистой гладкой поверхности потребуются существенно более высокие перегревы. На рис. 2-27 показано изменение температуры в жидкости с расстоянием от поверхности нагрева в условиях пузырькового кипения воды на поверхности из нержавеющей стали при атмосферном давлении. В работе Шинса [2-19] приведены данные аналогичных измерений для натрия, кипящего при температуре 785—875°C в испарителе из не-

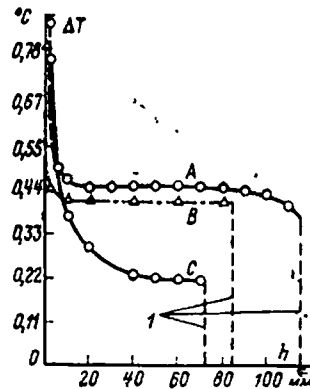


Рис. 2-27. Изменение температуры с расстоянием от греющей поверхности при пузырьковом кипении [2-15].

ΔT — превышение температуры жидкости над температурой насыщения; °С; h — расстояние от греющей поверхности, мм; 1 — граница раздела жидкость — пар; А, В, С — соответственно тепловой поток 42,9; 0,32; 31,5 кВт/м² (поверхность гладкая).

ржавеющей стали. Шинс обнаружил, что из-за смачивания натрием нержавеющей стали зарождение пузырьков оказывается затрудненным и для его осуществления необходимы перегревы около 100°C. По прошествии некоторого времени поверхность «прирабатывается» и перегревы падают примерно до 20°C. Последний результат оказывается неожиданным, поскольку можно было ожидать обратной тенденции.

Сю [2-20] получено выражение, аналогичное по форме уравнению (2-8-2):

$$\Delta T = \frac{12,8\sigma_l T_s}{\rho L \delta}$$

или в системе единиц СИ

$$\Delta T = \frac{3,06\sigma_l T_s}{\rho_o L \delta} \quad (2-8-3)$$

где δ — толщина теплового слоя жидкости. В качестве первого приближения можно взять средний диаметр углублений в поверхности. Для характерных поверхностей он равен $2,5 \cdot 10^{-3}$ см.

В табл. 2-3 приведены значения ΔT для некоторых жидкостей при атмосферном давлении ($\delta = 2,5 \cdot 10^{-3}$ см).

Таблица 2-3

Расчетные значения перегрева ΔT для ряда жидкостей при атмосферном давлении (расчет по формуле Сю [2-20])

Жидкость	Точка кипения, К	Плотность пара, кг/м ³	Скрытый теплоты парообразования, кДж/кг	Поверхностное натяжение, Н/м	ΔT , °С
Аммиак (NH ₃)	239,7	0,3	1350	0,028	2,0
Этиловый спирт (C ₂ H ₅ OH)	338	2,0	840	0,021	0,51
Вода	373	0,60	2258	0,059	1,9
Калий	1047	0,486	1938	0,067	8,9
Натрий	1156	0,306	3913	0,113	26,4
Литий	1613	0,057	19700	0,26	44,8

Обобщающие соотношения для опытных данных по пузырьковому кипению. Характеристики пузырькового кипения в значительной степени зависят от свойств греющей поверхности [2-21]. Такие факторы, как количество абсорбированного газа, шероховатость поверхности, степень ее окисления и смачиваемость, сильно влияют на разность температур греющей поверхности и объема жидкости. Свойства греющей поверхности (поверхностные условия) могут изменяться во времени — этот процесс известен как приработка (старение) поверхности. Влияние давления также существенно. По указанным причинам воспроизведение опытных данных зачастую затруднено. Тем не менее рядом авторов были предложены расчетные соотношения для теплоотдачи при пузырьковом кипении, часть из которых является эмпирическими, а другие опираются на физические модели.

Пузырьковое кипение воды и органических жидкостей. Розенау была предложена полезная расчетная формула, применимая для этих жидкостей [2-22]. В своей модели Розенау рассматривает конвективный перенос теплоты, обусловленный образованием пузырей. Из анализа размерностей найдена следующая зависимость безразмерных параметров:

$$Nu_b = f(Re_b, Pr_l),$$

где Nu_b — число Нуссельта, определенное по диаметру пузыря и равное отношению количества теплоты q , переданного конвекцией, к соответствующему значению, обусловленному теплопроводностью,

$$k_l \Delta T, \text{ т. е. } Nu_b = \frac{q D_b}{k_l \Delta T}; Pr_l = \frac{C_{pl} \mu_l}{k_l} - \text{число Прандтля жидкости.}$$

Оно представляет собой отношение кинематической вязкости к температуропроводности; $Re_b = \rho_b v_l D_b / \mu_l$ — число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру пузыря D_b .

Розенау эмпирическим путем нашел следующую связь между указанными параметрами:

$$\frac{Re_b Pr_l}{Nu_b} = C Re_b^n Pr_l^m.$$

На основании данных по кипению дистиллированной воды на платиновой проволоке диаметром 0,61 мм им получено следующее соотношение:

$$\frac{C_{pl} \Delta T}{L} = 0,013 \left[\frac{q}{\mu_l h} \sqrt{\frac{g_c}{g} \frac{\sigma}{\rho_l - \rho_v}} \right]^{0,23} \left[\frac{C_{pl} \mu_l}{k_l} \right]^{1,7}, \quad (2-8-4)$$

где член g/g_c — отнесенное к стандартным условиям ускорение свободного падения, $g_c = 9,81 \text{ м/с}^2$. Его следует вводить, например, при расчете характеристик кипения в космических условиях.

Формула Розенау хорошо согласуется с опытными данными для других сочетаний жидкость — поверхность, для этого коэффициент 0,013 следует заменить соответствующим значением из табл. 2-4.

Таблица 2-4

Значения коэффициента C в формуле Розенау для различных сочетаний поверхность — жидкость

Сочетание поверхность — жидкость	C	Сочетание поверхность — жидкость	C
Воздух — никель	0,006	Четыреххлористый углерод — медь	0,013
Вода — платина	0,013	Бензол — хром	0,010
Вода — медь	0,013	<i>n</i> -Пентан — хром	0,015
Вода — бронза	0,006	Этиловый спирт — хром	0,0027
Вода — никель и нержавеющая сталь	0,013	Изопропиловый спирт — медь	0,0025
Вода — нержавеющая сталь	0,014	<i>n</i> -Бутиловый спирт — медь	0,0030

Некоторыми авторами предложены соотношения, позволяющие рассчитывать критический тепловой поток q_c . Одной из таких формул является формула Розенау — Гриффитса [2-23]

$$\frac{q_c}{L \rho_v} = 0,012 \left[\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right]^{0,6} \quad (2-8-5)$$

Другое соотношение представлено Кесвелом и Балшизером [2-24]. Оно применимо как для металлических, так и для неметаллических теплоносителей

$$\frac{q_c C_p^1}{L^2 \rho_v k_l} Pr_l^{-0,71} = 1,02 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right]^{0,66} \quad (2-8-6)$$

Данные по кипению жидких металлов можно найти также в работах Субботина [2-25] и Двайера [2-26].

Расчетные соотношения для кризиса теплоотдачи. Как и теплоотдача при пузырьковом кипении, значение критического теплового потока также сильно зависит от поверхностных условий. Для воды при атмосферном давлении максимум теплового потока лежит в пределах от 0,95 до 1,3 МВт/м², что в 3—8 раз превышает соответствующие значения, полученные для органических жидкостей. Соответствующие критические разности температур для воды и органических жидкостей лежат в пределах 20—50°С.

Преимуществом жидких металлов является их малая вязкость и большая теплопроводность. Критические тепловые потоки для щелочных металлов в диапазоне давлений 0,01—1 МПа составляют 1—3 МВт/м², соответствующая разность температур равна примерно 5°С.

2-8-4. Кипение на пористых поверхностях (фитилях).

В настоящее время имеется достаточно обширная литература по кипению на пористых поверхностях (фитилях). Рассматриваемые в настоящем параграфе работы включают измерения на плоских пористых поверхностях и в трубах, при этом греющие поверхности могут быть расположены как горизонтально, так и вертикально. Они могут быть полностью погружены в жидкость или же испарение будет происходить со свободной поверхности фитиля (ситуация характерная для тепловой трубы). Исследовались вода, органические жидкости и жидкие металлы. Наличие пор в теплоотдающей поверхности ведет к дальнейшему усложнению процесса кипения, поскольку в дополнение к вышеизложенным факторам, определяющим кипение на гладких поверхностях, в фитиле имеются дополнительные центры парообразования и существенно изменяется характер движения жидкой и паровой фаз в направлении поверхности нагрева и от нее.

При низких тепловых потоках теплота передается в основном теплопроводностью по смоченному фитилю.

Это положение доказывается опытами Филипса и Хиндермана [2-27] с фитилем из пенообразного материала, выполненного из никеля 220,5 толщиной 0,14 см и с однослойной нержавеющей сеткой, прикрепленной к гори-

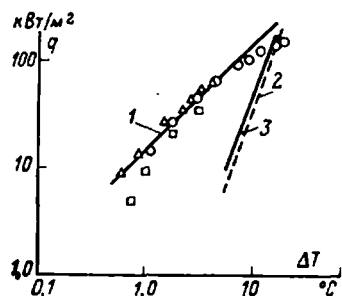


Рис. 2-28. Теплоотдача с погруженного в жидкость фитиля при атмосферном давлении [2-27].

Толщина слоя: \circ — 3,2 мм; Δ — 12,7 мм; \square — 25,4 мм; 1 — кривая, рассчитанная по модели теплопроводности через фитиль; 2 — формула Розенау (кипение в большом объеме); 3 — обыкновенное кипение в большом объеме (гладкая поверхность без пор).

зонтальной пластине. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Результаты указанных экспериментов представлены на рис. 2-28. Сплошная линия отвечает теоретической кривой для случая передачи теплоты теплопроводностью через слой воды высотой, равной толщине фитиля.

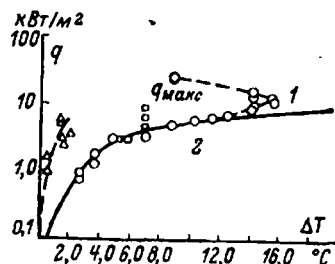


Рис. 2-29. Сравнение данных по кипению на погруженном фитиле из никелевой ваты и на гладкой поверхности при давлении 2,8 МПа [2-28].

Подпор жидкости: \circ — 0 мм; \square — (-12,7) мм; Δ — (-25,4) мм; 1 — момент возникновения пузырькового кипения; 2 — расчет в предположении передачи теплоты теплопроводностью через пленку воды высотой в толщину фитиля.

При более высоких тепловых потоках возникает пузырьковое кипение. Феррел и Олливитч [2-28] исследовали теплоотдачу горизонтальной поверхности, покрытой слоем шариков из монеля. Данные приводятся для случая кипения воды при атмосферном давлении на сло-

ях с ячеистостью 30—40 и 40—50 меш¹, погруженных на глубину 7,5 см. Толщина пористого слоя изменялась от 3 до 25 мм. Авторы пришли к заключению, что перенос теплоты осуществляется теплопроводностью через

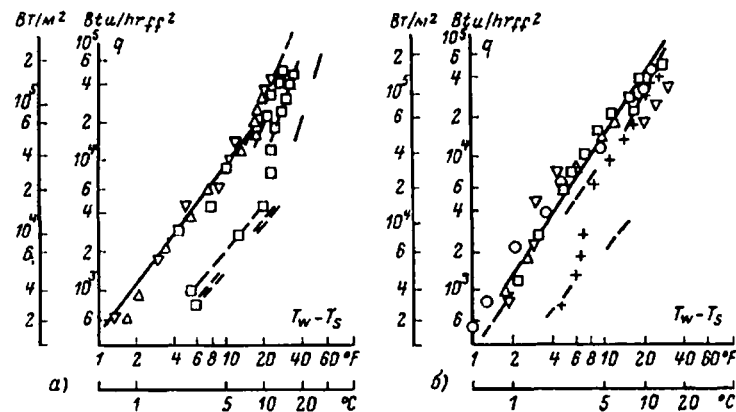


Рис. 2-30. Испарение воды с гладких и пористых поверхностей [2-30].

а — кипение воды на испарительной трубе; Δ — медь, \square — медь, ∇ — нержавеющая сталь; б — кипение воды на трубе, покрытой фитилем: Δ — нержавеющая сталь 325-4, \square — нержавеющая сталь 325-11, ∇ — РВ 325-4, \circ — FM; в — испарение воды в фитиле: \diamond — нержавеющая сталь 150-4, Δ — нержавеющая сталь 325-4, \square — нержавеющая сталь 325-11, ∇ — нержавеющая сталь 325-4, \circ — FM.

насыщенную жидкостью структуру фитиля к поверхности раздела жидкость — пар, которая располагалась в первом слое шариков. Согласование опытных данных с расчетами по этой модели хорошее (рис. 2-29). Пузырькового кипения в пористой структуре не наблюдалось.

¹ Меш — число проволочек, образующих сетку, на 25,4 мм (1 дюйм). Поскольку диаметр проволочки приблизительно равен размеру ячейки, то ориентировочно размер ячейки равен 25,4 мм, деленных на удвоенное число меш. (Прим. пер.)

На рис. 2-28 полученные результаты представлены вместе с опытными данными по теплоотдаче при кипении на гладкой горизонтальной поверхности. Видно, что при больших температурных напорах имеется хорошее согласие с формулой Розенау, однако при малых температурных напорах тепловой поток на пористой поверхности значительно выше, чем на гладкой. Аналогичный эффект наблюдался и другими исследователями, например Корменом и Уэлметом [2-29]. При больших значениях ΔT кривые пересекаются, что, возможно, связано с возрастающими трудностями удаления пара от теплоотдающей поверхности.

Эбхет и Себан [2-30] представили данные исследований теплоотдачи к воде, этиловому спирту и ацетону на вертикальных трубах. В этих экспериментах получены данные для гладких поверхностей, погруженных в объем жидкости фитилей, и для случая испарения из фитиля. Результаты, полученные на воде, представлены на рис. 2-30. На рис. 2-30, а данные приведены для трех различных труб при атмосферном давлении. Для одной трубы представлены результаты при давлении 6 мм рт. ст. ($0,8 \text{ кПа}$). Эти точки обозначены квадратиками. При тепловой нагрузке примерно $2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ визуально наблюдалось появление пузырей. На рис. 2-30, б крестиками обозначены данные для фитиля из нержавеющей стали 150-4 при давлении 800 Па, все остальные данные получены при атмосферном давлении. Пузырьковое кипение начиналось при тепловой нагрузке около $4 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$. При тепловых потоках $6 \cdot 10^4$ — 10^5 Вт/м^2 для нержавеющей стали 150-4 наблюдался прогрессирующий рост температуры. На рис. 2-30, в все данные приведены при атмосферном давлении. Значения l изменяются от 37,5 до 100 мм.

Авторы приходят к заключению, что при плотности теплового потока до 150 кВт/м^2 коэффициент теплоотдачи для покрытой сеткой или войлоком трубы такой же, как и для голой трубы, этот коэффициент теплоотдачи также не очень сильно отличается от коэффициента теплоотдачи при испарении с поверхности фитиля.

Марто и Мостеллер [2-31] использовали в своих опытах горизонтальную трубу, обмотанную четырьмя слоями сетки из нержавеющей стали с ячейками 100 меш. Опыты были выполнены с водой. Наружный сосуд был стеклянным, что позволяло вести визуальные наблюде-

ния за поверхностью фитиля. В опытах измерялась зависимость перегрева от плотности теплового потока. Обнаружилось, что рассчитанный по опытным данным критический радиус зародыша составляет $0,013 \text{ мм}$, тогда как эффективный радиус капиллярной структуры был равен $0,6 \text{ мм}$.

Имеются свидетельства того, что критический тепловой поток для пористых поверхностей (фитилей) может превышать соответствующие значения для гладких поверхностей. Например, в работе Костелло и Фреа [2-32] указывается, что критический тепловой поток на поверхности фитиля может оказаться на 20% выше, чем на поверхности гладкой трубы.

В работе Райса и Шрайтцмана [2-33] сообщается об очень высоких значениях критических тепловых потоков для натрия в тепловых трубах с канавками. В указанной работе они в 2—10 раз превышали критические тепловые потоки, полученные Балшизером [2-34] при температурах примерно 550°C . По наблюдениям авторов канавки выглядели как темные полосы на наружной поверхности тепловой трубы, на основании чего ими было сделано заключение о том, что испарение происходит только из канавок. Полученные ими данные приведены на рис. 2-31, причем тепловой поток рассчитывался в допущении испарения только из канавки.

Мосс и Келли [2-35] сконструировали плоский испаритель, используя фитиль из нержавеющей стали толщиной $6,35 \text{ мм}$. Рабочей жидкостью служила вода. Для измерения толщины слоя воды в фитиле применялся метод нейтронной радиографии. Для объяснения результатов эксперимента авторами предложены две модели. Согласно первой из них испарение происходит с поверхности раздела жидкость — пар. Во второй моде-

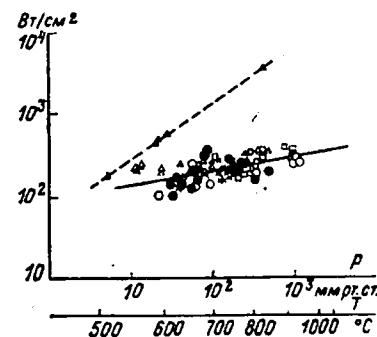


Рис. 2-31. Сравнение критических плотностей теплового потока при кипении натрия в большом объеме и в тепловых трубах с канавками [2-33].

● — Нобс; ○ — Карбон; △ — Субботин; □ — Субботин; × — Субботин; + — Косуелл; ▲ — тепловая труба.

ли принято, что в корне фитиля имеется паровая прослойка.

Обе модели Мосса и Келли могут быть использованы для объяснения большей части опубликованных опытных данных. Эти модели рассмотрены в статье Феррелла, Девиса и Уинстона [2-36], в которой они использованы для классификации различных экспериментов. Вышеупомянутые модели описываются следующим образом.

Первая модель. Тепло передается теплопроводностью через слой жидкости, заполняющей фитиль у греющей поверхности. На поверхности этого слоя происходит испарение жидкости. Согласно модели жидкость должна поступать в зону, прилегающую к теплоотдающей поверхности, под действием капиллярных сил.

Вторая модель. Непосредственно у теплоотдающей поверхности в фитиле имеется тонкий слой пара. Тепло передается теплопроводностью через этот слой к жидкости, заполняющей фитиль и находящейся при температуре насыщения. Согласно данной модели испарение жидкости происходит на границе этого парового слоя и образующийся пар «отыскивает» себе выходы из фитиля, перемещаясь вдоль теплоотдающей поверхности с последующим истечением через каналы крупного размера в фитиле. Эта модель аналогична обычной модели пленочного кипения.

Использованная Ферреллом с соавторами установка показана на рис. 2-32. Она предназначена для испытания плоских прямоугольных материалов для фитилей размером $44,2 \times 305$ мм. Греющая поверхность (зона испарения) имеет размеры $44,4 \times 305$ мм. Диаметр сильфона 89 мм. Подавая в камеру сильфона давление, можно прижать одну сторону материала фитиля к греющей

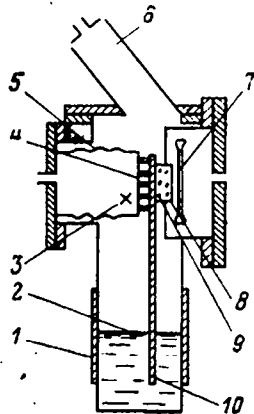


Рис. 2-32. Схема установки Феррелла с сопот. [2-36].

1 — вспомогательные нагреватели; 2 — уровень жидкости; 3 — ось вращения; 4 — матрица, приваренная к сильфону для передачи прижимных усилий фитилю; 5 — сильфон; 6 — конденсатор; 7 — графитовый нагреватель; 8 — нагревательный элемент $15 \times 50,8$ мм; 9 — термопары; 10 — фитиль шириной 45 мм, длиной 305 мм.

поверхности. Другой конец фитиля погружен в объем жидкого калия, поддерживаемого с помощью вспомогательных нагревателей при температуре насыщения. Зона между греющей поверхностью и объемом металла представляет собой адиабатический участок. В конденсаторе фитиль отсутствует. Сам конденсатор размещен таким образом, что обеспечивается естественный слив конденсата и тем самым в конденсаторе поддерживается постоянное давление независимо от теплового потока.

Во время работы тепловой трубы графитовый нагреватель передает тепло излучением к тыльной стороне греющего блока, изготовленного из нержавеющей стали 304. Эта тепло передается затем теплопроводностью фитилю, где происходит испарение. Шесть термопар, по три в двух сечениях, фиксируют стационарный линейный градиент температур в блоке. Произведение этого градиента на коэффициент теплопроводности стали дает среднее значение плотности теплового потока. Экстраполяция профиля температуры на поверхность блока дает среднее значение температуры греющей поверхности. Шесть термопар, расположенных в пределах 10 мм слоя от поверхности фитиля, фиксируют любое отклонение температуры, которое может возникнуть в фитиле. Три дополнительные термопары, размещенные в объеме жидкости и в паровом пространстве, измеряют температуру насыщения в установке.

Порядок проведения эксперимента обычно был следующим. С помощью вспомогательных нагревателей рабочая жидкость доводилась до состояния насыщения, и фитиль пропитывался жидким калием примерно в течение 3 ч. Затем подавалась мощность к графитовому нагревателю и записывались показания термопар. По достижении стационарного состояния с помощью потенциометра точно фиксировались все температуры. После этого осуществлялось ступенчатое изменение мощности, подводимой к нагревателю. Указанная процедура повторялась вплоть до достижения критического теплового потока или максимальной расчетной тепловой мощности установки. Достижение критического теплового потока (предельного по условиям смачивания фитиля) фиксировалось по отклонению температуры на отдельных участках фитиля, вызванному исчезновением в этих местах рабочей жидкости.

Опыты проводились с фитилем из нержавеющей войлока FM1308, при этом в качестве рабочих жидкостей применялись как вода, так и калий. Хотя полученные результаты не являлись окончательными, авторы

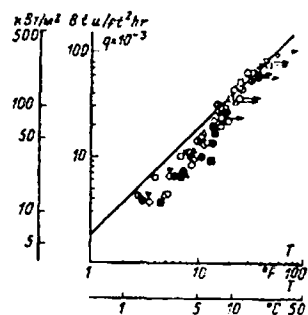


Рис. 2-33. Кипение калия на вертикальном фитиле из металлического войлока FM 1308 [2-37] (L —высота фитиля над объемом жидкости).

▲ — $L=62,2$ мм; □ — $L=81,8$ мм; ○ — $L=109$ мм; ◇ — $L=153$ мм; — критический тепловой поток.

продолжены эксперименты на той же установке с калием в качестве рабочей жидкости и с фитилями из нержавеющей войлока FM1308 и из спеченного стального порошка Lamipore 7,4. Свойства этих фитилей приведены в табл. 2-5.

Размеры и свойства материалов фитилей

Материал	Толщина, мм	Пористость	Проницаемость $\times 10^9$, м ²	Высота капиллярного поднятия, м
FM 1308	3,2	0,58	0,55	0,26
Lamipore 7,4	1,5	0,61	0,48	0,35

Для обоих фитилей данные для вертикальной тепловой трубы отличаются от результатов экспериментов на горизонтальной трубе. На рис. 2-33 и 2-34 представлены опытные данные соответственно для вертикального и горизонтального положений трубы.

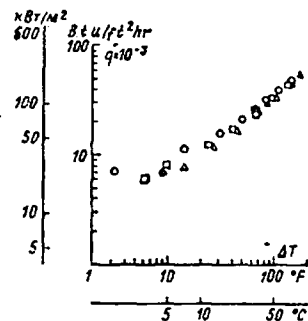


Рис. 2-34. Кипение калия на горизонтальном фитиле FM1308 [2-37].

△ — $V=0^\circ$, $H_L=25,9$ мм; □ — $V=0^\circ$, $H_L=30,5$ мм; ○ — $V=31,5$ мм.

полагали, что из двух описанных выше моделей вторая была более вероятной. Феррелом и Девисом [2-37] были

Таблица 2-5

В случае вертикального расположения фитиля коэффициент теплоотдачи для фитиля FM1308 возрастает с увеличением теплового потока, выходя на уровень 10,2 кВт/(м²·К). Для фитиля Lamipore 7,4 коэффициент теплоотдачи с ростом теплового потока уменьшается с 18,2 до 14,8 кВт/(м²·К).

Эффективная теплопроводность двух испытанных пористых структур рассчитывались согласно моделям параллельно (2-8-10) и последовательно (2-8-11) расположенных слоев. Результаты расчетов представлены в табл. 2-6, там же указаны значения коэффициентов теплоотдачи для этих структур.

Таблица 2-6

Коэффициенты теплоотдачи для калия (вертикальная тепловая труба)

Фитиль	Модель параллельных слоев k_w	Модель последовательных слоев k_w	Опытные данные h , кВт/(м ² ·К)
FM 1308	9,6	8,5	10,2
Lamipore 7,4	19	18	18,2—14,8

Совпадение рассчитанных по этим двум моделям предельных значений проводимости и опытных данных для FM1308 весьма хорошее. Для Lamipore хорошее согласие опытных и расчетных данных наблюдается при низких тепловых потоках. Причиной возникших расхождений опытных и расчетных данных при больших тепловых потоках может служить ухудшение теплового контакта во время эксперимента.

Коэффициенты теплоотдачи для горизонтальной тепловой трубы оказались значительно меньше, чем для вертикальной [1,1—5 кВт/(м²·К)]. Они совпадают со значениями, полученными для голой горизонтальной поверхности при отсутствии кипения. Предполагается, что в случае горизонтального расположения пористой поверхности появляется дополнительный перепад температур, связанный с передачей тепла теплопроводностью через избыточный слой жидкости над фитилем (при нормальной работе тепловой трубы подобная ситуация может и не возникнуть).

При работе с водой коэффициенты теплоотдачи составляли 11,3 кВт/(м²·К) в случае как горизонтального, так и вертикального расположения труб (рис. 2-35).

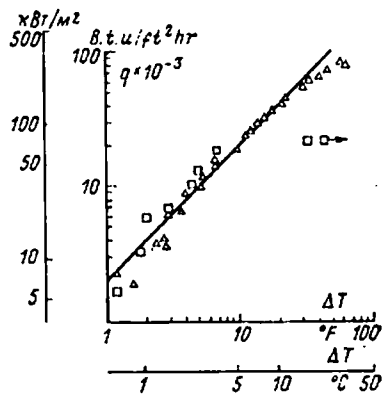


Рис. 2-35. Кипение воды при горизонтальном и вертикальном расположении фитиля FM1308 [2-37].

Δ — горизонтальное; □ — вертикальное, $L_A = 102$ мм; → — критический тепловой поток.

Авторы приходят к заключению, что механизм переноса теплоты для жидких металлов, с одной стороны, и воды и других неметаллических жидкостей, с другой, оказывается различным. Они

предполагают, что в случае неметаллических рабочих жидкостей испарение происходит внутри пористой структуры. Это испарение, возможно, инициируется наличием захваченных пористым материалом пузырей инертного газа или зарождением пузырьков пара в активных центрах парообразования на греющей поверхности. Возникнув, паровая фаза в дальнейшем распространяется вдоль поверхности, образуя устойчивый паровой слой.

Приведенные на рис. 2-35 данные для воды свидетельствуют о том, что высокие тепловые потоки имеют место при очень малых разностях температур. В то же время в случае обычного пленочного кипения следовало бы ожидать существенно больших разностей температур. Возможно, что в действительности в пористой структуре реализуется пузырьковое кипение на центрах парообразования греющей поверхности или в прилегающих к ней зонах фитиля. Учитывая неопределенность данных по механизму парообразования в пористой структуре и расположению зоны возникновения паровой фазы, необходимо проведение дополнительных исследований в этих направлениях.

В жидких металлах возникновение пузырей затруднено, и опытные данные работы [2-38] убедительно свидетельствуют о том, что при работе с металлами фитиль полностью насыщен жидкостью и испарение происходит с ее поверхности на наружной стороне фитиля. Следовательно, для жидких металлов коэффициент теплоотдачи может быть точно рассчитан по уравнениям (2-8-10) и (2-8-11).

Одним из ограничений плотности радиального потока теплоты в испарителе является «смачивание» фитиля, т. е. достижение состояния, при котором капиллярные силы оказываются недостаточными для подачи требуемого количества жидкости в испаритель. Предельный тепловой поток q_{crit} будет определяться соотношением

$$q_{crit} = \frac{mL}{\text{площадь испарителя}},$$

где поток массы связан с движущим напором ΔP выражением типа (2-4-5).

Феррелл с сотрудниками [2-39] получили подобного типа соотношение для гомогенного фитиля и плоской поверхности

$$q_{crit} = \frac{g \left(h_{co} \rho_{lo} \frac{\sigma_l}{\sigma_{lo}} - \rho_l \sin \varphi \right)}{\frac{l_e \mu_l}{L \rho_l k_l} \left[\frac{l_e}{2} + l_a \right]}, \quad (2-8-7)$$

где h_{co} — высота капиллярного поднятия жидкости в фитиле, измеренная при некоторой номинальной температуре; σ_{lo} , ρ_{lo} — соответственно поверхностное натяжение и плотность жидкости, измеренные при той же номинальной температуре; σ_l , ρ_l , μ_l — соответственно поверхностное натяжение, плотность и вязкость жидкости при рабочей температуре. Все остальные обозначения сохраняют свой обычный смысл.

Феррелл и Девис [2-36] усовершенствовали свою расчетную формулу, включив в нее поправку на термическое расширение фитиля:

$$q_{crit} = \frac{g \left[h_{co} \rho_{lo} \frac{\sigma_l}{\sigma_{lo}} - \rho_l l \sin \beta (1 + \alpha \Delta T) \right]}{\frac{\rho_l \mu_l}{L \rho_l k_l (1 + \alpha \Delta T)} \left[\frac{l_e}{2} + l_a \right]}, \quad (2-8-8)$$

где α — коэффициент линейного расширения материала фитиля; ΔT — разность между рабочей и «номинальной» температурами.

На рис. 2-36 дается сравнение измеренных значений с рассчитанными по уравнению (2-8-8) для воды и калия. Уравнение позволяет успешно рассчитывать предельные тепловые потоки для калия вплоть до значений $q = 315$ кВт/м². Оно также дает хорошо согласующиеся с опытными результаты для воды при тепловых потоках

до 130 кВт/м². При более высоких тепловых потоках опытные точки ложатся ниже рассчитанных по уравнению (2-8-8) значений, что свидетельствует о том, что в этой ситуации тепловой поток ограничивается уже другими факторами. В роли такого ограничивающего фактора может выступать затрудненный отвод образующегося на греющей поверхности водяного пара через толщу фитиля. Снижение опытных значений предельных тепловых

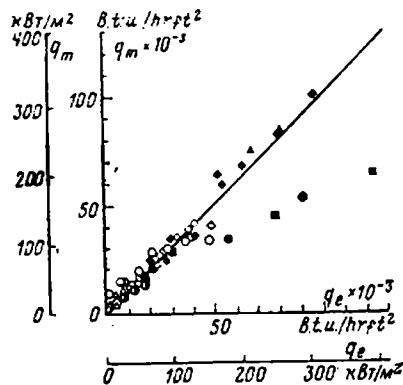


Рис. 2-36. Сравнение измеренных и расчетных значений предельных тепловых потоков для воды и калия [2-37].

q_m — измеренный тепловой поток; q_e — рассчитанный тепловой поток; калий: ● — FM1308; ▲ — Lamproge 7.4; Кормса и Уолмет, вода: ● — $P = 0,035$ МПа; ■ — $P = 0,105$ МПа; Александер, вода: □ — 1845-138; ▽ — 1845-139; △ — FM1005 (FM — металлический войлок); ○ — FM1211; ◇ — FM1210; ○ — FM1308.

потоков по сравнению с расчетными при работе с водой служит дополнительным свидетельством справедливости тезиса об испарении неметаллических рабочих жидкостей внутри фитиля.

2-8-5. Перепад температур на поверхности раздела жидкость — пар. Рассмотрим поверхность жидкости. Пусть на ней существует непрерывный поток молекул, покидающих эту поверхность в результате испарения. Если жидкость находится в равновесии с паром, то к ее поверхности будет возвращаться поток молекул, равный потоку испаряющихся молекул, результирующий поток массы при этом будет равен нулю. Однако если результирующая потеря массы с поверхности жидкой фазы в результате испарения существует, то, естественно, давление, а следовательно, и температура пара над поверхностью раздела должны быть ниже равновесных значений. Аналогично в случае конденсации, когда результирующий поток молекул направлен к поверхности раздела, давление пара и температура должны быть выше равновесных. Значение перепада температур может быть найдено следующим образом.

Средняя скорость движения молекул V_{av} в паровой фазе при температуре T_v согласно кинетической теории равна:

$$V_{av} = \sqrt{\frac{8kT_v}{\pi m}},$$

где m — масса молекулы, а k — постоянная Больцмана. Средний поток молекул в любом заданном направлении на единицу площади равен $nV_{av}/4$, тогда плотность соответствующего теплового потока составит:

$$mLnV_{av}/4,$$

где n — число молекул в единице объема, а L — скрытая теплота парообразования.

Для идеального газа $P_v = nkT_v$. Отсюда тепловой поток равен

$$P_v L \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_v}}.$$

Этот тепловой поток направлен к поверхности жидкой фазы. Тепловой поток в обратном направлении будет

$$P_l L \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_l}},$$

Следовательно, результирующий тепловой поток от поверхности раздела фаз составит:

$$q = (P_l - P_v) L \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_s}} = \frac{P_l - P_v}{\sqrt{2\pi R T_s}}. \quad (2-8-9a)$$

При этом полагают, что $T_s \approx T_v \approx T_l$. Некоторые из значений $\frac{q}{P_l - P_v}$ для жидкостей вблизи точки кипения приведены в табл. 2-7 [2-40].

Таблица 2-7

Значения $q/(P_l - P_v)$ вблизи точки кипения

Жидкость	T_b, K	$q/(P_l - P_v),$ кВт/(см ² ·МПа)	Жидкость	T_b, K	$q/(P_l - P_v),$ кВт/(см ² ·МПа)
Литий	1613	550	Вода	373	215
Цинк	1180	180	Этиловый спирт	351	135
Натрий	1156	390	Аммиак	238	152

Подставляя (2-8-1) в (2-8-9а), можно записать:

$$q = \frac{\Delta T L^2 P}{(2\pi R T_s)^{1/2} R T_s^2} \quad (2-8-9б)$$

2-8-6. Теплопроводность фитиля. Знание эффективной теплопроводности фитиля, насыщенного рабочей жидкостью, необходимо для расчета термического сопротивления фитиля в зоне конденсации, а также и в зоне испарения в том случае, если фазовый переход осуществляется испарением с поверхности фитиля.

В литературе используются две расчетные модели (см. также § 3-3).

1. Модель параллельных слоев. В данной модели принимается, что фитиль и рабочая жидкость образуют слои параллельные направлению теплового потока. Если k_l — коэффициент теплопроводности рабочей жидкости, k_s — коэффициент теплопроводности материала фитиля, а ε — пористость материала, равная отношению объема рабочей жидкости в фитиле к полному объему фитиля, то

$$k_w = (1-\varepsilon) k_s + \varepsilon k_l \quad (2-8-10)$$

2. Модель последовательно расположенных слоев. Если принять, что слои из двух материалов располагаются последовательно друг за другом в направлении теплового потока, то

$$k_w = \frac{1}{\frac{1-\varepsilon}{k_s} + \frac{\varepsilon}{k_l}} \quad (2-8-11)$$

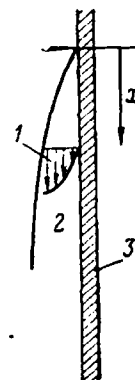
Наличие конвективных токов в рабочей жидкости внутри фитиля ведет к росту эффективной теплопроводности.

2-8-7. Теплопередача в конденсаторе. Пар в конденсаторе будет конденсироваться на поверхности жидкости. Механизм данного процесса аналогичен рассмотренному в § 2-8-5 механизму испарения с поверхности раздела, т. е. у поверхности будет существовать небольшой перепад температур, а следовательно, и некоторое термическое сопротивление. Дополнительно к этому перепады температур будут иметь место в жидкой пленке, в насыщенном жидкостью фитиле и в стенке тепловой трубы.

Перепад температур на поверхности раздела может быть рассчитан с помощью (2-8-9б). Существуют два типа конденсации, при этом конденсирующийся пар обра-

Рис. 2-37. Пленочная конденсация на вертикальной поверхности.

1 — профиль скорости; 2 — пленка конденсата; 3 — стенка.



зует либо сплошную жидкую поверхность, либо большое число капель. В первом случае в тепловой трубе происходит так называемая пленочная конденсация, и именно она будет рассмотрена в настоящем параграфе. На процессе конденсации сильно сказывается присутствие неконденсирующегося газа. Однако в тепловых трубах поток газа в осевом направлении будет оттеснять этот газ к концу конденсатора, где он будет концентрироваться. Эта часть конденсатора будет практически «выключена» из работы. Указанный эффект лежит в основе принципа работы газорегулируемых тепловых труб.

Перепад температур в насыщенном жидкостью фитиле может быть найден таким же образом, как и в испарителе.

Пленочная конденсация — теория Нуссельта. Впервые анализ пленочной конденсации был выполнен Нуссельтом. Он приводится в обычных учебниках [2-15, 2-16]. Теория Нуссельта рассматривает случай конденсации на вертикальной поверхности, в результате по этой поверхности под действием силы тяжести стекает пленка жидкости, причем течение пленки считается ламинарным. Касательными напряжениями, обусловленными действием паровой фазы на жидкую пленку, пренебрегают. Массовый расход в жидкой пленке нарастает с расстоянием от вершины пленки. Профиль течения изображен на рис. 2-37.

Средний коэффициент теплоотдачи h на участке длиной x , начиная с вершины пленки, описывается формулой

$$h = 0,943 \left[\frac{L \rho^2 g k^3 l}{x \mu_l (T_s - T_w)} \right]^{1/4} \quad (2-8-12)$$

где $T_s - T_w$ — перепад температур в пленке.

Теория Нуссельта была усовершенствована применительно к случаю конденсации во вращающихся тепловых трубах (см. § 5-7).

2-8-8. Полный перепад температур. На рис. 2-25 показаны составляющие полного перепада температур в тепловой трубе и эквивалентные термические сопротивления:

R_1 и R_9 — обычные термические сопротивления передачи теплоты к твердой поверхности, их расчет ведется традиционными способами;

R_2 и R_8 — термические сопротивления стенки тепловой трубы;

R_3 и R_7 учитывают термические сопротивления структуры фитиля, они включают в себя любую разность температур между внутренней стенкой трубы и жидкостью и передачу теплоты теплопроводностью по насыщенной жидкостью структуре. Из приведенного в § 2-8-4 анализа видно, что расчет R_3 затруднителен, если внутри фитиля происходит кипение жидкости. Верхний предел зна-

Таблица 2-8

Сравнение термических сопротивлений тепловой трубы

Сопротивление	К·м²/Вт	Сопротивление	К·м²/Вт	Сопротивление	К·м²/Вт
R_1	10^2-10	R_4	10^{-8}	R_7	10
R_2	10^{-2}	R_5	10^{-8}	R_8	10^{-1}
R_3	10	R_6	10^{-8}	R_9	10^2-10

чений R_3 может быть получен с помощью уравнений (2-8-10) и (2-8-11). R_7 определяется в основном сопротивлением насыщенной жидкостью пористой структуры фитиля, однако, если в фитиле наблюдается заметный избыток жидкости, то к значению термического сопротивления следует ввести необходимые поправки (§ 2-8-7);

R_4 и R_6 — термические сопротивления фазового перехода. Они могут быть рассчитаны с помощью уравнения (2-8-9б), однако обычно ими можно пренебречь;

R_5 связано с перепадом температур вдоль парового канала. Последний вызван наличием перепада давления вдоль канала ΔP_v . Для расчета перепада температуры вдоль канала по ΔP_v используют уравнение Клапейрона (2-8-1в)

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{TV_p}$$

Эквивалентные термические сопротивления

Таблица 2-9

Номер сопротивления	Расчетное соотношение для теплопередачи	Термическое сопротивление	Примечание
1	$Q_1 = h_c A_e \Delta T_1$	$R_1 = \frac{1}{h_c A_e}$	—
2	Плоская стенка $q_e = k \Delta T_2 / t$ Цилиндрическая стенка $q_e = \frac{2\pi k \Delta t}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$	$R_2 = \frac{\Delta T_2}{A_e q_e}$	—
3	Уравнение (2-8-10) или (2-8-11)	$R_3 = \frac{d}{k_w A_c}$	Справедливо для жидких металлов. Дает верхний предел для неметаллических рабочих жидкостей См. § 2-8-4
4	$q_e = \frac{L^2 P_v \Delta T_s}{(2\pi RT)^{1/2} RT^2}$	$R_4 = \frac{RT^2 (2\pi RT)^{1/2}}{L^2 P_v A_e}$	Обычно можно пренебречь
5	$\Delta T_s = \frac{RT^2 \Delta p_v}{L P_v}$ ΔP_v берется согласно § 2-5	$R_5 = \frac{RT^2 \Delta p_v}{Q L P_v}$	Обычно можно пренебречь
6	$q_e = \frac{\Delta T_s L^2 P_v}{(2\pi RT)^{1/2} RT^2}$	$R_6 = \frac{RT^2 (2\pi RT)^{1/2}}{L^2 P_v A_c}$	Обычно можно пренебречь
7	Уравнение (2-8-10) или (2-8-11)	$R_7 = \frac{d}{k_w A_c}$	Если имеется избыток рабочей жидкости, то необходимо ввести поправку на наличие дополнительного термического сопротивления слоя жидкости
8	Плоская стенка		Для тонкостенных цилиндров

Номер со-противле-ния	Расчетное соотношение для теплопередачи	Термическое сопротивление	Примечание
9	$q_e = \frac{k\Delta T_s}{t}$ <p>Цилиндрическая стенка</p> $q_c = \frac{2\pi k\Delta T_s}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$ $Q_i = h_c A_c \Delta T_s$	$R_s = \frac{\Delta T_s}{A_c q_c}$ $R_s = \frac{1}{h_c A_c}$	$\ln \frac{r_2}{r_1} \approx \frac{d}{r}$ <p>—</p>

Примечание. Термическое сопротивление = $\frac{\text{разность температур}}{\text{полный тепловой поток}}$, полный тепловой поток $Q_i = Q + Q_c$; плотность теплового потока $q = Q/A$; Q_i , Q и Q_c — указаны на рис. 2-25; $\Delta T_s = \Delta T_i$; $R_1 - R_s$ и R_s также указаны на рис. 2-25.

Остальные использованные в табл. 2-9 обозначения: A_e и A_c — площади поверхности стенок испарителя и конденсатора; h_e и h_c — коэффициенты теплоотдачи к наружной поверхности стенки в зоне испарения и конденсации; q_e и q_c — плотности теплового потока через стенки испарителя и конденсатора; k — коэффициент теплопроводности материала стенки тепловой трубы; t — толщина стенки тепловой трубы; r_1 и r_2 — внутренний и наружный радиусы стенки цилиндрической тепловой трубы; d — толщина фитиля; A_{eff} — эффективная теплопроводность фитиля; P_v — давление пара; L — скрытая теплота парообразования; $R = R_g/M$ — газовая постоянная; T — абсолютная температура пара; ΔP_v — полный перепад давления в трубе.

или вытекающие из него с учетом уравнения состояния газа соотношение

$$\frac{dP}{dT} = \frac{LP}{RT^2}$$

Следовательно,

$$\Delta T_s = \frac{RT^2}{LP} \Delta P_v \quad (2-8-13)$$

где ΔP_v — находятся согласно § 2-5. Обычно ΔT_s можно пренебречь;

R_s — термическое сопротивление тепловой трубы в осевом направлении. Обычно им в расчетах пренебрегают. Однако оно может играть существенную роль при расчетах процесса запуска газорегулируемых тепловых труб.

Для наглядности сопоставления относительных значений отдельных термических сопротивлений они сведены в табл. 2-8, которая заимствована из работы Эссельмена и Грина [2-40]. Приведенные в таблице значения определены для воды и отнесены к поперечному сечению в 1 см². Формулы для расчета термических сопротивлений даются в табл. 2-9.

2-9. ПРЕДЕЛЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Верхний предел теплопередающей способности тепловой трубы может определяться одним или несколькими факторами. Рассмотрим ограничения, опираясь на изображенную на рис. В-1 физическую картину процессов, протекающих в тепловой трубе.

2-9-1. Ограничение мощности тепловой трубы по вязкости. При низких температурах преобладающими являются силы вязкости в паровом потоке тепловой трубы. Буссе показал, что тепловой поток в осевом направлении быстро возрастает при снижении давления в конденсаторе, максимум теплового потока достигается при снижении давления до нуля. Буссе выполнил анализ двумерного течения и установил, что радиальная составляющая вектора скорости оказывает существенное влияние на характеристики течения. Буссе получено следующее выражение:

$$q = \frac{r^2 L \rho_v P_v}{16 \mu_{eff}} \quad (2-9-1)$$

где P_v и ρ_v относятся к зоне испарения.

Это уравнение хорошо согласуется с опубликованными данными.

2-9-2. Звуковой предел. При повышенных температурах может произойти запираание канала в зоне испарения, что приведет к ограничению передаваемой трубой мощности. Этот вопрос был проанализирован в § 2-5.

Предел мощности по скорости звука рассчитывается по формуле

$$q = 0,474 L (\rho_v P_v)^{1/2} \quad (2-9-2)$$

Эта формула хорошо согласуется с экспериментальными результатами. На рис. 2-38 приведены кривые Буссе для некоторых щелочных металлов, дающие значения температуры, при которой звуковой предел мощности

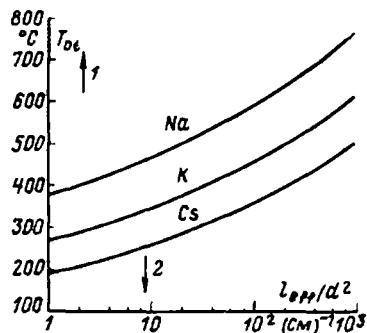


Рис. 2-38. Границы перехода от вязкостного к звуковому ограничению теплопередающей способности трубы.

T_{0c} — температура перехода, °C; 1 — область звукового ограничения; 2 — область вязкостного ограничения.

Из опытов Кемме можно установить приблизительное соотношение между пределом мощности по нарушению устойчивости границы раздела и шагом проволочек в сетке z . Опыт показывает, что наличие очень тонкой сетки предотвращает срыв влаги с поверхности раздела.

2-9-4. Капиллярное ограничение (ограничение по смачиванию фитиля). Для того чтобы тепловая труба работала, необходимо, чтобы удовлетворялось уравнение (2-1-1), а именно, чтобы

$$\Delta P_{\text{смакс}} \geq \Delta P_l + \Delta P_v + \Delta P_g.$$

Соответствующие выражения, необходимые для расчета указанных величин, приведены в § 2-2—2-6.

Выражение для максимального потока массы $\dot{m}_{\text{макс}}$ можно легко получить, если принять следующие допущения:

- 1) свойства жидкости не меняются вдоль трубы;
- 2) фитиль является однородным;
- 3) перепадом давления в паровом потоке можно пренебречь.

Тогда

$$\dot{m}_{\text{макс}} = \left[\frac{\rho_l \sigma_l}{\mu_l} \right] \left[\frac{kA}{l} \right] \left[\frac{2}{r_c} - \frac{\rho_l g l}{\sigma_l} \sin \varphi \right], \quad (2-9-3)$$

будет равен вязкостному. Кривые построены в функции параметра l_{eff}/d^2 , где $d = 2r_v$ — диаметр парового канала.

2-9-3. Ограничение мощности по устойчивости границы раздела жидкости — пар (уносу жидкости). Этот вопрос был рассмотрен в § 2-7. Уравнение (2-7-3) дает значение предельного по условиям устойчивости границы раздела теплового потока.

$$q = \sqrt{\frac{2\pi r_v L^2 \sigma_l}{z}}$$

и соответствующий тепловой поток будет равен:

$$Q_{\text{макс}} = \dot{m}_{\text{макс}} L = \left[\frac{\rho_l \sigma_l L}{\mu_l} \right] \left[\frac{kA}{l} \right] \left[\frac{2}{r_c} - \frac{\rho_l g l}{\sigma_l} \sin \varphi \right]. \quad (2-9-4)$$

Комплекс $\frac{\rho_l \sigma_l L}{\mu_l}$ зависит только от свойств рабочей жидкости и известен как критерий или параметр «качества» M . Этот критерий представлен на рис. 2-1 в функции температуры для ряда рабочих жидкостей. Комплекс kA/r_c определяет геометрические характеристики фитиля. Экспериментальные пределы мощности трубы при высоких температурах, приведенные на рис. 2-1, по-видимому, отвечают капиллярному пределу.

2-9-5. Кризис теплоотдачи. Кризис теплоотдачи наступает в испарителе при высоких радиальных тепловых потоках. Аналогичное ограничение или максимум радиального теплового потока может быть достигнут также и в конденсаторе. Эти ограничения рассмотрены в § 2-8. Для испарителя уравнение (2-8-8) дает значение q_{crit} , которое должно удовлетворяться в случае гомогенного фитиля. Это соотношение, отвечающее капиллярному ограничению мощности, как показано в § 2-8-4, применимо для калия при тепловых потоках до 315 кВт/м². Возможно оно применимо и при более высоких тепловых потоках для калия и других жидких металлов. В случае воды и других неметаллических жидкостей существенную роль играет образование пара внутри фитиля, происходящее при сравнительно низких тепловых потоках (130 кВт/м² для воды). Для этих жидкостей простое соотношение для q_{crit} отсутствует и следует пользоваться приведенными в табл. 3-2 опытными данными по максимально достижимой плотности теплового потока.

Анализ практики конструирования тепловых труб

Тепловая труба состоит из трех основных элементов:

- 1) рабочей жидкости;
- 2) фитиля или капиллярной структуры;
- 3) корпуса.

При выборе соответствующей комбинации этих элементов неизбежно может возникнуть ряд противоречий. Ниже рассматриваются принципы подобного отбора.

3-1. РАБОЧАЯ ЖИДКОСТЬ

Выбор соответствующей рабочей жидкости осуществляется прежде всего, исходя из диапазона рабочих температур парового пространства. Основные данные, необходимые для этой цели, содержатся в табл. 3-1. Для некоторого ориентировочного температурного диапазона может существовать несколько приемлемых рабочих жидкостей, и для выбора наиболее подходящий из них следует проанализировать весь комплекс их физических свойств. Основные требования, предъявляемые к рабочим жидкостям, следующие:

- 1) совместимость рабочей жидкости с материалом фитиля и корпуса;
- 2) высокая термическая стойкость жидкости;
- 3) смачиваемость жидкостью фитиля и материала корпуса трубы;
- 4) давление паров жидкости в рабочем диапазоне температур не должно быть излишне высоким или слишком низким;
- 5) большая скрытая теплота парообразования;
- 6) высокая теплопроводность жидкости;
- 7) низкое значение вязкости жидкой и паровой фаз;
- 8) высокое поверхностное натяжение;
- 9) приемлемое значение точки замерзания или затвердения.

Выбор рабочей жидкости должен также опираться на термодинамические соображения, связанные с различными ограничениями мощности тепловой трубы, которые были рассмотрены в гл. 2. Это — вязкостное, звуковое, капиллярное ограничения, ограничение по устойчивости

Рабочие жидкости для тепловых труб
(Эффективный интервал рабочих температур указан ориентировочно. Полный комплект данных по физическим свойствам большинства проведенных жидкостей дается в приложении 1)

Рабочая жидкость	Точка плавления, °С	Точка кипения при атмосферном давлении, °С	Рабочий диапазон
Гелий	-272	-269	-271 ÷ -269
Азот	-210	-196	-203 ÷ -160
Аммиак	-78	-33	-60 ÷ +100
Фреон-11	-111	24	-40 ÷ +120
Пентаи	-130	28	-20 ÷ +120
Фреон-113	-35	48	-10 ÷ +100
Ацетон	-95	57	0— 120
Метилловый спирт	-98	64	10— 130
Флуток РР,*	-50	76	10— 160
Этиловый спирт	-112	78	0— 130
Гептан	-90	98	0— 150
Вода	0	100	30— 200
Флуток РР,*	-70	160	0— 225
Термекс	12	257	150— 395
Ртуть	-39	361	250— 650
Цезий	29	670	450— 900
Калий	62	774	500— 1000
Натрий	98	892	600— 1200
Литий	179	1340	1000— 1800
Серебро	960	2212	1800— 2300

* Используются в тех случаях, когда необходимо обеспечить электрическую изоляцию.

поверхности раздела (срыву жидкости) и по кризису пузырькового кипения.

Многие из проблем, связанных с продолжительностью срока службы тепловой трубы, являются прямым следствием несовместимости используемых в ней материалов, при этом следует иметь в виду все три основных элемента тепловой трубы. Этот вопрос более полно будет рассмотрен ниже. Необходимо отметить лишь один специфический для тепловой трубы аспект — это возможность термического разложения рабочей жидкости. Рабочую температуру ряда органических жидкостей следует поддерживать ниже определенного значения для предотвращения разложения жидкости на отдельные компоненты. Тем самым высокая термическая стойкость жидкости в предлагаемом рабочем диапазоне температур является ее необходимым свойством.

Поверхность жидкости ведет себя подобно растянутой оболочке, разница состоит в том, что натяжение жидкой поверхности не зависит от ее площади. По всей площади поверхности жидкости действует стягивающая ее сила, обусловленная притяжением молекул и препятствующая их отделению от основной массы. Поверхностное натяжение изменяется с изменением температуры и давления, однако зависимость от давления обычно слаба.

Эффективное значение поверхностного натяжения может существенно меняться при концентрации инородного вещества на поверхностях раздела жидкость — пар, жидкость — жидкость или же на твердых поверхностях. Расчет поверхностного натяжения рассмотрен в гл. 2.

При проектировании тепловой трубы желательно, чтобы поверхностное натяжение было большим с тем, чтобы труба могла работать против силы тяжести и развивать при этом значительный движущий капиллярный напор.

В дополнение к большому значению поверхностного натяжения необходимо, чтобы рабочая жидкость смачивала фитиль и материал корпуса трубы, краевой угол должен быть нулевым или по крайней мере очень малым.

Давление паров жидкости в рабочем диапазоне температур должно быть достаточно большим с тем, чтобы избежать высоких скоростей пара, приводящих к появлению больших градиентов температуры вдоль от трубы, срыву возвращающегося конденсата в условиях противотока пара и жидкости или возникновению неустойчивости течения связанной со сжимаемостью потока. Однако давление пара не должно быть слишком высоким, так как в последнем случае придется использовать трубу с толстостенным корпусом.

Для обеспечения большой теплопередающей способности трубы при минимальном расходе рабочей жидкости, а следовательно, при минимальном падении давления вдоль трубы желательно использовать жидкость с большой скрытой теплотой парообразования. Желательно, чтобы теплопроводность рабочей жидкости (в жидкой фазе) также была высокой с тем, чтобы свести к минимуму радиальные градиенты температур и уменьшить вероятность возникновения пузырькового кипения на границе фитиля со стенкой корпуса.

Гидравлическое сопротивление течению жидкости будет сведено к минимуму выбором жидкости с малой вязкостью паровой и жидкой фаз.

Удобной характеристикой для быстрого сопоставления рабочих жидкостей служит введенный в гл. 2 «критерий качества», определяемый как $\sigma_i L \rho_i / \mu_i$, где σ_i — поверхностное натяжение; L — скрытая теплота парообразования; ρ_i — плотность жидкости; μ_i — вязкость.

На рис. 3-1 приведены значения «критерия качества» M для различных жидкостей при температуре насыщения в диапазоне температур 200—1750 К. Видно, что вода имеет несомненное преимущество благодаря высоким значениям скрытой теплоты парообразования и поверхностного натяжения по сравнению со всеми органическими жидкостями, такими как ацетон и спирты. При окончательном выборе рабочей жидкости, безусловно, учитываются также ее стоимость, доступность, совместимость с другими материалами, используемыми в тепловой трубе, и другие указанные выше факторы.

Как указывали Эссельмен и Грин [3-1], высокое значение «критерия качества» не является единственным критерием при выборе рабочей жидкости. В конкретной ситуации другие факторы могут играть более существенную роль. Например, если исходить из стоимости рабочей жидкости, то предпочтение следует отдать калию по сравнению с цезием и рубидием, которые в 1000 раз дороже. Аналогично в диапазоне температур 1200—1800 К литий обладает более высоким значением «критерия качества» по сравнению с большинством других металлов, включая натрий. Однако при использовании лития корпус трубы должен быть изготовлен из дорогого сплава, химически стойкого по отношению к литию, тогда как натрий может находиться в трубе из нержавеющей стали. Поэтому может оказаться дешевле и удобнее использовать тепловые трубы с несколько худшими эксплуатационными характеристиками, в которых рабочей жидкостью служит натрий, а сами трубы выполнены из нержавеющей стали.

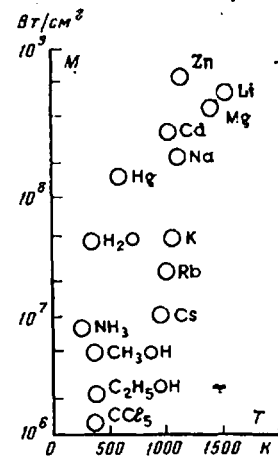


Рис. 3-1. Параметр качества для ряда рабочих жидкостей при температуре, равной точке кипения.

Используемые в тепловых трубах рабочих жидкостей весьма разнообразны, начиная с гелия для температур 4 К и кончая литием для температур 2300 К. Из рис. 3-1 видно преимущество воды в диапазоне температур 350—500 К, где конкурирующие с ней органические жидкости имеют существенно меньшие значения «критерия качества». При несколько меньших температурах (270—350 К) целесообразно применять аммиак, хотя последний требует весьма аккуратного обращения с целью сохранения его высокой чистоты. Конкурентоспособны в этом диапазоне ацетон и спирты, имеющие более низкое по сравнению с аммиаком давление паров. Эти жидкости обычно используются в тепловых трубах для космических целей. Вода и метиловый спирт совместимы с медью, поэтому обе эти жидкости часто используются для охлаждения электронного оборудования.

В диапазоне температур 500—650 К могут быть использованы высокотемпературные органические теплоносители, такие как термекс и даутерм А. Обе эти жидкости представляют собой эвтектические смеси дифенила и дифенилоксида с точками кипения при атмосферном давлении около 260°C. Однако эти жидкости обладают низким поверхностным натяжением и невысокой скрытой теплотой парообразования. Как и многие другие органические соединения, дифенил легко разлагается по достижении температуры, превышающей некоторое критическое значение. Однако две данные эвтектические смеси в отличие от многих других, имеющих тот же самый рабочий диапазон температур, характеризуются точкой кипения, а не областью кипения.

Двигаясь дальше по температурной шкале, мы приходим к жидким металлам. Для диапазона 500—950 К очень хороша ртуть, которая обладает подходящими термодинамическими свойствами. Она находится в жидком состоянии при комнатной температуре, что упрощает ее перегрузку, а также заполнение и запуск тепловой трубы.

Если отвлечься от токсичности ртути, то основным теньвым моментом, препятствующим ее использованию в качестве рабочей жидкости в тепловых трубах (в отличие от термосифонов), являются трудности, связанные с обеспечением смачиваемости фитиля и стенки корпуса. Работ, специально посвященных этому вопросу, немного, и, пожалуй, только Довероллу [3-2] из

Лос-Аламосской лаборатории и Рею [3-3] принадлежат публикации по проблеме смачивания ртутью.

Бинерт [3-4] при создании тепловых труб «ртуть — нержавеющая сталь» для концентраторов солнечной энергии использовал методику Деверолла и достиг в этом направлении определенных успехов для труб, работающих при содействии гравитационной силы. Бинерт указывает, что отсутствие смачивания в зоне конденсации тепловой трубы стимулирует возникновение капельной конденсации, что ведет к росту коэффициента теплоотдачи в этой зоне по сравнению со случаем пленочной конденсации.

Двигаясь далее в зону еще более высоких температур, мы приходим к цезию, калию и натрию как к наиболее приемлемым рабочим жидкостям. Необходимые для расчета тепловых труб физические свойства этих теплоносителей хорошо исследованы (см. приложение 1). В области температур свыше 1400 К выбор обычно прежде всего падает на литий, однако использовалось также и серебро [3-5].

3-2. ФИТИЛЬ ИЛИ КАПИЛЛЯРНАЯ СТРУКТУРА

Выбор фитиля для тепловой трубы определяется многими факторами, часть из них тесно связана со свойствами рабочей жидкости. Основное назначение фитиля, несомненно, состоит в создании капиллярного напора для перемещения жидкости из конденсатора в испаритель. Фитиль должен также обеспечить должное распределение жидкости по всей зоне испарения, т. е. ко всем ее точкам, где к тепловой трубе может быть осуществлен подвод теплоты. Зачастую решение этих двух задач требует использования фитилей различной формы, в частности в тех случаях, когда возврат конденсата должен быть осуществлен на расстояние, скажем, в 1 м при отсутствии гравитационных сил.

Из приведенных в 2 гл. данных можно видеть, что максимальный капиллярный напор, разводимый фитилем, увеличивается с уменьшением размеров пор в фитиле. Другая важная характеристика фитиля — его проницаемость, напротив, увеличивается с ростом размеров пор. Для гомогенных фитилей существует оптимальный с точки зрения удовлетворения этих противоположных требований размер пор. В этой связи возможны три

основных варианта. Фитили, развивающие небольшой напор и применяемые в горизонтальных тепловых трубах или в трубах с использованием силы тяжести, должны обеспечивать протекание максимальных расходов жидкости и имеют сравнительно большие поры, примерно в 100—150 меш (150—100 мкм). Если подача рабочей жидкости осуществляется против сил тяжести, то используются фитили с малыми порами. Если речь идет об использовании труб в космосе, то ограниченность

Таблица 3-2

Измеренная плотность радиального теплового потока в испарителях тепловых труб (приведенные значения не обязательно являются предельными)

Рабочая жидкость	Фитиль	Температура пара, °C	Радиальный тепловой поток, Вт/см ²
Гелий [3-6]	Нержавеющая сетка	-269	0,09
Азот [3-6]	То же	-163	1,0
Аммиак [3-7]	Различный	20—40	5—15
Этиловый спирт [3-8]	Нержавеющая сетка 4× ×100 меш	90	1,1
Метиловый спирт [3-9]	Пенистый никель	25—30	0,03—0,4
Метиловый спирт [3-9]	Никелевый войлок	30	0,24—2,6
Метиловый спирт [3-9]	Сетка 1×200 меш (горизонтальный)	25	0,09
Метиловый спирт [3-9]	Сетка (-2,5 см. подпор)	25	0,03
Вода [3-7]	Различный	140—180	25—100
Вода [3-8]	Сетка	90	6,3
Вода [3-8]	Нержавеющая сетка 100 меш	90	4,5
Вода [3-9]	Никелевый войлок	90	6,5
Вода [3-10]	Спеченая медь	60	8,2
Ртуть [3-6]	Нержавеющая сетка	360	180
Калий [3-6]	То же	750	180
Калий [3-7]	Различный	700÷750	150—250
Натрий [3-6]	Нержавеющая сетка	760	230
Натрий [3-7]	Различный	850—950	200—400
Натрий [3-11]	Нержавеющая сетка 3× ×65 меш	925	214
Натрий [3-12]	Нержавеющая саржевая ткань 508×3500 меш	775	1250
Литий [3-6]	Ниобий —1% циркония	1250	205
Литий [3-13]	Ниобий —1% циркония	1500	115
Литий [3-13]	SGS-таитал —3% вольфрама	1600	170
Литий [3-14]	W-26 Re, канавки	1600	120
Литий [3-14]	W-26 Re, канавки	1700	120
Серебро [3-6]	Таитал —5% вольфрама	—	410
Серебро [3-14]	W-26 Re, канавки	2000	155

размеров и необходимость обеспечения высокой теплопередающей способности трубы приводят к использованию негомогенных или артериальных фитилей с мелкопористой структурой.

Другой подлежащей оптимизации характеристикой фитиля является его толщина. Теплопередающая способность тепловой трубы увеличивается с ростом толщины фитиля. Однако при этом увеличивается термическое сопротивление фитиля в радиальном направлении, что будет препятствовать росту теплопередающей способности трубы в целом и снижать допустимую максималь-

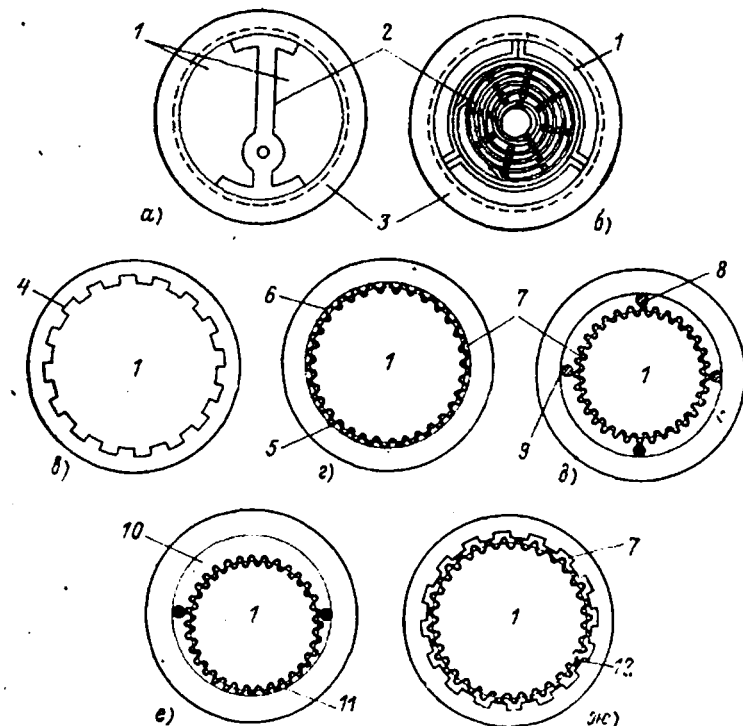


Рис. 3-2. Формы фитилей, используемых в тепловых трубах. а — порая артерия; б — спиральная артерия; в — каналы; г — сетка; д — кольцевой концентрический канал; е — серповидный кольцевой канал; ж — каналы в сетке; з — паровой канал; 1 — сетчатый фитиль для возврата жидкости; 2 — радиальные канавки; 3 — продольные канавки для возврата жидкости; 4 — сетка с продольными проволоками, прижатая к стенке; 5 — сетка с продольными проволоками; 6 — каналы для возврата жидкости; 7 — сетчатые фитили с дистанционирующей вставкой; 8 — вставка из нержавеющей стали, припаянная к трубе; 9 — серповидный канал для возврата жидкости; 10 — сетчатый фитиль, припаянный к трубе; 11 — сетчатый фитиль, прижатый к трубе; 12 — сетчатый фитиль, прижатый к трубе.

Данные по размерам пор фитилей и их проницаемости

Материал и размер сетки, меш	Высота капиллярного поднятия, см	Радиус пор, см	Проницаемость, м ²	Пористость, %
Стекловолокно [3-15]	25,4	—	0,061·10 ⁻¹¹	—
Плетеное керамическое волокно Рефрасил (штулка) [3-15]	22,0	—	0,104·10 ⁻¹⁰	—
Рефрасил (масса) [3-16]	—	—	0,86·10 ⁻¹⁰	—
Рефрасил (слой) [3-16]	—	—	1,00·10 ⁻¹⁰	—
Монель—шарики [3-17]:				
30—40	14,6	0,052 ²	4,15·10 ⁻¹⁰	40
70—80	39,5	0,019 ²	0,78·10 ⁻¹⁰	40
100—140	64,6	0,013 ²	0,33·10 ⁻¹⁰	40
140—200	75,0	0,009	0,11·10 ⁻¹⁰	40
Металлический войлок [3-18]:				
FM 1007	10,0	0,004	1,55·10 ⁻¹⁰	—
FM 1205	—	0,008	2,54·10 ⁻¹⁰	—
Никелевый порошок [3-15]:				
200 мкм	24,6	0,038	0,027·10 ⁻¹⁰	—
50 мкм	>40,0	0,004	0,081·10 ⁻¹¹	—
Никелевое волокно диаметром 0,01 мм [3-15]	>40,0	0,001	0,015·10 ⁻¹¹	68,9
Никелевый войлок [3-19]	—	0,017	6,0·10 ⁻¹⁰	89
Никель пенообразный (ампорник 220,5) [3-19]	—	0,023	3,8·10 ⁻⁹	96
Медь пенообразная (ампоркоп 220,5) [3-19]	—	0,021	1,9·10 ⁻⁹	91
Медный порошок (спеченый) [3-18]	156,8	0,0009	1,74·10 ⁻¹²	52
То же [3-20]:				
45—56 мкм	—	0,0009	—	28,7
100—125 мкм	—	0,0021	—	30,5
150—200 мкм	—	0,0037	—	35
Никель 50 [3-15]	4,8	—	—	62,5
Никель 50 [3-21]	—	0,0305	6,635·10 ⁻¹⁰	—
Медь 60 [3-18]	3,0	—	8,4·10 ⁻¹⁰	—
Никель:				
60 [3-20]	—	0,009	—	—
100 [3-21]	—	0,0131	1,523·10 ⁻¹⁰	—
100 [3-22]	—	—	2,48·10 ⁻¹⁰	—
120 [3-18]	5,4	—	6,00·10 ⁻¹⁰	—
120 ² [3-18]	7,9	0,019	3,50·10 ⁻¹⁰	—
2 ² ×120 [3-23]	—	—	1,35·10 ⁻¹⁰	—
120 [3-24]	—	0,0102	—	—
Нержавеющая сталь:				
180 (22°C) [3-25]	8,0	—	0,5·10 ⁻¹⁰	—
2×180 (22°C) [3-25]	9,0	—	0,65·10 ⁻¹⁰	—
200 [3-21]	—	0,0061	0,771·10 ⁻¹⁰	—
200 [3-19]	—	—	0,520·10 ⁻¹⁰	—

ную плотность теплового потока в испарителе. Суммарное термическое сопротивление испарителя зависит также и от теплопроводности рабочей жидкости, заполняющей фитиль. (В табл. 3-2 приведены измеренные значения плотности теплового потока в испарителе для различных сочетаний фитиль — рабочая жидкость.) Другими существенными характеристиками фитиля являются его совместимость с рабочей жидкостью и смачиваемость. Фитиль должен легко принимать надлежащую форму, с тем чтобы следовать за изменением формы корпуса тепловой трубы, при этом геометрическая форма фитиля должна обеспечивать получение воспроизводимых характеристик. Фитиль должен быть дешевым.

Так называемые гомогенные фитили могут быть разного типа. Это — сетки, пенные структуры, войлок, волокна и спеченные материалы. Другой тип фитиля образуют канавки и артериальные фитили, которые могут сочетаться с гомогенными для обеспечения распределения жидкости по периметру. Формы используемых в тепловых трубах фитилей представлены на рис. 3-2.

3-2-1. Гомогенные структуры. Из всех располагаемых типов гомогенных фитилей наиболее часто используются фитили, выполненные из сетки и ткани саржевого плетения. Они изготавливаются с различными размерами пор и из разных материалов, включая нержавеющую сталь, никель, медь и алюминий. В табл. 3-3 приводятся данные по измеренным размерам пор и значениям проницаемости для ряда сеток и саржевых материалов. Все более часто применяются гомогенные фитили, изготовленные из металлической ваты, в частности войлочные. Изменяя степень сжатия войлока в процессе сборки трубы, можно варьировать размер полученных пор. Используя удаляемые металлические оправки, можно образовать в теле войлока систему артерий.

В тепловых трубах широко используются также волокнистые материалы, которые обычно имеют поры малого размера. Основным недостатком керамических волокон заключается в их малой жесткости, вследствие чего они обычно требуют применения несущего каркаса, например металлической сетки. В итоге, если сами по себе волокна совместимы с рабочими жидкостями, с материалом каркаса в этом плане могут возникнуть проблемы.

Для обеспечения большого расхода жидкости делают из спеченных из разных материалов в виде шариков

Продолжение табл. 3-3

Материал и размер сетки, меш	Высота капиллярного поднятия ¹ , см	Радиус пор, см	Проницаемость, м ²	Пористость, %
Никель:				
200 [3-15]	23,4	0,004	$0,62 \cdot 10^{-10}$	58,9
2×200 [3-23]	—	—	$0,81 \cdot 10^{-10}$	—
Фосфористая бронза [3-26]	—	0,003	$0,46 \cdot 10^{-10}$	67
Титан:				
2×200 [3-20]	—	0,0015	—	67
4×200 [3-20]	—	0,0015	—	68,4
250 [3-22]	—	—	$0,302 \cdot 10^{-10}$	—
Никель ² :				
2×500 [3-20]	—	0,002	—	66,4
4×250 [3-20]	—	0,002	—	66,5
325 [3-24]	—	0,0032	—	—
Фосфористая бронза [3-26]	—	0,0021	$0,296 \cdot 10^{-10}$	67
Нержавеющая сталь, саржевая ткань:				
80 ⁴ [3-27]	—	0,013	$2,57 \cdot 10^{-10}$	—
90 ⁴ [3-27]	—	0,011	$1,28 \cdot 10^{-10}$	—
120 ⁴ [3-27]	—	0,008	$0,79 \cdot 10^{-10}$	—
250 [3-24]	—	0,0051	—	—
270 [3-24]	—	0,0041	—	—
400 [3-24]	—	0,0029	—	—
450 [3-27]	—	0,0029	—	—

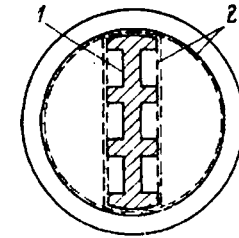
Примечания: 1. Получены в опытах с водой (если не сделано специальной оговорки). 2. Диаметр частиц. 3. Окисленный. 4. Проницаемость измерена в направлении нитей основы. 5. Обозначает число слоев.

порошков мелкопористую структуру, при необходимости дополняя ее артериями с повышенными проходными сечениями. При изготовлении тонких продольных каналов используется метод выщелачивания. Такие тепловые трубы с корпусами из меди и алюминия и с канавками на стенке применяются в условиях невесомости. В общем случае канавки не обеспечивают необходимый капиллярный напор в гравитационном поле. Теплопередающая способность таких труб может ограничиваться устойчивостью поверхности жидкой пленки — срывом влаги. Закрытие канавок сеткой предотвращает этот эффект.

3-2-2. Артериальные фитили. Артериальные фитили следует применять в высокоэффективных тепловых трубах для космоса, когда градиенты температур в тепловой трубе должны быть сведены к минимуму с целью

Рис. 3-3. Артериальный фитиль, разработанный IRD.

1 — фрезерованный нержавеющей каркас; 2 — сетка 400 меш, выстилающая корпус и артерию.



компенсации неблагоприятных последствий обычно низкой теплопроводности рабочих жидкостей. На рис. 3-3 изображен артериальный фитиль, разработанный фирмой IRD. Внутренний диаметр тепловой трубы составляет всего лишь 5,25 мм. Данная тепловая труба, разработанная для Европейской космической организации (ESRO), была рассчитана на передачу 15 Вт мощности на расстояние 1 м при полном перепаде температур, не превышающем 6°C. Корпус был изготовлен из алюминиевого сплава, рабочей жидкостью служил ацетон (см. приведенный в конце настоящей главы пример А).

Конструкция фитиля, использованная в данной трубе, была предназначена для перекачки жидкости вдоль трубы с минимальным перепадом давления. Высокий движущий напор достигался закрытием шести артерий мелкой сеткой. Для полной реализации передающей способности артериального фитиля артерия должна быть полностью отгорожена от парового пространства. Максимальная капиллярная движущая сила в этом случае определяется размером ячеек сетки. Таким образом, в процессе производства требовался высокоэффективный контроль качества изготовления трубы с тем, чтобы артерия была действительно хорошо закрыта, а сетка не имела повреждений.

Далее при проектировании тепловых труб с артериальными фитилями следует обращать внимание на закупорку артерий паром или газом. Если в артерии образуется или в нее засасывается паровой либо газовый пузырь, то ее передающая способность существенно снижается. Действительно, в том случае, когда пузырь полностью перегораживает артерию, теплопередающая способность трубы оказывается зависящей от эффективного капиллярного радиуса артерии, т. е. для трубы будет существовать некое эффективное состояние свободной артерии. Если исходить из этого условия, то для того, чтобы артерия вновь заполнилась, нужно снизить тепловую нагрузку до значений, меньших максимально

возможной при состоянии свободной артерии (см. также гл. 6).

При разработке конструкции фитиля и выборе рабочей жидкости для артериальных тепловых труб необходимо иметь в виду следующее:

1. Рабочая жидкость перед заполнением тепловой трубы должна быть тщательно дегазирована с тем, чтобы вести к минимуму опасность закупорки артерии неконденсирующимися газами.

2. Артерия не должна находиться в контакте с обогреваемой стенкой для того, чтобы предотвратить образование в ней пузырьков.

3. Должно быть предусмотрено наличие нескольких запасных артерий с тем, чтобы допустить некоторую страховку от вероятного возникновения аварийной ситуации в отдельных артериях.

4. Успешное восстановление заполнения артерии в конструкциях, предназначенных для космоса, должно определяться экспериментально при перегрузке в одну g , так как ожидается, что повторное заполнение в условиях нулевого g окажется более легким.

3-3. ТЕРМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ФИТИЛЕЙ, НАСЫЩЕННЫХ ЖИДКОСТЬЮ

Одной из важных характеристик, упомянутых в процессе анализа требуемых свойств фитиля и рабочей жидкости, является теплопроводность. Имются формулы для расчета теплопроводности насыщенных жидкостью фитилей различных типов. Они обсуждаются ниже. Теплопроводность является весьма важным фактором для определения допустимой толщины фитиля.

3-3-1. Сетки. Горрингом и Черчиллем [3-28] представлены решения для определения теплопроводности гетерогенных материалов, которые подразделяются авторами на три категории: дисперсии или свободные упаковки, плотно упакованные структуры и пары сплошных однородных элементов. Для сеток удовлетворительное решение не достигается, поскольку они представляют собой предельный случай дисперсий, в котором частицы хотя и контактируют друг с другом, но не являются плотно упакованными. Однако поскольку теплопроводность дисперсий меньше теплопроводности плотно упакованных структур, оценки теплопроводности сеток мож-

но осуществить с помощью уравнения Релея для эффективной теплопроводности дисперсий, образованных правильными рядами однородных цилиндров:

$$k_w = \frac{\beta - \epsilon}{\beta + \epsilon} k_l, \quad (3-1)$$

где $\beta = \left(1 + \frac{k_s}{k_l}\right) / \left(1 - \frac{k_s}{k_l}\right)$; k_s — коэффициент теплопроводности твердой фазы; k_l — коэффициент теплопроводности жидкой фазы; ϵ — объемная концентрация твердой фазы.

В конце данной главы в конструктивном расчете A дается пример использования этого уравнения.

3-3-2. Спеченные фитили. Точная геометрическая конфигурация спеченного фитиля неизвестна из-за случайного характера распределения частиц в нем, различной степени их деформации и оплавления в процессе спекания (см. гл. 4). По этой причине полагают, что спеченный фитиль можно представить в виде некоей сплошной твердой фазы, содержащей случайное распределение сферических частиц жидкости случайного размера.

Максвелл [3-29] вывел соотношение, с помощью которого можно найти теплопроводность подобного рода гетерогенного материала:

$$k_w = k_s \left[\frac{2 + k_l/k_s - 2\epsilon(1 - k_l/k_s)}{2 + k_l/k_s + \epsilon(1 - k_l/k_s)} \right]. \quad (3-2)$$

Горринг и Черчилль показывают, что это выражение приемлемо согласуется с опытными данными.

3-3-3. Канальные фитили. Термическое сопротивление канавок в радиальном направлении в зонах испарения и конденсации будет существенно различным. Это связано с различиями в механизмах теплопередачи в этих зонах. В испарителе торец ребра не играет активной роли в процессе теплопередачи. Теплота, по-видимому, передается теплопроводностью вдоль ребра, затем также теплопроводностью через жидкую пленку к поверхности мениска и испарением с поверхности жидкость — пар.

В зоне конденсации канавки будут затоплены жидкостью и торец ребра будет играть активную роль в процессе передачи теплоты. Образующаяся на торце ребра жидкая пленка явится основным фактором, определяющим термическое сопротивление процессу передачи теплоты. Толщина этой жидкой пленки зависит от интен-