М. Н. ИВАНОВСКИЙ
В. П. СОРОКИН
И. В. ЯГОДКИН

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

МОСКВА · АТОМИЗДАТ · 1978

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список основных обозначений 3
Индексы 4
Предисловие 5
Введение 7
§ В.1. Устройство и принцип работы тепловых труб . . . 9
§ В.2. Ограничения рабочих параметров тепловых труб . . . 12
§ В.3. Классификация тепловых труб 16

Глава 1. **Движущие силы. Баланс давления в тепловой трубе** . . 25

§ 1.1. Поверхностные силы и капиллярные явления 25
§ 1.2. Баланс давлений в тепловой трубе 33

Глава 2. **Гидродинамика** 37

§ 2.1. Течение жидкости в капиллярных системах 37
§ 2.2. Течение газа со вдувом и отсосом массы. Течение пара в тепловых трубах 41
§ 2.3. Критический расход газа. Звуковой и вязкостный пределы переносимой мощности. Скачки уплотнения 69
§ 2.4. Капиллярные ограничения переносимой мощности . . . 92
§ 2.5. Взаимодействие жидкости с паром. Ограничение переносимой мощности вследствие уноса жидкости в пар 113

Глава 3. **Тепло- и массообмен** 123

§ 3.1. Испарение и конденсация. Газокинетические зависимости. Коэффициенты испарения и конденсации 123
§ 3.2. Максимальные удельные тепловые потоки в зоне нагрева тепловых труб. Термические сопротивления при испарении из фитилей 125
§ 3.3. Тепло- и массообмен при конденсации 154

Глава 4. **Динамика тепловых труб** 160

§ 4.1. Динамика пуска тепловых труб. Поля температур в пусковых режимах 160
§ 4.2. Заполнение капиллярной структуры жидкостью 172
§ 4.3. Особые случаи пусковой динамики 185

Приложение 1. **Методы расчета тепловых труб** 194

§ П.1.1. Принципы расчета 194
§ П.1.2. Составляющие баланса давления 194
§ П.1.3. Ограничения переносимой мощности 200
§ П.1.4. Перепады температуры в тепловой трубе 203
§ П.1.5. Оптимизация параметров тепловых труб 207
§ П.1.6. Программы расчета тепловых труб на ЭЦВМ 212
Программа для расчета звукового предела мощности и параметров пара и жидкости по длине тепловой трубы ПР-56 212
Программа для расчета капиллярных ограничений максимальной мощности тепловых труб ПР-13 226

Приложение 2. **Физические свойства теплоносителей тепловых труб** 239

Список литературы 249

УДК 669.536.422

Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Ягодкин И. В. Физические основы тепловых труб.—М.: Атомиздат, 1978, 256 с.

В книге на основе обширного литературного материала и исследований авторов изложены современные представления о физических процессах, лежащих в основе работы высокоэффективных теплопередающих устройств — тепловых труб. Рассмотрены гидродинамика теплоносителя в паровом канале и капиллярной системе, тепло- и массообмен в зонах испарения и конденсации, особенности работы тепловых труб в пусковых и переходных режимах.

В приложениях представлены методы расчета ограничений теплопереноса и перепадов температуры в тепловых трубах, приведены данные по физическим свойствам основных теплоносителей.

Книга предназначается для научных сотрудников, конструкторов, инженеров, а также преподавателей, аспирантов и студентов технических высших учебных заведений.

Рис. 99. Табл. 29. Список литературы 164 наименования.

ИБ № 746

Михаил Николаевич Ивановский
Владимир Павлович Сорокин
Иван Васильевич Ягодкин

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Редактор О. А. Степеннова
Художественный редактор А. Т. Кирьянов
Переплет художника М. Р. Ибрагимова
Технический редактор Н. А. Власова
Корректоры Н. А. Смирнова, Л. С. Тимохова

Сдано в набор 7.II. 1978 г. Подписано к печати 17.V. 1978 г. Т-09917. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага тип. № 2. Усл. печ. л. 16,0 Уч.-изд.. л. 16,92. Тираж 3200 экз. Зак. изд. 69196. Зак. тип. 1247. Цена 2 р. 80 к.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

И 30315—046 / 034(01)—78 46—78

© Атомиздат, 1978

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

a — коэффициент температуропроводности, скорость звука
c_p — удельная теплоемкость
c — массовая концентрация
D — коэффициент диффузии
d — диаметр канала
F — площадь сечения канала, свободная энергия
f — коэффициент конденсации, коэффициент трения
G — массовый расход вещества в канале, массовый поток
g — ускорение свободного падения
k — постоянная Больцмана, проницаемость, коэффициент теплопередачи, показатель адиабаты
l — длина
M — относительная молекулярная масса
N — мольная концентрация
P — давление
q — удельный тепловой поток
Q — общий теплоперенос
$\underline{Q}$ — удельный осевой теплоперенос
R — термическое сопротивление; радиус канала, поры и др.
r — скрытая теплота парообразования, текущий радиус
R — универсальная газовая постоянная
S — площадь, энтропия
T — абсолютная температура
t — температура по стоградусной шкале
u — проекция скорости на ось y
v — удельный объем
V — объем
w — проекция скорости на ось x
W — скорость потока
x — координата вдоль оси канала
X — сухость пара
y — координата, перпендикулярная к оси канала
β — коэффициент потока импульса
γ — удельный вес
δ — толщина
ε — пористость
θ — краевой угол смачивания
λ — коэффициент теплопроводности
μ — динамическая вязкость
ν — кинематическая вязкость
ξ — коэффициент гидравлического сопротивления
ρ — плотность, радиус кривизны
σ — коэффициент поверхностного натяжения
τ — время
φ — угол наклона трубы к горизонту

$Re_x = wd/\nu$ — критерий Рейнольдса для потока в канале
$Re_y = ud/\nu$ — критерий Рейнольдса для поперечного потока
$Pr = \nu/a$ — критерий Прандтля
$Nu = \alpha d/\nu$ — критерий Нуссельта
M — число Маха

ИНДЕКСЫ

п — пар
ж — жидкость
г — газовый, гидростатический
ст — стенка
ф — фитиль, фазовый переход
и — испарение
к — конденсация
а — адиабатный
ср — средний
макс — максимальный
мин — минимальный
кр — критический
пр — предельный
пов — поверхностный
об — объемный
м — массовый
н — насыщение
о — на поверхности жидкости
r — радиальный
ос — осевой
p — параметр отнесен к разности парциальных давлений
эф — эффективный
зв — звуковой
σ, кап — капиллярный
ун — унос
кип — кипение
диф — диффузионный
пуз — пузырь
ин — инерционный
лам — ламинарный
тур — турбулентный
нп — насыщенный пар
нж — насыщенная жидкость

ПРЕДИСЛОВИЕ

Тепловые трубы привлекают с каждым годом все большее внимание ученых, конструкторов и инженеров тех областей техники, где возникает необходимость термостатировать процессы или аппараты, где нужны высокоэффективные тепловоды, интенсивный теплоотвод, регулирование или трансформация тепловых потоков. Широкий круг специалистов по атомной энергетике, космонавтике, химии, радиоэлектронике и другим областям техники нуждается в ознакомлении с физическими принципами работы и процессами в тепловых трубах, с основами их создания и эксплуатации, с многочисленными идеями по их конструкционному исполнению, с предельными характеристиками и возможностями применения. В нашей стране уже издано несколько книг и сборников, посвященных тепловым трубам [1—5]. Данная книга представляет собой попытку систематизированного изложения физических основ тепловых труб. Инженерные и технологические вопросы будут освещены в книге «Технологические основы тепловых труб», которую авторы намереваются написать непосредственно следом за этой книгой и которая будет ее логическим продолжением.

За десять с лишним лет с начала исследований тепловых труб накопился большой объем информации по различным аспектам конструирования, испытания, применения этих устройств. Некоторые работы уже морально устарели, другие, наоборот, подтверждены экспериментально и получили дальнейшее развитие. С каждым годом появляется все больше оригинальных конструкторских идей, идут их практическая проверка, внедрение в технику. За последнее время, как это и бывает всегда с новыми идеями, уменьшился излишний оптимизм в перспективах применения тепловых труб для одних областей техники, и в то же время тепловые трубы на более твердой исследовательской основе завоевали себе право эффективного применения в других областях техники. Несомненно, что возможности разработки новых конструкций тепловых труб на сегодня далеко не исчерпаны. Широкое применение тепловых труб в технике в настоящее время по существу только начинается.

При написании книги перед авторами стояла дилемма: для неспециалистов в области тепловых труб нужно изложить общие вопросы и достаточно популярно описать происходящие в тепловых трубах процессы; наоборот, для читателей, специализирующихся в области разработок конструкций с тепловыми трубами, важны глубокое детальное изложение и анализ результатов уже проведенных работ. Принят последовательный характер изложения — от простых понятий к детальному описанию существа вопроса. Центр тяжести, в конечном счете, приходится на детальное изложение и анализ физических основ тепловых труб. При этом авторы стремились систематизировать материал, сделать из частных выводов общие, дать рекомендации по методике расчета и конструированию тепловых труб.

Основная часть материала книги изложена на основе исследований авторов, проведенных в коллективе теплофизиков Физико-энергетического института Государственного Комитета по использованию атомной энергии СССР. За помощь в оформлении рукописи авторы благодарят Н. П. Колмогорову, Л. М. Кузнецову, Л. М. Пророк, Е. Н. Строжкову.

Авторы будут признательны читателям, которые пришлют свои отзывы и замечания по содержанию книги.

ВВЕДЕНИЕ

Впервые термин *тепловая труба* (heat pipe) был введен в 1963 г. Гровером с сотр. (Лос-Аламосская лаборатория, США), которые были инициаторами исследований этих устройств и рассмотрения возможности их использования в технике [6, 7]. Тепловые трубы точнее следовало бы назвать *теплопередающими трубами*. Однако первый термин уже широко распространен, поэтому, по-видимому, целесообразно его сохранить.

Идея создания тепловода, в котором перенос тепла осуществляется посредством испарения и конденсации рабочего тела, а для перекачивания жидкости используются капиллярные силы, была предложена еще в 1942 г. Гаулером применительно к холодильной технике [8]. Однако изобретение не находило применения в технике более 20 лет. Разработка космических высокотемпературных энергетических систем обусловила возрождение идеи.

Отметим, что тепловые трубы имели предшественника — так называемые *трубы Перкинса*. Трубы Перкинса — это бесфитильные тепловоды, в которых перенос тепла осуществляется также за счет скрытой теплоты парообразования, а циркуляция теплоносителя происходит за счет сил гравитации. Эти устройства были изобретены Перкинсом в 1897 г. и успешно использовались сначала в хлебопекарном деле, а затем нашли и другие многочисленные области применения. Бесфитильные трубы задолго до появления тепловых труб применяли, например, в строительной технике — в районах вечной мерзлоты они обеспечивали сохранение замерзшего грунта под фундаментами построенных сооружений. Однако несомненно, что использование капиллярных сил в парожидкостных тепловодах было принципиально новым шагом в их развитии.

Первые эксперименты, проведенные в США, подтвердили работоспособность и высокую эффективность тепловодов, действующих на этом принципе. Они послужили началом «цепной реакции» по изучению, совершенствованию и применению новых тепловодов в различных странах мира. Такие работы вслед за США были начаты в ФРГ, Англии, Франции, Италии, Голландии, а также в нашей стране и некоторых социалистических

странах (Чехословакии, Югославии). В настоящее время практически во всех технически развитых странах проводятся исследования и проработки тепловых труб. Особенно широк размах работ в США — разработки с использованием тепловых труб и изучение процессов в этих устройствах ведут более ста фирм и исследовательских организаций. Существует тесная кооперация в исследованиях, проводимых в США и европейских странах.

Начиная с 1965 г. результаты по исследованию тепловых труб докладываются на различных конференциях и симпозиумах. В последние годы проводятся специализированные международные конференции по тепловым трубам. Первая из них проходила в 1973 г. в Штутгарте (ФРГ), вторая — в 1976 г. в Болонье (Италия), третья будет проведена в Сан-Франциско в 1978 г. (США).

Интерес к тепловым трубам вызван целым рядом ценных качеств, которыми могут обладать такие тепловоды. Прежде всего, это высокая изотермичность. Тепловые трубы часто называют сверхпроводниками тепла. Действительно, трубы с жидкометаллическими теплоносителями способны иметь эффективную теплопроводность в тысячи и даже десятки тысяч раз больше, чем лучшие проводники тепла — серебро и медь Даже низкотемпературные трубы с теплоносителями, имеющими относительно низкую теплопроводность и скрытую теплоту парообразования, могут обладать в десятки раз меньшим термическим сопротивлением, чем лучшие металлические тепловоды

Возможность работы лишь за счет капиллярных сил позволяет использовать тепловые трубы в невесомости. Сочетание этого свойства с малой массой дает возможность широко применять эти тепловоды для транспортировки и сброса тепла в различных элементах космических устройств. В наземных условиях тепловые трубы также работают эффективно. Силы гравитации могут содействовать переносу теплоносителя и существенно увеличивать теплопередающую способность этих устройств

Важное качество тепловых труб — их способность к трансформации тепловых потоков. Высокую плотность подвода тепла в одной части трубы можно иметь при низкой плотности теплоотвода в другой ее части и наоборот Степень трансформации тепла регулируется в широких пределах Кстати, отметим, что тепловые трубы с жидкометаллическими теплоносителями допускают чрезвычайно интенсивный обогрев В зоне нагрева их удельные тепловые потоки могут достигать более 1 *квт/см*^{2} Такой рекордно высокий теплосъем может быть обеспечен лишь за счет испарения теплоносителя с поверхности капиллярно-пористых тел.

Тепловые трубы специальных конструкций (например, газонаполненные) способны обеспечивать автоматическое или при-

нудительное регулирование термического сопротивления, изменять поверхности эффективного теплоотвода С помощью тепловых труб относительно легко решаются задачи по созданию тепловых диодов, регуляторов температуры, термостабилизаторов.

Несомненным удобством является автономность тепловых труб. Каждая отдельная труба — независимый элемент системы, не требующий наличия насосов и других вспомогательных устройств *.

Использование этих тепловодов принципиально возможно в очень широком диапазоне температур — от низких, криогенных, температур (начиная с 1° К) до весьма высоких (2500—3000° К). В зависимости от уровня рабочих температур подбирают оптимальные теплоносители: ожиженные газы, органические жидкости, легкокипящие металлы. Обычно каждый теплоноситель оказывается оптимальным лишь в ограниченном температурном диапазоне (100—300° К). Особенно хорошими теплопередающими характеристиками обладают трубы с жидкометаллическими теплоносителями. Они могут переносить очень большие количества тепла — до 10 *квт* и более на 1 $см^2$ сечения трубы По мере понижения уровня рабочих температур физические свойства применяемых теплоносителей ухудшаются, ухудшается и теплопередающая способность труб. Однако многое зависит от конструкционного оформления тепловых труб, от конкретных условий их работы. Несмотря на конструкционную простоту тепловых труб, происходящие в них процессы довольно сложны и требуют всестороннего изучения. Лишь при детальном знакомстве с происходящими в тепловых трубах процессами можно оценить применимость этих устройств в тех или иных условиях, оптимально выбрать такие условия

§ В.1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Тепловыми трубами названы испарительно-конденсационные устройства для передачи тепла, в которых осуществляется перенос скрытой теплоты парообразования за счет испарения жидкости в зоне подвода тепла и конденсации ее паров в зоне отвода, а замкнутая циркуляция теплоносителя поддерживается действием капиллярных или массовых сил.

Возможны самые различные модификации тепловых труб. В простейшем случае тепловая труба ** (рис. В.1) имеет герметичный корпус, внутренняя поверхность которого устлана слоем капиллярно-пористого материала — фитилем, который насыщен жидкой фазой теплоносителя. Фитилем могут служить различ-

---

* Исключение составляют электромагнитные тепловые трубы

** Далее, если это специально не оговаривается, рассмотренне ведется именно для тепловой трубы такого типа

ные пористые материалы (сетки, спеченные пористые структуры), канавки на внутренней поверхности корпуса трубы, экраны с перфорациями или какая-либо другая структура, способная осуществлять перенос жидкости из зоны конденсации в зону нагрева за счет действия капиллярных сил. В качестве тепло-

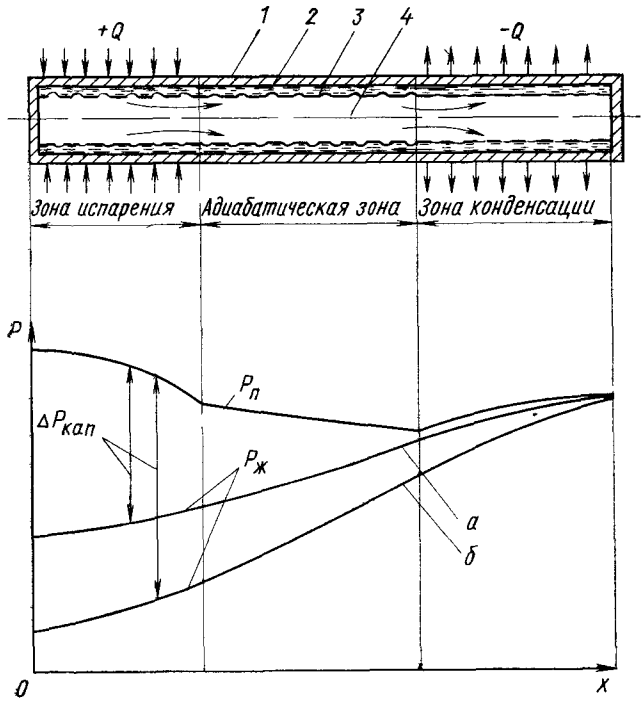


Рис. В.1. Схема цилиидрической тепловой трубы и качественное распределеиие давлеиия в паре $P_п$ и жидкости $P_ж$ без воздействия массовых сил (*а*) и в поле сил гравитации, направленных против течения жидкости в фитнле (*б*):

1 — корпус, *2* — фитиль; *3* — жидкость, *4* — пар

носителя могут быть использованы любые химически чистые материалы или соединения, имеющие жидкую и паровую фазу при рабочей температуре трубы и, как правило, смачивающие материал фитиля. Используя в качестве теплоносителей жидкий гелий, азот, спирты, фреоны, воду, щелочные металлы и т. п., можно создать тепловые трубы для работы как в областях низких, криогенных, температур, так и в области высоких температур — 2500° С и даже выше.

Рассмотрим работу тепловой трубы простейшего типа в условиях отсутствия массовых сил. Подводимое к трубе тепло

передается за счет теплопроводности через корпус трубы и, зачастую, через элементы фитиля к теплоносителю. Испарение смачивающей фитиль жидкости приводит к образованию или увеличению кривизны вогнутых менисков на поверхности жидкости в порах фитиля в зоне нагрева. Под действием сил поверхностного натяжения в вогнутых менисках появляется капиллярное давление $P_{кап}$, воздействующее на жидкость и стремящееся уменьшить кривизну менисков. Капиллярное давление в мениске определяется по формуле Лапласа:

$$P_{кап} = \sigma (1/R_1 + 1/R_2), \qquad (B.1)$$

где $P_{кап}$ — капиллярное давление; R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны поверхности мениска.

Конденсация жидкости в зоне отвода тепла приводит к затоплению фитиля. Кривизна менисков жидкости внутри фитиля в этой зоне, как правило, ничтожна по сравнению с соответствующей кривизной в зоне нагрева трубы. Различие кривизны менисков и, следовательно, капиллярных давлений в этих двух зонах трубы приводит к появлению перепада этих давлений, который является движущим перепадом давления при перекачке жидкости по фитилю из зоны конденсации в зону испарения. Таким образом, в тепловой трубе для обеспечения замкнутой циркуляции теплоносителя используется «капиллярный насос». Помимо капиллярных сил при работе тепловых труб могут действовать массовые силы — гравитационные, центробежные, электромагнитные и др. Массовые силы способны как улучшать циркуляцию теплоносителя в тепловых трубах, так и затруднять ее.

В работающей трубе при циркуляции теплоносителя имеют место следующие процессы: 1) испарение жидкой фазы теплоносителя в зоне нагрева при подводе тепла от источника; 2) перенос пара в зону с пониженным давлением — зону теплоотвода и конденсации; 3) конденсация пара в зоне теплоотвода; 4) подача жидкости из зоны конденсации в зону испарения под действием капиллярных или массовых сил.

Каждый из этих процессов происходит с изменением давления вдоль линии тока циркулирующего теплоносителя. При течении пара по паровому каналу изменение давления происходит как за счет гидравлических потерь, обусловленных трением, так и за счет инерционных эффектов — статическое давление в паре изменяется при вдуве массы пара в поток (испарение) или отводе массы пара (конденсация). Для жидкости, движущейся по фитилю под действием капиллярных сил, давление изменяется главным образом вследствие трения. В зоне испарения и конденсации на границе раздела фаз жидкость — пар помимо капиллярного давления имеет место перепад давления при фазовом переходе, обусловленный динамическим воздействием испаряющегося или конденсирующегося теплоносителя. В лю-

бом сечении стационарно работающей трубы перепад давления между фазами уравновешивается капиллярным давлением:

$$P_{\text{п}} - P_{\text{ж}} + \Delta P_{\text{ф}} = P_{\text{кап}}, \qquad \text{(В.2)}$$

где $\Delta P_{\text{ф}}$ — перепад давления между паром и жидкостью вследствие фазового перехода.

Типичное распределение давления в паре и жидкости по длине тепловой трубы показано на рис. В.1. Кривизна менисков и капиллярное давление по длине трубы изменяются. Максимальная кривизна имеет место в начале испарительной зоны трубы, а минимальная — в конце зоны конденсации. Кривая *а* — изменение давления в жидкости при отсутствии воздействия массовых сил, кривая *б*, данная для сравнения, — распределение давлений в жидкости по длине трубы с учетом влияния гравитации в случае, когда силы тяжести препятствуют циркуляции жидкости. При постоянном значении передаваемой трубой мощности влияние гравитации приводит к тому, что капиллярный насос должен развивать более высокий перепад давления по сравнению с работой трубы в невесомости.

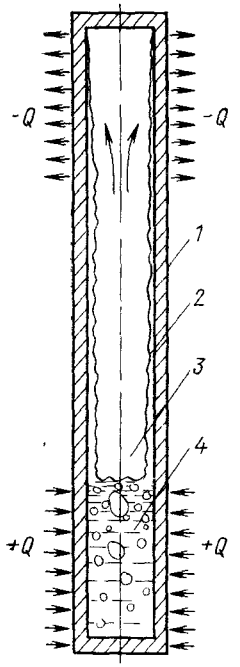


Рис. В.2. Схема испарительного термосифона:

1 — корпус; *2* — пленка конденсата; *3* — пар; *4* — объем кипящей жидкости

В условиях, когда силы гравитации или иные силы (центробежные, электромагнитные) способны обеспечить перенос жидкости из зоны конденсации в зону нагрева, могут использоваться тепловые трубы, не имеющие капиллярной структуры — бесфитильные тепловые трубы. Конструкция тепловой трубы, не имеющей капиллярной структуры и работающей на использовании гравитационных сил, представлена на рис. В.2. Такую тепловую трубу принято называть *испарительным термосифоном.*

§ В.2. ОГРАНИЧЕНИЯ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Физические процессы при работе тепловых труб накладывают ряд ограничений на их рабочие параметры. Рассмотрим в первую очередь те ограничения, которые определяют максимальную переносимую мощность и задают область параметров, где обеспечивается нормальная работа трубы (рис. В.3). Факторами, ограничивающими теплоперенос, могут быть:

1. Достижение потоком пара звуковой скорости в какой-либо

части трубы, чаще всего в начале конденсаторной зоны. В этом случае говорят о *звуковом пределе* * мощности трубы.

2. Способность данной капиллярной структуры обеспечивать циркуляцию данного теплоносителя только до определенного предела. Условились такие ограничения называть *капиллярными ограничениями.* В общем случае следует говорить о *гидродинамических ограничениях.*

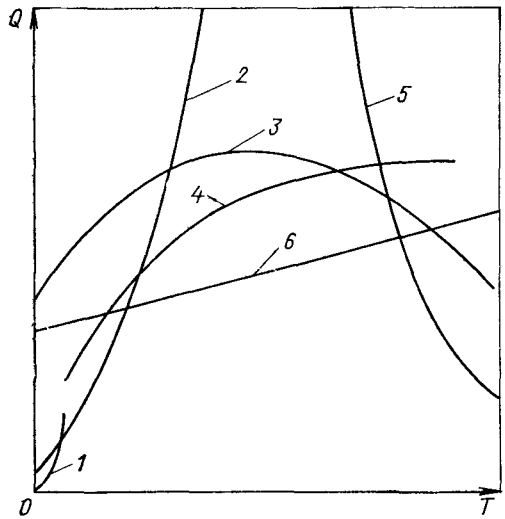


Рис. В.3. Ограничения максимальной переносимой мощности в тепловой трубе:

1 — вязкостный предел; *2* — звуковой предел; *3* — капиллярные ограничения; *4* — ограничения, обусловленные уносом жидкости из фитиля в паровой поток; *5* — ограничения из-за вскипания жидкости в фитиле; *6* — предел, обусловленный возможностями теплоотвода от трубы

3. Трение в паровой фазе при низких давлениях, ограничивающее циркуляцию теплоносителя и приводящее тем самым к возникновению *вязкостного предела* теплопереноса.

4. *Унос жидкости* из фитиля в паровой поток, который приводит к преждевременному наступлению капиллярных ограничений.

5. *Вскипание теплоносителя* и другие эффекты, приводящие к кризисным явлениям и ограничивающие допустимую плотность теплового потока в зоне нагрева.

6. Возможности теплоотвода от тепловой трубы.

---

* Условимся далее говорить о *пределе* в том случае, когда тепловая труба не теряет работоспособности, и об *ограничениях*, когда наблюдаются кризисные явления (осушение фитиля, пережог трубы и др.).

Для высокотемпературных тепловых труб (в частности, для труб, работающих в контролируемой инертной среде при $T>1000°$ С) основную трудность представляет обеспечение длительной стойкости конструкционных материалов. Поэтому иногда говорят о седьмом ограничении, накладываемом на рабочие параметры тепловых труб, — ресурсе работы. Ресурс работы тепловой трубы ограничен коррозионной и механической стойкостью материалов стенки и капиллярной структуры, работающих в контакте с теплоносителем в условиях, как правило, напряженного состояния, усложненного влиянием высокой температуры.

В зависимости от конструкции трубы, типа теплоносителя, уровня рабочей температуры и переносимой трубой мощности определяющим фактором может быть какое-либо одно из перечисленных ограничений.

Коротко остановимся на перечисленных выше ограничениях параметров тепловых труб. При низких давлениях пара в трубе, когда удельные объемы пара велики, даже при относительно небольшом теплопереносе скорость пара в конце зоны испарения велика и может достигать скорости звука. В этом случае увеличение переносимой мощности только за счет улучшения условий теплоотвода становится невозможным, происходят дросселирование, звуковое запирание парового потока. Ограничение мощности, связанное с дросселированием потока пара при неизменной температуре в начале зоны нагрева, называют звуковым пределом. Звуковой предел мощности характерен для работы трубы в области низких давлений пара. Осевой поток тепла, ограниченный звуковым пределом, определяется параметрами пара в критическом сечении:

$$Q_{зв} = \rho_п a r F_п, \qquad (В.3)$$

где $\rho_п$ — плотность пара в критическом сечении; a — скорость звука; r — теплота испарения; $F_п$ — сечение парового канала трубы.

Для тепловых труб с достаточно длинной зоной теплоотвода в области малых давлений пара, для которой характерны звуковые ограничения, возможно наступление вязкостного предела. Вязкостный предел наступает вследствие значительных потерь давления на трение в паровом потоке по длине трубы. В таком случае скорость звука может иметь место в конце зоны конденсации или вообще не достигаться.

Замкнутая циркуляция теплоносителя в стационарном тепловом режиме осуществляется за счет движущегося напора, создаваемого, например, капиллярной структурой. Если постепенно увеличивать передаваемую трубой мощность при постоянной температуре в начале трубы, то потери давления по парожидкостному тракту теплоносителя также возрастут. При опреде-

ленной подводимой к трубе мощности наступает такое состояние, когда движущий перепад давления может оказаться недостаточным для того, чтобы обеспечить перенос необходимого количества теплоносителя из зоны конденсации в зону испарения. Если движущий перепад давления создается под действием капиллярных сил фитиля, то наступают так называемые капиллярные ограничения мощности, обусловленные конечным значением перепада давления. Капиллярные ограничения определяются из баланса давлений по парожидкостному тракту теплоносителя в тепловой трубе:

$$\Delta P_{\text{п}} + \Delta P_{\text{ж}} + \Delta P_{\text{ф}} + \Delta P_{\text{м}} \leqslant (\Delta P_{\text{кап}})_{\text{макс}}, \qquad \text{(В.4)}$$

где $\Delta P_{\text{п}}$, $\Delta P_{\text{ж}}$, $\Delta P_{\text{ф}}$ — соответственно потери давления в паровом тракте теплоносителя, в жидкости, при фазовом переходе; $\Delta P_{\text{м}}$ — перепад давления в парожидкостном тракте теплоносителя вследствие действия массовых сил; $(\Delta P_{\text{кап}})_{\text{макс}}$ — максимальный капиллярный перепад давления.

Противоположно направленные потоки пара и жидкости взаимодействуют друг с другом на поверхности раздела фаз. Это взаимодействие наиболее ощутимо при высоких значениях скорости потока пара, когда с поверхности жидкой фазы теплоносителя могут срываться капли. Поток пара захватывает эти капли и переносит их по ходу потока. Капли вместе с конденсирующимся паром возвращаются в фитиль и участвуют в циркуляции. В тепловой трубе в результате срыва и уноса жидкости в паровой поток наблюдается многократная циркуляция (рециркуляция) теплоносителя, не участвующего в процессе теплопереноса. Эта паразитная рециркуляция теплоносителя может увеличивать потери движущего перепада давления по парожидкостному тракту и, в конечном счете, приводить к превышению потерь давления над движущим капиллярным перепадом давления. В результате возможно осушение фитиля в зоне нагрева трубы, т. е. ограничение теплопереноса, вызванное уносом жидкости из фитиля в паровой поток.

Возрастание удельной плотности теплового потока в зоне нагрева тепловых труб не может быть беспредельным. При низких давлениях пара в трубе значение ее ограничено возможностями отвода тепла вследствие достижения кинетического предела при испарении. При определенных условиях действие перепада давления на межфазной границе, вызванное испарением, определяет критические тепловые потоки при нагреве. При высоком давлении пара в трубе удельная плотность теплового потока ограничена критическими потоками, при которых начинается интенсивное вскипание жидкости, приводящее к осушению фитиля и перегреву стенки корпуса трубы.

Как правило, тепловые трубы работают при достижении ограничения мощности по теплоотводу. При проектировании

геометрические параметры трубы и способ охлаждения подбираются таким образом, чтобы работа трубы осуществлялась при необходимой температуре с заданным теплопереносом. Однако в процессе работы трубы эффективная длина зоны теплоотвода может уменьшаться из-за накопления в полости трубы неконденсирующихся газов. Газы, концентрируясь в конце конденсаторной зоны трубы, приводят к резкому понижению температуры стенки трубы в этой зоне.

Ресурс работы тепловой трубы ограничивается коррозионной и механической стойкостью материалов трубы и фитиля, находящихся в контакте с испаряющимся и конденсирующимся теплоносителями, и определяется интенсивностью процессов, приводящих к разрушению конструкционных материалов трубы. При проектировании тепловых труб следует подбирать соответствующие конструкционные материалы с учетом возможностей протекания этих процессов. Образование интерметаллических соединений между конструкционным материалом и металлом-теплоносителем, как правило, недопустимо. Для уменьшения массопереноса необходимо подбирать материалы с низкой растворимостью в теплоносителе.

Итак, рабочие параметры тепловых труб могут быть ограничены рядом факторов. Естественно, что в зависимости от конструкции устанавливается соответствующее соотношение между различными ограничениями. Например, в тепловых трубах с канавочной капиллярной структурой возможно достижение ограничений мощности, связанных с уносом жидкости из фитиля в паровой поток, а не чисто капиллярных ограничений. Для некоторых конструкций тепловых труб с низкотеплопроводными теплоносителями ограничения по удельной плотности теплового потока в зоне нагрева могут быть определяющими. Перед детальным рассмотрением физических процессов, обусловливающих каждое из рассмотренных выше ограничений, обратимся к различным модификациям тепловых труб, дадим классификацию их по ряду признаков *.

§ В.3. КЛАССИФИКАЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Классификация по свойствам. Тепловые трубы обладают рядом уникальных полезных свойств, и классификацию тепловых труб можно провести с учетом этих свойств.

Высокая эффективная теплопроводность **. Количество тепла, переносимое тепловой трубой, определяется

---

* Следует отметить, что в настоящее время терминология и классификация тепловых труб еще не являются общепринятыми, что создает неудобства при обмене информацией.

** Понятие теплопроводности в применении к тепловым трубам условно, так как передача тепла в них осуществляется не столько теплопроводностью, сколько конвективным путем при наличии фазовых превращений

массовой скоростью потока пара и скрытой теплотой парообразования. Поскольку скрытая теплота парообразования для многих жидкостей велика, то даже при малой скорости потока пара имеется возможность переносить значительные количества тепла. Так как изменения температуры по длине трубы происходят на линии насыщения, а давление пара в области от 1 *атм* и выше по ходу потока изменяется незначительно, то перепад температуры пара может составлять менее 1°С на 1 *м* длины. Особенно велики переносимые мощности в тепловых трубах с жидкометаллическими теплоносителями. Полученный поток тепла в осевом направлении для них достигает в настоящее время 15 *квт/см*^{2}. Отметим, что это значение осевого потока не является предельным и может быть существенно превышено. Оценивая эффективную теплопроводность натриевой тепловой трубы, получаем, что $\lambda_{эф}$ достигает 10^6 *вт/(см·°С)* Это значение коэффициента эффективной теплопроводности тепловой трубы в сотни тысяч раз превышает значение коэффициента теплопроводности лучших проводников тепла — серебра и меди. Диапазон рабочих температур трубы определяется выбором теплоносителя и конструкционных материалов.

Изотермичность поверхности трубы. Температура поверхности трубы определяется распределением температуры пара в паровом канале и перепадами температуры в стенках трубы и фитиле. При давлении пара в трубе от десятых долей атмосферы и выше независимо от формы трубы и ее размеров во всем объеме парового канала обычно достигается высокая изотермичность Толщины стенок трубы и фитиля, как правило, невелики, и перепады температур в них также малы. Следовательно, и поверхность трубы практически изотермична по всей длине. С ростом давления пара изотермичность парового объема внутри трубы улучшается.

Трансформация тепловых потоков. Процессы испарения и конденсации в тепловой трубе пространственно разделены. Поэтому тепловые трубы позволяют осуществлять трансформацию тепловых потоков: при высоких тепловых потоках в зоне нагрева можно получить малые потоки в зоне охлаждения путем увеличения поверхности теплоотвода и наоборот. Коэффициент трансформации теплового потока с помощью тепловых труб определяется выбором конструкционных параметров и может иметь практически любое значение. Свойство трансформации тепловых потоков широко используется на практике.

Терморегулирование и термостатирование. Использование некоторых типов тепловых труб позволяет осуществлять регулирование или стабилизацию температуры источника тепла и теплоприемника. Свойством регулирования температуры при изменении переносимого трубой количества тепла обладают, например, газонаполненные тепловые трубы. Помимо

теплоносителя в таких трубах имеется некоторое количество неконденсирующегося газа. В работающей трубе газ концентрируется в охлаждаемой части трубы в конце зоны конденсации и образует газовую «холодную» зону. С ростом подводимого к трубе количества тепла увеличивается давление пара теплоносителя при незначительном повышении температуры трубы. Вследствие сжатия газа уменьшается длина газовой холодной зоны. При этом зона теплоотвода увеличивается. Так как давление пара изменяется примерно экспоненциально при уменьшении или увеличении температуры трубы, то соответствующее изменение температуры трубы весьма мало в довольно широком интервале изменений мощности.

Другие свойства. Использование теплоносителей, а также материалов корпуса и фитиля с высокими диэлектрическими свойствами позволяет создавать тепловые трубы-изоляторы, что имеет большое значение для некоторых применений тепловых труб в электронной технике и энергетике

Тепловые трубы могут разветвлять тепловой поток, поступающий от одного источника тепла, подводить его к различным пространственно разделенным теплоносителям.

Малая масса, отсутствие движущихся частей и необходимости обслуживания, бесшумность, надежность в работе, способность работать как в поле массовых сил, так и в невесомости, отсутствие вспомогательных систем для поддержания циркуляции теплоносителя и связанных с этим затрат энергии, простота конструкции — эти свойства в совокупности с перечисленными выше позволяют утверждать, что тепловые трубы могут быть эффективно использованы при решении задач теплопереноса в самых различных областях техники.

Известно много типов конструкционного исполнения тепловых труб Для того чтобы дать представление об основных разновидностях этих устройств, а также для удобства дальнейшего изложения материала дадим классификацию тепловых труб по ряду признаков. Предложеиная классификация достаточно условна, однако она удобна при дальнейшем рассмотрении работы тепловых труб.

Классификация по целям применения. Конструкционное оформление, используемые материалы и теплоноситель существенно зависят от целей, для которых предназначена тепловая труба Цели, которые могут достигаться применением тепловых труб, базируются на использовании перечисленных выше свойств труб. Выделим основные цели.

Перенос тепла. Как правило, необходимо переносить тепло от источника к удаленному теплоприемнику при минимальных потерях температурного напора.

Трансформация тепловых потоков. Большие тепловые потоки в зоне испарения трубы преобразуются в малые в зоне конденсации и наоборот.

Терморегулирование. Путем воздействия на тепловую трубу меняется переносимое количество тепла или температура источника (приемника) тепла.

Термостатирование. Поддержание постоянства температуры во времени или в пространстве с помощью тепловой трубы.

Диодные свойства трубы. Использование труб, переносящих тепло лишь в одном направлении.

Электрическая изоляция источника тепла от приемника. Применение тепловой трубы часто позволяет решить одновременно несколько таких задач. Например, при использовании труб в электронных приборах достигаются термостатирование, теплотрансформация, электроизоляция и отвод тепла при одновременном повышении надежности работы устройства.

Классификация по диапазону рабочих температур. Криогенные тепловые трубы (КТТ) предназначены для работы в области температур от 0 до 200° К. В этом диапазоне температур в качестве теплоносителей можно использовать как химически чистые вещества в виде отдельных элементов (гелий, аргон, криптон, азот, кислород), так и химические соединения (этан, фреоны). Теплоперенос в КТТ сравнительно мал из-за небольшой теплоты парообразования, большой вязкости и малого коэффициента поверхностного натяжения теплоносителей. Ограничивающим фактором является также невысокая плотность теплового потока, достижимая в зоне нагрева, которую составляют, как правило, значения менее 1 *вт/см*^{2}.

Низкотемпературные тепловые трубы (НТТ) предназначены для работы при температурах 200—550° К. Для этого диапазона температур применимы теплоносители: фреоны, аммиак, спирты, ацетон, вода, некоторые органические соединения. Распространенный теплоноситель для этих труб — вода, обладающая хорошими теплофизическими свойствами. НТТ могут обеспечить более высокий осевой теплоперенос по сравнению с криогенными трубами. Иногда в раздел НТТ зачисляют и криогенные трубы.

Среднетемпературные тепловые трубы (СТТ) — трубы для работы в диапазоне температур 550—750° К. Теплоносителями в этих трубах могут быть сера, ртуть, щелочные металлы (цезий, рубидий), а также некоторые химические соединения, например даутерм. Среднетемпературные тепловые трубы обеспечивают дальнейшее повышение осевого потока тепла по сравнению с криогенными и низкотемпературными тепловыми трубами.

Высокотемпературные тепловые трубы (ВТТ) — трубы, предназначенные для работы при температурах выше 750° К. В качестве теплоносителей могут быть использованы калий, натрий, литий, кальций, свинец, серебро, индий и другие высококипящие металлы. Эти теплоносители, в особен-

ности литий, позволяют достичь весьма высоких осевых потоков тепла (15 *квт/см*^{2} и выше).

Высокотемпературные тепловые трубы из тугоплавких материалов (ТВТТ) обычно используются в верхней части этого диапазона температур — выше 1300° К. Как правило, они работают в контролируемой среде (вакууме или атмосфере инертного газа). Наиболее сложная проблема для ТВТТ — обеспечение длительной «живучести», так как коррозия и массоперенос при высоких температурах протекают весьма интенсивно.

Классификация по составу теплоносителя. По составу теплоносителя тепловые трубы можно подразделять на однокомпонентные, в которых теплоноситель однороден по химическому составу, многокомпонентные — теплоноситель представляет собой смесь двух и более веществ — и газонаполненные, в которых наряду с теплоносителем имеется некоторое количество неконденсирующихся газов. Особенность труб с многокомпонентным теплоносителем — возможность разделения компонентов по длине трубы, вследствие чего может происходить образование участков по длине трубы с различным уровнем температуры. Чем больше различие в упругости паров компонентов теплоносителя, тем, как правило, больше различаются эти уровни температур. В предельном случае, когда рабочая температура выше критической температуры одного из компонентов, этот компонент находится в трубе в виде неконденсирующегося газа. Газ накапливается в конце зоны конденсации и образует существенно неизотермичную зону. Длина неизотермичной зоны чаще всего пропорциональна количеству газа и обратно пропорциональна давлению пара в тепловой трубе. Изменяя количество газа в трубе, можно регулировать длину неизотермичной зоны и тем самым управлять площадью поверхности теплосъема и соответственно температурой трубы. Важная особенность газонаполненных тепловых труб — возможность саморегулирования рабочей температуры при изменении переносимого количества тепла. Повышение давления пара при увеличении подводимого количества тепла приводит к сжатию газа в трубе, уменьшению зоны трубы, занимаемой газом, при одновременном увеличении поверхности теплосъема. Наличие такой обратной связи дает возможность при значительном изменении переносимого количества тепла поддерживать близкой к постоянной температуру трубы. Многокомпоиентиые тепловые трубы позволяют работать при наличии высокой температуры в зоне испарения и более низкой — в зоне нахождения более низкокипящей компоненты.

Классификация по конструкционному исполнению. Тепловые трубы выполняются самых разнообразных геометрических форм: прямые и изогнутые, цилиндрические и прямоугольные, жесткие и гибкие, спиральные и кольцевые (рис. В.4). Как правило, на-

правление оси трубы совпадает с направлением потока пара. Если размеры трубы соизмеримы с длиной трубы по оси или превышают последнюю, то такие устройства называют *паровыми камерами.* Паровые камеры могут быть выполнены, например, в виде дисков, параллелепипедов или иметь другую форму.

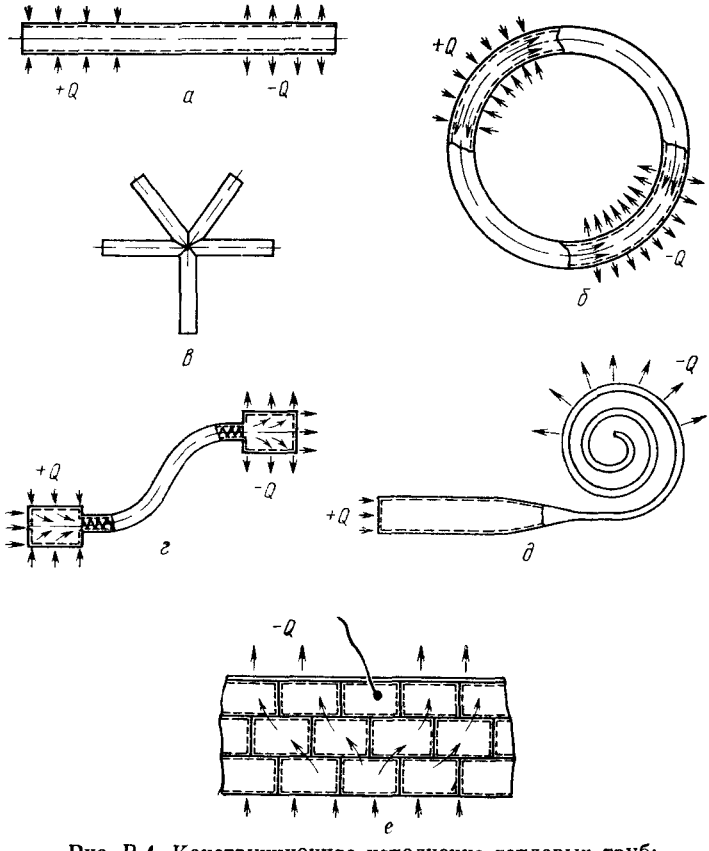


Рис. В 4. Конструкционное исполнение тепловых труб:
а — цилиндрическая, *б* — кольцевая, *в* — звездообразная, *г* — гибкая, *д* — гибкая спиральная с изменяющейся по мере раскручивания спирали поверхностью теплоотвода, *е* — паровая камера

К тепловым трубам часто относят также бесфитильные трубки Перкинса — *термосифоны*, в которых перенос тепла осуществляется посредством испарения и конденсации теплоносителя аналогично процессу переноса тепла в тепловых трубах. Однако, в отличие от обычно рассматриваемых тепловых труб, возврат жидкости из зоны конденсации в зону испарения в них осуществляется под действием массовых сил, а не капиллярных. В термосифонах теплоноситель часто занимает значительную

часть нагреваемого объема, а парообразование осуществляется вследствие кипения в объеме теплоносителя или же на гладкой стенке трубы. Иногда парообразование осуществляется со свободной поверхности жидкости за счет тепла, подводимого к ней из объема теплопроводностью и конвекцией. Термосифоны позволяют переносить относительно небольшие количества тепла, но весьма привлекательны конструкционной простотой. Процессы парообразования и замкнутая циркуляция теплоносителя

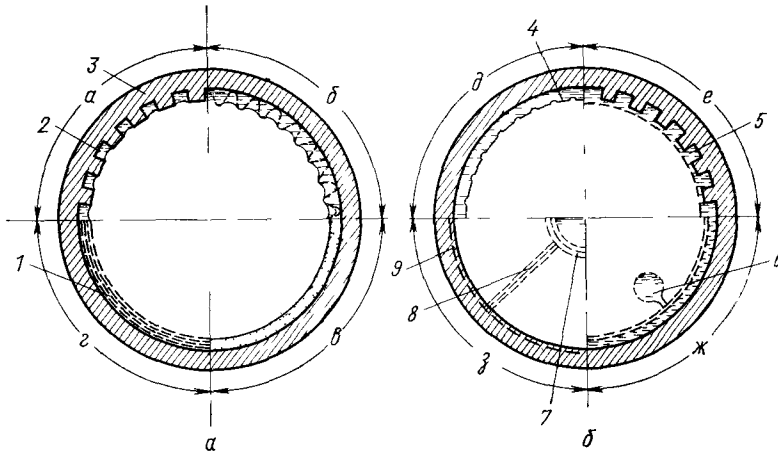


Рис. В 5 Конструкция простых *(а)* и составных *(б)* фитилей:
1 — многослойная сетка, *2* — канавки; *3* — корпус, *4* — экран, *5* — канавки с экраном из сетки, *6* — артерия, *7* — туннельная артерия, *8* — капиллярный мостик, *9* — резьба

в термосифонах существенно отличаются от тех, которые имеют место в трубах с капиллярной структурой, и не рассматриваются в данной книге.

Капиллярная структура в тепловых трубах может иметь самое различное конструкционное решение (рис.В.5). Однако все фитильные устройства для тепловых труб по принципу их работы следует подразделить на две категории, которые в литературе по тепловым трубам до сих пор так и не получили жесткого разграничения (а также и общепринятого названия). Это разделение обусловлено потребностью понимания характерных особенностей каждой категории фитилей и различных режимов их работы. Разграничим фитили на *простые* * и *составные*.

Тепловые трубы с простыми фитилями. Простой фитиль представляет собой капиллярную структуру, в которой канал для протока жидкости одновременно служит и для создания капиллярного перепада давления. Пример простого фитиля — канавки различной формы на внутренней стенке тепл[illegible]

* Обращаем внимание читателя на то, что название подчеркивает специфику работы фитиля, но не характеризует трудности изготовления.

трубы (см. рис. В.5, сектор *а*), гофры из сетки или перфорированной фольги (см. рис. В.5, сектор *б*). К этому же типу относятся капиллярные структуры в виде пористых спеченных или напыленных материалов (см. рис. В.5, сектор *в*), войлочные набивки, например из проволоки, а также плотно уложенные по стенке трубы слои сетки (см. рис. В.5, сектор *г*). Для создания большого капиллярного перепада давления в тепловой трубе с простым фитилем необходимо уменьшать геометрические размеры капиллярных каналов. А это приводит к резкому возрастанию гидравлического сопротивления прокачиваемой по фитилю жидкости (гидравлическое сопротивление по жидкости в капиллярно-пористой структуре обратно пропорционально гидравлическому диаметру в четвертой степени). В результате оказывается, что возможности по теплопереносу для тепловых труб с простыми фитилями довольно ограничены. Стремление создать тепловые трубы высокой мощности привело к использованию таких фитилей, у которых были бы разделены функции по созданию необходимого капиллярного напора и обеспечению прокачки жидкости с невысокими гидравлическими потерями. Это фитили, которые мы условились называть составными.

Тепловые трубы с составными фитилями. Составной фитиль представляет собой капиллярное устройство, в котором высокий капиллярный перепад давления обеспечивается мелкопористой структурой, расположенной на поверхности раздела фаз жидкость — пар, а малое сопротивление при перекачивании жидкости из зоны конденсации в зону испарения обеспечивается каналами большого гидравлического диаметра.

Один из примеров составного фитиля — капиллярная структура в виде мелкопористого тонкостенного экрана, образующего канал кольцевого сечения с корпусом трубы для обеспечения протока жидкости (см. рис. В.5, сектор *д*). Составной фитиль кольцевого типа наряду с положительными имеет и отрицательные свойства. Капиллярный перепад давления для составного фитиля определяется самой крупной поверхностной порой. Дефекты пористой поверхности (большие поры) в этом случае практически определяют капиллярный перепад давления и, следовательно, приводят к существенному ухудшению работы составного фитиля. Локальное осушение фитиля, т. е. соединение полости зазора с паровым пространством, приведет к тому, что капиллярный перепад давления и работа трубы будут определяться размерами зазора, а не размерами поверхностных пор малого размера. Локальное разрушение мелкопористой структуры выводит из строя всю тепловую трубу. В том случае, когда зазор под мелкопористым экраном велик, возможны трудности с первоначальным заполнением его жидкостью, а также с заполнением после удаления жидкости из зазора вследствие недостаточности капиллярного перепада давления или возникновения локального осушения фитиля под экраном, т. е. при

образовании «горячего» пятна. Причиной осушения фитиля может быть вскипание жидкости внутри капиллярной структуры.

Тепловые трубы с комбинированными фитилями Недостатки, присущие составному фитилю, можно существенно снизить, применяя продольное секционирование щелевого канала для протока жидкости. Образование крупных пор в мелкопористом экране в этом случае будет приводить к снижению эффективности работы или, в конечном итоге, к осушению фитиля лишь в тех секциях, где имеются эти повреждения, а не всей капиллярной структуры. Таким образом, секционирование зазора для протока жидкости приводит к существенному улучшению работы трубы, повышает ее надежность.

Комбинированный фитиль представляет собой разновидность составного фитиля с продольным секционированием канала для протока жидкости (см. рис. В.5, сектор *е*). В качестве примера можно привести капиллярную структуру, представляющую собой продольные канавки, выполненные на внутренней поверхности корпуса тепловой трубы и покрытые плотно прилегающим мелкопористым экраном. Комбинированный фитиль обладает всеми преимуществами составного фитиля и уменьшает некоторые его недостатки. В качестве мелкопористого экрана в составных и комбинированных фитилях могут быть применены мелкоячеистые сетки или тонкостенные пористые или перфорированные трубки.

Тепловые трубы с артериальными фитилями В тех случаях, когда необходимо иметь тонкий слой жидкости у стенки трубы, например для криогенных и низкотемпературных тепловых труб, возможно применение фитиля с вынесенным в паровое пространство каналом для протока жидкости — *артерией* (см. рис. В.5, сектор *ж*). Артерия, имеющая большой гидравлический диаметр или проходное сечение, резко уменьшает гидравлическое сопротивление при течении жидкости из зоны конденсации в зону испарения. Для раздачи жидкости от артерии поверхности трубы в зоне испарения часто используют капиллярную структуру в виде резьбовых канавок на внутренней стенке корпуса трубы. Артериальные фитили можно также подразделить на простые и составные. Одна из разновидностей артериальных фитилей — фитиль с так называемой *туннельной артерией* (см. рис. В.5, сектор *з*). В туннельной артерии криогенной тепловой трубы вследствие возникновения перепада температур и, собственно, давлений насыщения в поперечном сечении создаются условия для заполнения ее жидкостью даже при очень большом диаметре жидкостного канала.

В заключение отметим, что фитили следует делить на простые и составные, исходя из оптимального режима их работы. Составные фитили, конечно, способны работать и в режиме простого фитиля, но при этом обеспечивают лишь малый теплоперенос.

Глава 1

ДВИЖУЩИЕ СИЛЫ. БАЛАНС ДАВЛЕНИЯ В ТЕПЛОВОЙ ТРУБЕ

§ 1.1. ПОВЕРХНОСТНЫЕ СИЛЫ И КАПИЛЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Поверхностное натяжение. Поверхность жидкости, граничащая с другой средой, находится в особых условиях по сравнению с остальной жидкостью. Различие взаимодействия молекул поверхностного слоя жидкости с молекулами граничной среды приводит к динамической неуравновешенности, следствием чего является возникновение равнодействующей силы. Равнодействующая сила может быть направлена либо внутрь объема жидкости, либо в противоположную сторону — в сторону объема граничащей среды. Наличие равнодействующей силы, не равной нулю, приводит к тому, что перемещение молекулы жидкости из поверхностного слоя в окружающую среду или внутрь жидкости сопровождается совершением работы. Если жидкость граничит со своим паром, то сила, испытываемая молекулами поверхностного слоя, направлена внутрь жидкости. Это связано с тем, что плотность жидкости намного превышает плотность пара и сила взаимодействия поверхностных молекул жидкости с молекулами пара меньше этой силы со стороны жидкости. Поэтому перемещение молекул из объема жидкости к его поверхности требует затраты (отрицательной) работы. Отрицательная работа совершается и при увеличении поверхности жидкости, так как в этом случае часть молекул должна перейти из объема на поверхность, т. е. совершить работу против равнодействующей силы. Эта работа при изотермических условиях в дифференциальном виде выражается следующей формулой:

$$dA = -\sigma dS, \tag{1.1}$$

где dS — приращение поверхности. Коэффициент σ — основная величина, характеризующая поверхностные свойства жидкости, — называется *коэффициентом поверхностного натяжения*. Из выражения (1.1) следует, что коэффициент поверхностного натяжения определяется работой, необходимой для увеличения поверхности жидкости на единицу в изотермических условиях.

Известно, что всякая система находится в равновесии, когда пребывает в состоянии с минимальной энергией. Жидкость в условиях равновесия должна иметь минимальную поверх-

ность. Можно представить, что существуют силы, препятствующие увеличению поверхности. Они действуют по касательной к поверхности жидкости и стремятся сократить поверхность. Эти силы названы *силами поверхностного натяжения* *. Они возникают в тонком поверхностном слое на границе раздела двух сред (или фаз) вследствие различного взаимодействия молекул. Из геометрических соображений следует, что поверхность жидкости минимальна, если кривизна ее в каждой точке одинакова. Этому условию соответствует сфера, форму которой стремится принять жидкость в равновесном состоянии.

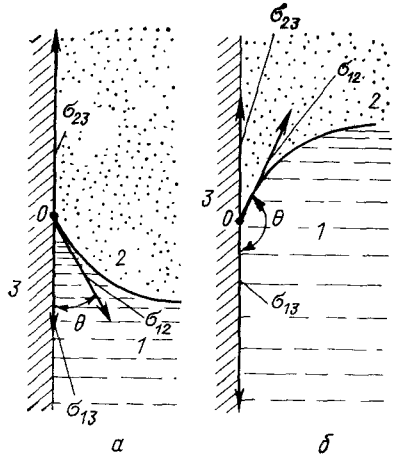


Рис. 1.1. Форма мениска смачивающей (*а*) и несмачивающей (*б*) жидкостей у твердой стенки:
1 — жидкая фаза; *2* — газовая (или паровая) фаза; *3* — твердая стенка

Поверхиостное натяжение проявляется при соприкосновении жидкости с твердым телом. Форма жидкости в этом случае определяется соотношением трех сил, действующих на жидкость и обусловленных наличием поверхностного натяжения.

Краевой угол. При соприкосновении жидкости (область 1 на рис. 1.1) с твердым телом (область 3) и газовой средой (область 2) граница между фазами проходит по поверхностям, перпендикулярным к плоскости рисунка. К линии соприкосновения трех сред (пересечение этой линии с плоскостью чертежа — точка 0) приложены три силы поверхностного натяжения, обусловленные взаимодействием жидкости с газом, газа с твердой поверхностью, твердой поверхности с жидкостью и равные соответственно σ_{12}, σ_{23} и σ_{13}. Каждая из трех сил направлена по касательной внутрь поверхности соприкосновения соответствующих двух сред. В состоянии равновесия, когда жидкость находится в покое относительно твердой стенки, равнодействующая всех трех снл не должна иметь составляющей вдоль поверхности твердого тела:

$$\sigma_{23} = \sigma_{13} + \sigma_{12}\cos\theta. \qquad (1.2)$$

Угол θ между касательными к поверхности жидкости и поверхности твердого тела называют *краевым углом*. Из уравнения (1.2) следует:

$$\cos\theta = (\sigma_{23} - \sigma_{13})/\sigma_{12}. \qquad (1.3)$$

* Использование понятия поверхностного натяжения — удобный прием, упрощающий физическую картину. Имеются случаи, когда такой подход не оправдан.

Краевой угол зависит только от природы трех соприкасающихся сред и не зависит от формы сосуда или силы тяжести. Из уравнения (1.3) следует, что если $\sigma_{23} > \sigma_{13}$, т. е. поверхностное натяжение между газом и твердым телом больше, чем между твердой поверхностью и жидкостью, то краевой угол θ острый. Поверхность жидкости у твердой стенки приподнята и имеет вогнутую форму мениска (см. рис. 1.1, *а*). В таком случае говорят, что жидкость частично смачивает твердую поверхность. При $\sigma_{23} < \sigma_{13}$ краевой угол θ тупой, край жидкости опущен и ее мениск выпуклый (см. рис. 1.1, *б*), т. е. жидкость не смачивает твердое тело. При полном смачивании твердого тела, когда $\theta = 0$, жидкость растекается по поверхности и равновесия между тремя соприкасающимися телами не достигается. Равным образом не устанавливается равновесие и при абсолютном несмачивании, т. е. $\theta = 180°$.

На краевой угол θ оказывают влияние поверхностно-активные вещества, прежде всего через изменение σ на межфазных поверхностях. Для угла смачивания наблюдается гистерезис — при перемещении границы раздела трех фаз вдоль ранее смоченной поверхности краевой угол θ оказывается меньше, чем при перемещении по несмачиваемой поверхности. На краевой угол смачивания влияет шероховатость поверхности, а также наличие электростатического заряда, который возникает вследствие электрокапиллярного эффекта, изменяющего значение σ. Поскольку краевой угол θ и эффекты смачивания существенны для нахождения ограничений переносимой мощности в тепловых трубах, имеет смысл рассмотреть их подробнее.

Различают смачивание физическое, или обратимое, и химическое, или необратимое. Первое определяется силами молекулярного взаимодействия (силами Ван-дер-Ваальса), второе — действием ионных и гомополярных сил. Силы, действующие при физическом смачивании, относительно невелики. При химическом смачивании силы существенно больше. У границы раздела фаз жидкость — твердое тело образуется двойной электрический слой, мощным силовым взаимодействием которого и обеспечивается хорошее смачивание. Изменение физических свойств поверхности, например окисление, приводит к изменению заряда внутренней обкладки двойного электрического слоя, а в ряде случаев и знака заряда, что ведет к изменению смачиваемости. Посредством нанесения покрытий и введения добавок в теплоноситель можно воздействовать на смачиваемость.

Краевые углы характеризуют макрокартину смачивания. Однако нельзя забывать о том обстоятельстве, что трехфазный периметр образуется не непосредственно на твердой стенке, а на тонком слое жидкости, который покрывает контактирующую с паром стенку. Между толщиной такой микропленки и краевым углом имеется непосредственная связь: чем тоньше пленка, тем

больше краевой угол. При нулевой толщине микропленки краевой угол равен 180°.

В фитилях тепловых труб испарение происходит как с поверхности менисков макрообъемов жидкости, так и с поверхности микропленок. Однако транспортировка жидкости в тонких слоях мала, и, по-видимому, поэтому их роль в испарительных процессах незначительна. Свойства жидкости в тонких слоях отличаются от свойств жидкости в макрообъемах. Это вызвано силами молекулярного и электростатического взаимодействия молекул пристенного слоя жидкости и молекул твердой стенки. Вследствие такого взаимодействия у полярных жидкостей (воды, спиртов, ацетона) происходит ориентация дипольных молекул относительно поверхности твердого тела и соответственно снижение их подвижности — *структурирование*. Влияние стенки на жидкость проявляется на относительно большом расстоянии — порядка 10^{-1} *мкм*. При этом физические свойства жидкости, такие, как теплопроводность, вязкость, удельное сопротивление, могут в тонком слое отличаться от свойств макрообъемов жидкости. Для неполярных жидкостей различие свойств жидкости в объеме и у стенки может быть вызвано поверхностной концентрацией примесей. Так как свойства и, следовательно, химические потенциалы жидкости в объеме и в тонком слое у стенки неодинаковы, то в изотермических условиях в тонком слое должно возникнуть добавочное давление

$$P_{\text{р}} = (\mu_{\infty} - \mu_c)/V_m, \tag{1.4}$$

где μ_{∞} и μ_c — химические потенциалы в объеме жидкости и в тонком слое; V_m — молярный объем. Это добавочное давление получило название *расклинивающего давления* [1, 2]. Зависимость расклинивающего давления от толщины слоя δ имеет вид

$$P_{\text{р}} = A/\delta^3 + B/\delta^2, \tag{1.5}$$

где A и B — константы, характерные, соответственно, для молекулярного и электростатического взаимодействия между твердой поверхностью и жидким слоем. С уменьшением толщины слоя расклинивающее давление увеличивается. Расклинивающее давление считается положительным при отталкивании поверхностных слоев и отрицательным — при их притяжении. Для смачивающей пленки расклинивающее давление положительно, т. е. пленка стремится к утолщению. У края мениска толщина пленки непрерывно уменьшается. Потеря устойчивости тонкой пленки переменной толщины соответствует условию

$$\partial P_{\text{р}}/\partial\delta = 0. \tag{1.6}$$

Давление насыщенного пара над тонким слоем может быть описано соотношением

$$P_{\text{н}}^{\delta} = P_{\text{н}} \exp\left[-MP_{\text{р}}/(RT_{\text{ж}}\rho_{\text{ж}})\right]. \tag{1.7}$$

Из (1.7) следует, что давление в слое жидкости, развивающей положительное расклинивающее давление, ниже, чем в граничащем с ним объеме жидкости.

Капиллярные явления, капиллярный потенциал. Взаимодействие жидкости с другой средой чаще всего приводит к искривлению ее поверхности. Искривление поверхности жидкости ведет к появлению дополнительных сил, действующих на находящуюся под поверхностью жидкость. Если рассмотреть каплю жидкости, то будет видно, что стремление ее поверхности уменьшить свои размеры приводит к сжатию капли, т. е. к увеличению внутреннего давления. Давление в жидкости, таким образом, будет больше давления окружающей среды. Разность этих давлений называют *поверхностным*, или *капиллярным*, давлением $P_{кап}$. При уменьшении размеров сферической капли производится работа за счет капиллярных сил, равная убыли поверхностной энергии, т. е.

$$\sigma dS = P_{кап} dV. \tag{1.8}$$

Для сферы $S=4\pi R^2$ и $V=4\pi R^3/3$. Подставляя в формулу (1.8) значения дифференциалов, получаем

$$P_{кап} = 2\sigma/R, \tag{1.9}$$

где R — радиус сферической капли.

Формула (1.9) применима также и для пузырька газа или пара внутри жидкости. Избыточное давление направлено к центру кривизны поверхности, т. е. в сторону среды, поверхность которой вогнута. Поэтому при выпуклой поверхности избыточное давление направлено внутрь жидкости и добавляется к давлению окружающей среды. Для вогнутой поверхности давление в жидкости меньше давления окружающей среды или давления под плоской поверхностью. Это соответствует тому, что в формуле (1.9) радиус кривизны для вогнутой поверхности, когда центр кривизны находится вне жидкости, считают положительным, а для выпуклой — отрицательным. При увеличении радиуса кривизны ($R\to\infty$) поверхностное давление уменьшается и обращается в нуль. Капиллярное давление для цилиндрического мениска (в этом случае $S=2\pi Rh$, $V=\pi R^2 h$, где h — высота цилиндра; R — его радиус) в соответствии с исходным уравнением (1.8) равно

$$P_{кап} = \sigma/R. \tag{1.10}$$

В общем случае для поверхности произвольной формы капиллярное давление выражается формулой Лапласа [см. (В.1)]. Максимальная кривизна мениска жидкости, находящейся в равновесии внутри капиллярной пóры, связана с размером краевого

угла. В частности, минимальный радиус кривизны мениска в круглой капиллярной трубке не может превышать величину

$$R_{\text{мин}} = R_{\text{ц}}/\cos\theta, \tag{1.11}$$

где $R_{\text{ц}}$ — радиус цилиндра. Максимальное капиллярное давление в круглой цилиндрической по́ре соответственно равно

$$(P_{\text{кап}})_{\text{макс}} = 2\sigma\cos\theta/R_{\text{ц}}. \tag{1.12}$$

В фитилях тепловых труб по́ры часто имеют сложную геометрическую форму, для которой максимальное капиллярное давление нельзя вычислить, используя простые соотношения, и его приходится определять экспериментально. В этом случае удобно ввести величину эффективного радиуса по́ры $R_{\text{эф}}$ и максимальное капиллярное давление определять из соотношения

$$(P_{\text{кап}})_{\text{макс}} = 2\sigma\cos\theta/R_{\text{эф}}. \tag{1.13}$$

Использование $R_{\text{эф}}$ удобно тем, что $(P_{\sigma})_{\text{макс}}$ легко определить для различных температурных условий и различных теплоносителей, если известно изменение σ с температурой и $R_{\text{эф}}$ не зависит от σ и θ. Следует заметить, что при сложной геометрии мениска иногда наблюдается зависимость $R_{\text{эф}}$ от σ и θ.

Поверхность жидкости в сосуде всегда имеет некоторую кривизну вблизи стенок, где заметную роль играют силы взаимодействия молекул жидкости и стенок. Когда свободная поверхность жидкости невелика, влияние стенок существенно для описания свойств поверхности — она оказывается искривленной на всей протяженности. В этом случае расстояния между твердыми поверхностями, ограничивающими жидкость, сравнимы с радиусами кривизны менисков и сами сосуды называют *капиллярными.* Поверхностные явления в таких сосудах называют *капиллярными явлениями.* Наиболее характерные капиллярные явления — капиллярное всасывание, а также капиллярный подъем или опускание жидкости в капиллярном канале, погруженном в жидкость. При смачивании жидкостью стенки канала ($\theta<90°$) образуется вогнутый мениск и давление жидкости в канале понижается на величину $P_{\text{кап}}$ по сравнению с давлением окружающей среды. Вследствие такого понижения давления жидкость поднимается по каналу до уровня, при котором гидростатическое давление столба жидкости уравновешивает капиллярное давление. При установившемся равновесии имеем

$$2\sigma\cos\theta/R_{\text{эф}} = \rho_{\text{ж}}gh. \tag{1.14}$$

Из соотношения (1.14) следует, что высота подъема жидкости в капилляре растет с уменьшением эффективного радиуса капилляра и с увеличением коэффициента поверхностного натяжения. Несмачивающая жидкость опускается в капиллярном канале.

Капиллярный подъем широко применяется в быту и в технике. Например, впитывание жидкости фильтровальной бумагой, подача керосина вдоль фитиля, подъем воды в почве и т. п. Капиллярный подъем используется и в фитилях тепловых труб.

При рассмотрении перемещения жидкости в капиллярных пóрах в поле силы тяжести удобно ввести понятие так называемого *капиллярного потенциала* [3]:

$$\Psi_{\text{кап}} = 2\sigma/(\rho_{\text{ж}} R_{\text{эф}}) = P_{\text{кап}}/\rho_{\text{ж}}. \qquad (1.15)$$

Капиллярный потенциал $\Psi_{\text{кап}}$ вводится по аналогии с гравитационным потенциалом $\Psi_{\text{г}}$:

$$\Psi_{\text{г}} = gh, \qquad (1.16)$$

где h — высота поднятия жидкости в капилляре над уровнем жидкости в большом объеме. В зависимости от соотношения $\Psi_{\text{кап}}$ и $\Psi_{\text{г}}$ жидкость в пористом теле распределяется в основном либо под действием капиллярных сил ($|\Psi_{\text{кап}}| \gg |\Psi_{\text{г}}|$), либо под влиянием гравитационных сил ($|\Psi_{\text{кап}}| \ll |\Psi_{\text{г}}|$), либо при совместном их воздействии. В отношении капиллярного потенциала тело считается капиллярно-пористым при условии $|\Psi_{\text{кап}}| \gg |\Psi_{\text{г}}|$. Пóры в этом случае называют капиллярными. Для смачивающей жидкости $\Psi_{\text{кап}} < 0$, так как кривизна вогнутой поверхности отрицательна. Для несмачивающей жидкости ($\theta > 90°$) $\Psi_{\text{кап}} > 0$. Жидкость всегда перемещается в сторону уменьшения потенциала. Для смачивающей жидкости это означает, что она стремится перемещаться от потенциала меньшей абсолютной величины к потенциалу большей абсолютной величины, т. е. узкий капилляр всасывает жидкость из широкого капилляра. Несмачивающая жидкость перемещается от потенциала большей величины к потенциалу меньшей величины — широкий капилляр всасывает жидкость из узкого.

Когда фитиль тепловой трубы наполняется жидкостью, то смачивающая жидкость перемещается в сторону сужения капилляра. При отсутствии массовых сил (гравитационных, электромагнитных и др.) в состоянии равновесия капиллярные потенциалы для менисков жидкости в различных точках фитиля равны. При наличии гравитации, когда фитиль находится в контакте с жидкостью, последняя поднимается в капиллярах фитиля на высоту, при которой во всех менисках суммы капиллярного и гравитационного потенциалов одинаковы. При испарении смачивающей жидкости из пор фитиля в одном месте и конденсации пара на поверхности того же фитиля в другом месте происходят увеличение кривизны менисков в зоне испарения и уменьшение ее в зоне конденсации, т. е. равновесие нарушается. Это приводит к тому, что жидкость перемещается из зоны конденсации в зону испарения.

Введение понятия потенциала может облегчить рассмотрение задачи и тогда, когда помимо капиллярных и гравитационных

сил действуют другие силы (например, центробежные, электромагнитные, электростатические).

Давление насыщенного пара над искривленной поверхностью. Для плоской поверхности раздела фаз (пар — жидкость) давление насыщенного пара — функция температуры. Влияние капиллярных сил приводит также к изменению условия равновесия между жидкостью и насыщенным паром, находящимся над искривленной поверхностью, и к дополнительной зависимости давления насыщенного пара от формы и размера кривизны поверхности. Характер и значение этой зависимости

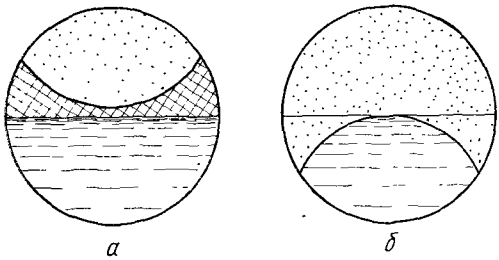


Рис. 1.2. К вопросу о давлении пара над смачивающей (*а*) и несмачивающей (*б*) жидкостью

можно определить качественно из следующих рассуждений. Вылет молекул и жидкости сопряжен с преодолением сил притяжения молекул жидкости. Если жидкость — смачивающая и имеет не плоскую, а искривленную вогнутую поверхность, то молекулярное притяжение возрастает по сравнению со случаем плоской поверхности со стороны молекул, находящихся в густо заштрихованной области (рис. 1.2). Поэтому из жидкости могут вылетать только более быстрые молекулы — молекулы с большей энергией. Вследствие этого число молекул, покидающих поверхность вогнутого мениска в единицу времени, уменьшается, а давление и плотность пара над искривленной поверхностью жидкости меньше по сравнению со случаем плоской поверхности раздела фаз.

Для выпуклой поверхности жидкости испарение, наоборот, облегчено, так как количество молекул, участвующих в притяжении вылетающих молекул, меньше. Таким образом, давление пара над выпуклой поверхностью, например над каплей жидкости, будет больше, чем над плоской поверхностью. Приближенно оценим величину этой разности давлений насыщенного пара для случаев плоской и искривленной поверхности жидкости. Пусть h — высота капиллярного подъема жидкости (рис. 1.3). Тогда уменьшение давления насыщенного пара равно

$$\Delta P_{\text{н}} = \rho_{\text{н.п}} g h. \qquad (1.17)$$

Подставляя в (1.17) h из формулы (1.14), получаем [4]

$$\Delta P_{\text{н}} = (2\sigma \cos\theta / R)(\rho_{\text{н.п}} / \rho_{\text{ж}}). \qquad (1.18)$$

Таким образом, давление насыщенного пара над вогнутой поверхностью жидкости меньше, чем над плоской, на величину $(2\sigma \cos\theta/R)(\rho_{н.п}/\rho_{ж})$. Для несмачивающей жидкости, т. е. над выпуклой поверхностью жидкости, давление насыщенного пара больше, чем над плоской поверхностью, на такую же величину.

Отметим, что различие в значениях давлений насыщенного пара над плоской и искривленной поверхностями определяется кривизной поверхности. Формула (1.18) относится не только к случаю нахождения жидкости в капиллярной трубочке, но и к таким случаям, как капли жидкости в атмосфере пара (выпуклая поверхность) или пузырьки пара в жидкости (вогнутая поверхность). Различие давлений ощутимо при размерах радиуса кривизны поверхности жидкости порядка 1 *мкм* и менее, когда оно составляет уже десятки процентов давления пара над плоской поверхностью. При значениях радиуса кривизны в десятки микрон и более эта разница составляет несколько процентов или доли процента давления пара над плоской поверхностью. Для тепловых труб с размерами радиуса капиллярных пор более 10 *мкм* этот эффект мал и его можно не учитывать.

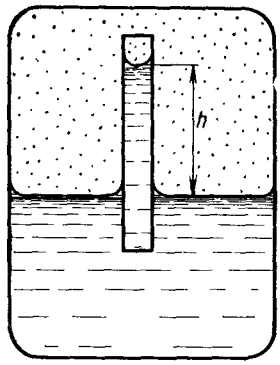


Рис. 1.3. Капиллярное поднятие смачивающей жидкости в тонкой трубочке

§ 1.2. БАЛАНС ДАВЛЕНИЙ В ТЕПЛОВОЙ ТРУБЕ

Устойчивая работа тепловой трубы при передаче тепла в стационарном режиме достигается за счет работы капиллярного насоса, обеспечивающего замкнутую циркуляцию в парожидкостном контуре трубы. При этом максимальное значение капиллярного движущего перепада давления должно превышать сумму потерь давления по парожидкостному тракту теплоносителя. Перепад капиллярного давления, развиваемого в фитиле в зоне испарения и конденсации, должен преодолевать следующие потери давления: падение давления в паровой фазе $\Delta P_п$, гидравлическое сопротивление жидкости, протекающей по фитилю, $\Delta P_ж$, перепад давления при фазовом переходе $\Delta P_ф$ в зоне испарения и конденсации, а также влияние массовых сил $\Delta P_м$. Условие стационарной циркуляции теплоносителя — баланс сил вдоль любого замкнутого контура, проходящего по длине тепловой трубы через область пара и жидкости. Условием для определения максимального теплопереноса является баланс сил вдоль контура, проходящего по парожидкостному тракту через

сечения с максимально возможной кривизной мениска и минимальной кривизной его.

Точку фитиля с максимально возможной кривизной мениска условно называют «сухой», точку с минимальной кривизной мениска условились называть «мокрой». Если в тепловой трубе имеется достаточное количество теплоносителя, то в этой точке поверхность раздела фаз почти плоская, т. е. $P_{\text{кап}} \approx 0$. Таким образом, для нахождения максимального теплопереноса необходимо составить баланс сил в контуре, проходящем через сухую (1) и мокрую (2) точки:

$$(P_{\text{кап}})_1 - (P_{\text{кап}})_2 = (\Delta P_{\text{п}})_{1-2} + (\Delta P_{\text{ж}})_{2-1} + (\Delta P_{\text{ф}})_1 + (\Delta P_{\text{ф}})_2 \pm \Delta P_{\text{м}}. \tag{1.19}$$

При этом должно соблюдаться условие механического равновесия фаз пар — жидкость в сухой точке:

$$(P_{\text{кап}})_{\text{макс}} \geqslant (P_{\text{ж}})_1 - (P_{\text{п}})_1. \tag{1.20}$$

Если перепад давлений между фазами больше максимально развиваемого капиллярного давления в пóрах фитиля данной конструкции в сухой точке, то происходит осушение фитиля в данном месте. Отметим, что осушение фитиля (даже в небольшой части зоны нагрева тепловой трубы) часто недопустимо, так как может привести к перегреву и последующему пережогу стенки трубы. Если структура фитиля однородна по длине трубы, то сухая точка располагается обычно в начале зоны испарения. Положение мокрой точки может быть различным в зависимости от соотношения падений давления в паре и жидкости. На рис. 1.4 качественно представлены ход давлений в паровой и жидкой фазах и расположение сухой (точка *1*) и мокрой (точка *2*) точек. Возможность различного местоположения мокрой точки по длине тепловой трубы и последствия, из этого вытекающие, будут проанализированы в гл. 2.

Рассмотрим более подробно слагаемые потери давления по длине трубы. Изменение давления в паре складывается из следующих величин. В зоне испарения это потери на трение и разгон пара (инерционный эффект). Обе эти составляющие действуют в направлении увеличения перепада давления по ходу парового потока. При низких давлениях пара в трубе и интенсивном теплопереносе, когда скорости потока пара велики и числа Маха достигают десятых долей единицы, инерционный эффект в паре преобладает и может составлять до 80—90% потерь давления в паре на длине зоны нагрева. В адиабатической зоне тепловой трубы происходит падение давления пара из-за трения. Перестройка профиля скорости приводит к очень слабому эффекту восстановления давления. В зоне конденсации при дозвуковых режимах течения пара из-за отсоса массы скорость парового потока уменьшается и происходит восстановле-

ние той части перепада давления, которая была израсходована на разгон пара в зоне испарения. Перепад давления пара в зоне конденсации, который следует учитывать при расчетах, зависит от местоположения мокрой точки.

Давление в жидкости падает по всей длине трубы в направлении от зоны конденсации к зоне испарения. Для течения жидкости характерны наличие притока массы по длине зоны теп-

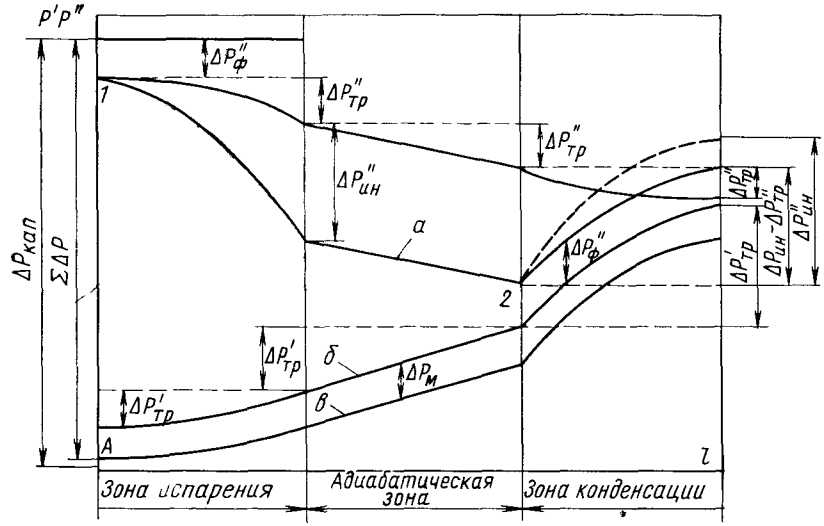


Рис. 1.4. Распределение давления пара (*а*), давления жидкости без учета массовых сил (*б*) и давления жидкости в верхней части фитиля с учетом массовых сил (*в*) по длине горизонтальной тепловой трубы:

$\Delta P''_{ф}$ — перепад давления при фазовом переходе; $\Delta P''_{тр}$, $\Delta P'_{тр}$ — перепад давления за счет трения в паре и жидкости, $\Delta P''_{ин}$ — перепад давления в паре за счет разгона потока; $\Delta P_{м}$ — перепад давления за счет действия массовых сил; $\Delta P_{кап}$ — капиллярный напор, $\Sigma\Delta P$ — суммарное падение давления в паре и жидкости

лоотвода за счет конденсации пара и отток массы по длине зоны нагрева за счет испарения вследствие подвода тепла к тепловой трубе. Эти явления должны приводить к разгону массы жидкости в зоне конденсации и торможению в зоне испарения. Однако вследствие того, что скорости жидкости в фитилях очень малы (плотность ее на много порядков превышает плотность пара вдали от критического состояния), инерционными эффектами в жидкости практически всегда можно пренебречь по сравнению с эффектами, вызванными трением.

Перепад давления при фазовом переходе в зоне испарения обусловлен тем, что покидающие жидкость молекулы обладают определенным импульсом. Такой же импульс действует и на поверхность жидкости, увеличивая перепад давления в паре и

жидкости. Имеется также перепад давления при фазовом переходе в зоне конденсации. В практике расчетов тепловых труб этими перепадами можно пренебречь, за исключением тех случаев, когда рассматриваются высокоинтенсивные процессы испарения и конденсации в пористых телах при низком давлении.

Наличие массовых сил, например, при работе тепловой трубы в поле сил тяжести приводит к тому, что они могут как способствовать работе капиллярного насоса, так и увеличивать потери давления по парожидкостному тракту. Если труба работает в поле сил тяжести в горизонтальном положении, то баланс давлений по тракту должен быть составлен по контуру, проходящему через верхнюю точку трубы. Суть состоит в том, что даже в отсутствие теплопереноса мениск жидкости в фитиле в верхней точке трубы будет вогнутым, так как необходимо компенсировать потери давления на подъем жидкости на высоту диаметра трубы. Разрыв мениска при работе тепловой трубы при прочих равных условиях происходит именно в верхней точке трубы.

Глава 2

ГИДРОДИНАМИКА

§ 2.1. ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ В КАПИЛЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ

В качестве фитилей тепловых труб могут использоваться различные капиллярно-пористые материалы; металлический войлок, прессованное металлическое волокно, пористые структуры, состоящие из нескольких слоев сеток, спеченные пористые материалы и т. п.

Капиллярно-пористые материалы — это твердые тела, содержащие большое количество пустот, характерный размер которых весьма мал по сравнению с характерным размером тела. Пористые материалы по структуре разделяют на *упорядоченные* и *неупорядоченные*. Примером упорядоченной структуры может служить пористый материал, полученный при правильной укладке шаров одинакового размера. Неупорядоченную структуру представляют собой, например, пористые спеченные материалы, состоящие из компонентов различного размера. Чаще всего в пористых телах пустоты распределены беспорядочно. Структура таких тел может быть описана статистически. Однако течение жидкости в этих телах удобно анализировать с использованием макроскопических характеристик, которые зачастую определяются опытным путем [1].

Основными характеристиками капиллярно-пористых тел при применении их в тепловых трубах являются: объемная и поверхностная пористость, проницаемость, эффективный радиус пор структуры при создании капиллярного напора, насыщенность жидкостью.

Объемная пористость определяется как отношение объема пор $V_{\text{пор}}$ к объему тела V_0:

$$m = V_{\text{пор}}/V_0. \tag{2.1}$$

Поры в теле могут сообщаться между собой или не сообщаться. В соответствии с этим, как правило, определяют две пористости — *абсолютную*, или общую, и *активную*. Абсолютная пористость — отношение объема всех пор ($V_{\text{пор}}^{\text{общ}}$) к общему объему тела:

$$m_{\text{абс}} = V_{\text{пор}}^{\text{общ}}/V_0, \tag{2.2}$$

а активная пористость — отношение объема сообщающихся между собой пор ($V^{с}_{пор}$) к общему объему:

$$m_{акт} = V^{с}_{пор}/V_{\bullet}. \qquad (2.3)$$

Для тепловых труб представляет интерес именно активная пористость, которая определяет такой показатель, как проницаемость.

Поверхностная пористость — отношение площади пор $F_{пор}$, выходящих на поверхность тела, к общей площади этой поверхности тела F_0:

$$\varepsilon_{пов} = F_{пор}/F_0. \qquad (2.4)$$

Удельная поверхность $F_{уд}$ пористого тела представляет собой площадь внутренних поверхностей пор, приходящихся на единицу поверхности объема тела. Она является параметром, определяющим проницаемость.

Проницаемость — свойство пористого материала, характеризующее его способность пропускать через себя жидкость под действием приложенного градиента давления. Проницаемость через измеряемые величины определяется по закону Дарси. Для пористого тела длиной l с площадью поперечного сечения F при протекании жидкости вдоль тела проницаемость можно определить по формуле

$$k = G\mu/[F(\Delta P/l)], \qquad (2.5)$$

где G — объемный расход жидкости; ΔP — перепад давления на длине образца l. Проницаемость k зависит от структуры пористого материала и при ламинарном течении жидкости обычно постоянна и не зависит от расхода. Она имеет размерность площади.

Часто пористые материалы обладают свойством анизотропности, т. е. проницаемость их в различных направлениях различна. Пример анизотропной капиллярной структуры — структура из сеток саржевого плетения: проницаемость для этой структуры различна вдоль и поперек основы сеток.

Предпринималось много попыток создать теорию, связывающую геометрическую структуру пористого материала с проницаемостью. В теории Козени [2] пористая среда представлена в виде связки капиллярных трубок равной длины. Исходя из решения классических гидродинамических уравнений для ламинарного установившегося течения, Козени показал, что проницаемость этой системы записывается в виде

$$k = Cm^3/F^2_{уд}. \qquad (2.6)$$

где C — безразмерная постоянная Козени (для каналов круглого сечения $C=0{,}5$, квадратного — $C=0{,}5619$, для сечения в виде равностороннего треугольника $C=0{,}5974$); m — объемная пористость; $F_{уд}$ — удельная поверхность.

Для учета искривленности трубок тока в пористой среде иногда вводят понятие *извилистости* τ. Извилистость определяется как отношение средней длины траектории жидкости в образце к длине образца. С учетом извилистости уравнение Козени может быть записано в виде

$$k = Cm^3/(\tau F_{уд}^2). \qquad (2.7)$$

Трудности использования этого уравнения заключаются в том, что величины τ и $F_{уд}$ взаимозависимы и определить их по отдельности весьма сложно. Значения безразмерной постоянной Козени C для различных образцов капиллярно-пористого тела с неупорядоченной структурой обычно определяются эмпирически и имеют значительный разброс.

Теория Козени широко используется при теоретических обобщениях, существует много ее модификаций. Следует отметить, что эта теория дает хорошие результаты лишь при малых значениях пористости, при большой пористости необходимо учитывать статистический характер распределения составляющих пористого материала.

Насыщенность жидкостью. Пустоты в пористом материале могут быть заполнены как жидким теплоносителем, так и его парами или газом. Насыщенность пористой среды S_c теплоносителем определяется как относительная часть объема пустот тела, занятая жидкостью, т. е.

$$S_c = \frac{\text{Объем пустот с жидкостью}}{\text{Общий объем пустот}}. \qquad (2.8)$$

Рассматривая зависимость капиллярного давления от насыщенности среды жидкостью, отметим возможность существования гистерезиса — кривые капиллярного давления при впитывании жидкости и при осушении могут быть различны. Существование гистерезиса объясняется различными причинами. Контактные углы могут иметь различные значения в случае продвижения фронта жидкости в образец и при вытеснении жидкости из него. Это обстоятельство может быть связано с тем, что контактный угол изменяется со временем вследствие изменения свойств поверхности твердого тела под воздействием жидкости. Капиллярный гистерезис может быть обусловлен и самой геометрией пор. Так, гистерезис можно наблюдать в открытой капиллярной трубке с локальным сужением поперечного сечения. При медленном опускании такой трубки в смачивающую жидкость высота подъема жидкости сохраняется почти постоянной. При вынимании жидкость «задерживается» в месте сужения, а затем, когда капиллярные силы, возникшие за счет образования мениска в месте сужения оказываются недостаточными для уравновешивания гидростатического столба, уровень жидкости скачком понижается.

Создание теории для описания течения в полностью насыщенной жидкостью капиллярной структуре, модификация уравнений в целях учета особенностей при неполном насыщении, описание гистерезиса — эти вопросы весьма актуальны для разработки капиллярных структур тепловых труб, для определения критических тепловых потоков, для исследования заполнения фитилей в гравитационном поле и невесомости. Их изучению посвящены, в частности, работы [3, 4], обзор некоторых результатов дан в [5], а в [1, 6—9] читатель найдет полезные сведения по рассматриваемому вопросу.

В капиллярно-пористых структурах тепловых труб, как правило, осуществляется ламинарное течение. Как уже указывалось, влиянием инерционных эффектов вследствие изменения массового потока жидкости по длине фитиля практически всегда можно пренебречь. При этих условиях применимо уравнение Дарси, которое в дифференциальном виде записывается как

$$dP_{ж}/dl = -\mu G/(kF), \tag{2.9}$$

где G — объемный расход жидкости; F — сечение фитиля; l — длина трубы.

Перепад давления в жидкости на длине трубы в фитиле определяется из уравнения (2.9) путем интегрирования при соответствующих граничных условиях. Для фитиля постоянного сечения F, полностью насыщенного жидкостью, имеем

$$\Delta P_{ж} = -\mu G_{макс} l_{эф}/\rho_{ж} kF. \tag{2.10}$$

В данной формуле $l_{эф}$ — эффективная длина трубы:

$$l_{эф} = \int_0^{l_м} dl \int_0^{l} \frac{dG}{dx}\, dx/G_{макс}. \tag{2.11}$$

В общем случае приходится искать перепад давления в жидкости на расстоянии от начала зоны испарения (точка 0) до мокрой точки ($x=l_м$). Когда массовый расход жидкости в фитиле изменяется линейно от нуля до максимальной величины $G_{макс}$, а мокрая точка находится в конце зоны конденсации, $l_{эф}$ определяется как

$$l_{эф} = l_{исп}/2 + l_{ад} + l_к/2. \tag{2.12}$$

При работе трубы в поле силы тяжести влияние гравитации необходимо учитывать только на эффективной длине трубы:

$$\Delta P_{ж.гр} = -g\rho_{ж} l_{эф} \sin\alpha, \tag{2.13}$$

где α —угол наклона трубы к линии горизонта.

§ 2.2. ТЕЧЕНИЕ ГАЗА СО ВДУВОМ И ОТСОСОМ МАССЫ. ТЕЧЕНИЕ ПАРА В ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

Анализ гидродинамики парового потока в тепловых трубах по ряду причин связан со значительными трудностями. Вследствие испарения и конденсации теплоносителя приходится рассматривать поток переменной массы, возникает необходимость учитывать наличие как осевой, так и радиальной составляющей скорости. Вдув при испарении и отсос при конденсации приводят к изменению коэффициента трения на стенке тепловой трубы, число Рейнольдса осевого потока переменно. Изменение давления по ходу потока пара обусловлено не только влиянием трения, но и в значительной мере инерционными эффектами. Разгон пара в зоне испарения создает дополнительный отрицательный градиент давления, а торможение пара в зоне конденсации — положительный градиент давления. При рассмотрении работы трубы в области низких давлений пара, когда мощность трубы близка к звуковому пределу и, соответственно, скорость пара близка к звуковой, необходимо учитывать сжимаемость пара. Если в зоне конденсации достигаются сверхзвуковые скорости, то возможно возникновение скачка уплотнения в этой зоне. Течение пара по длине трубы из-за переменности расхода может иметь зоны с ламинарным, переходным и турбулентным режимами.

Таким образом, гидродинамика пара в тепловых трубах по сравнению с обычно рассматриваемым течением в трубах с непроницаемыми стенками имеет ряд особенностей, которые необходимо в той или иной мере учитывать. Тепловые трубы — своеобразные массовые сопла. Если пренебречь эффектами фазового перехода в паровом потоке (а это иногда допустимо), то гидродинамическая картина в тепловых трубах аналогична той, которая имеет место при течении пара в трубах с пористыми стенками, когда осуществляется вдув или отсос массы газа через стенки.

Задача анализа гидродинамики пара в тепловых трубах — исследование распределения таких параметров потока пара по длине трубы, как давление, температура, скорость, которые необходимы для расчета максимальной мощности трубы или степени неизотермичности поверхности.

В общем случае гидродинамика пара в тепловых трубах может быть описана уравнениями Навье—Стокса при соответствующих граничных условиях. При отсутствии внешнего потенциального поля градиент давления пара P связан со скоростью потока W уравнением

$$\operatorname{grad} P = -\rho\,(\operatorname{grad} W^2/2 - W \times \operatorname{rot} W) - \mu \operatorname{rot}\operatorname{rot} W. \qquad (2.14)$$

В цилиндрических координатах это уравнение может быть записано в виде

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho\left(w\frac{\partial u}{\partial r} + u\frac{\partial w}{\partial x}\right) - \frac{\mu}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r}\right); \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho\left(w\frac{\partial w}{\partial r} + v\frac{\partial w}{\partial x}\right) + \mu\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial r}\right), \quad (2.16)$$

где r и x — соответственно радиальная и аксиальная координаты по сечению и длине трубы. Радиальная и аксиальная компоненты скорости связаны уравнением неразрывности

$$\partial(rw)/\partial r + \partial(ru)/\partial x = 0. \quad (2.17)$$

Уравнения Навье—Стокса с граничными условиями, имеющими место в тепловых трубах, решали многие авторы [10—15]. Юан и Финкельштейн [10] решали уравнения (2.15)—(2.17) для ламинарного течения жидкости с постоянными по длине трубы вдувом и отсосом массы через пористую стенку цилиндрической трубы. Уравнения Навье—Стокса и неразрывности в предположении линейного соотношения между аксиальной компонентой скорости и осевой координатой с использованием функции потока были приведены к нелинейному дифференциальному уравнению третьего порядка относительно функции профиля скорости в зависимости от осевой координаты x. Входящее в уравнение число Рейнольдса радиального потока определялось следующим образом:

$$\mathrm{Re}_r = u_0 R/\nu, \quad (2.18)$$

где u_0 — нормальная составляющая скорости потока на пористой поверхности трубы (скорость вдуваемого потока); R — радиус трубы. Уравнение третьего порядка решалось методом теории возмущений с возмущающим параметром Re_r при следующих условиях:

$$\left.\begin{aligned} u &= 0 \\ \partial w/\partial r &= 0 \end{aligned}\right\} \text{ при } r = 0; \quad \left.\begin{aligned} w &= 0 \\ u &= u_0 \end{aligned}\right\} \text{ при } r = R. \quad (2.19)$$

Для малых значений возмущающего параметра ($\mathrm{Re}_r \ll 1$) градиент давления, полученный в работе [10], представлен в виде разложения в ряд по числам Re_r:

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{8\mu G}{\pi\rho R^4}\left[1 + \frac{3}{4}\mathrm{Re}_r - \frac{11}{270}\mathrm{Re}_r^2 + \ldots\right]\frac{x^2}{l_и^2}. \quad (2.20)$$

Для больших значений Re_r решение получено путем разложения в ряд в области значений $1/\mathrm{Re}_r \to 0$ и имеет вид

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{8\mu G}{\pi\rho R^4}[0{,}617\mathrm{Re}_r + 1{,}325]\frac{x^2}{l_и^2}. \quad (2.21)$$

Течение со вдувом и отсосом массы через пористую стенку для $\mathrm{Re}_r \ll 1$ (постоянного по значению и не зависящего от x)

характеризуется преобладанием вязкостных эффектов над инерционными. Профиль аксиальной скорости во всех сечениях и вдоль оси трубы близок по форме к параболе пуазейлева течения и отличается лишь коэффициентом пропорциональности. В случае, когда число Рейнольдса радиального потока велико ($Re_r \gg 1$), инерционные эффекты (разгон потока в зоне вдува и торможение в зоне отсоса) доминируют над вязкостными. Характер распределения давления по длине в зонах вдува и отсоса качественно различен.

Найт и Мак-Интер [11] теоретически, а Вейгеман и Гуевара [16] экспериментально показали, что в круглой пористой трубе в случае $Re_r \gg 1$ давление пара в зоне вдува по ходу потока уменьшается по параболическому закону как функция осевой координаты. Профиль скорости аксиального потока в пористой трубе при больших значениях числа Re_r не параболический, а пропорционален $\cos(\pi/8)(r/R)^2$. В зоне отсоса давление растет вследствие торможения потока. При $Re_r \gg 1$ осевая скорость практически постоянна по всему сечению трубы и уменьшается до нуля в тонком слое у стенки, т. е. течение имеет вид пограничного слоя. Решение уравнений Навье—Стокса для ламинарного течения несжимаемой жидкости в пористой трубе получено методом возмущений путем разложения в ряд по числам $1/Re_r$ в области значений $1/Re_r \to 0$, т. е. при $Re_r \gg 1$. Для градиента давления в работе [11] получена формула

$$dP/dx = -SGdG/4\rho R^4 dx, \qquad (2.22)$$

где $S=1$ для зоны вдува; $S=4/\pi^2$ — для зоны отсоса.

Результаты исследований, полученные в работах [10, 11, 16], были использованы Коттером [17] при создании первой расчетной модели для тепловых труб. Расчетная модель Коттера для гидродинамики пара в тепловых трубах предполагала наличие перестройки профиля скорости на границе между зонами вдува и отсоса (испарения и конденсации). При этом допускалось, что перестройка происходит при незначительных потерях давления осевого потока. Такое предположение выполняется удовлетворительно в том случае, когда профиль скорости осевого потока мало отличается от профиля Пуазейля (т. е. при $Re_r \ll 1$). По мере роста числа Рейнольдса радиального потока ($Re_r \approx 1$ и более) начинают оказывать влияние инерционные эффекты и перестройка профиля скорости при переходе из одной зоны трубы в другую приводит к ощутимому вкладу в падение давления по длине трубы. В этом случае модель Коттера неточна.

Дальнейший анализ гидродинамики пара в тепловых трубах, основанный на использовании уравнений Навье—Стокса, был сделан Буссе [12]. Уравнения Навье — Стокса и неразрывности с соответствующими граничными условиями за-

писаны для ламинарного несжимаемого потока пара в длинной цилиндрической тепловой трубе, имеющей зоны: испарения, адиабатическую и конденсации, с постоянным по длине подводом и отводом тепла. При этом принималось, что длина каждой зоны намного больше диаметра парового канала. Для решения уравнений Навье—Стокса профиль аксиальной скорости был аппроксимирован полиномом четвертой степени, записанным в виде

$$u(r, x) = 2W_x(1 - r^2/R^2)[1 + a(x)(r^2/R^2 - 1/3)], \qquad (2.23)$$

где W_x — средняя по сечению скорость аксиального потока пара; R — радиус парового канала; $a(x)$ — поправка к профилю Пуазейля

В зоне нагрева при $\mathrm{Re}_r \to 0$ решение уравнения для профиля скорости дает профиль близкий к пуазейлеву. При $\mathrm{Re}_r \to \infty$ профиль скорости приближенно можно описать косинусоидальной функцией. В адиабатической зоне тепловой трубы профиль скорости близок к пуазейлеву. В зоне конденсации аппроксимация профиля аксиальной скорости полиномом 4-й степени радиуса пригодна лишь при $(\mathrm{Re}_r) \leq 1$. Интегрирование уравнений Навье—Стокса при соответствующих граничных условиях в зоне нагрева дает параболическое распределение профиля давления пара по длине трубы. Это распределение с погрешностью менее 1% было аппроксимировано приближенной формулой

$$P(x) \simeq P_{(x=0)} - 4\mu \frac{W_{\text{макс}} l_{\text{исп}}}{R^2}\left[1 + 0{,}61\mathrm{Re}_r + \frac{0{,}61\mathrm{Re}_r}{3{,}6 + \mathrm{Re}_r}\right]\frac{x^2}{l^2_{\text{исп}}}, \qquad (2.24)$$

где $W_{\text{макс}}$ — средняя по сечению скорость пара в конце зоны нагрева. Первый член в прямоугольных скобках уравнения (2.24) доминирует при $\mathrm{Re}_r \ll 1$, второй — при $\mathrm{Re}_r \gg 1$, третий член дает вклад лишь в переходной области значений числа Рейнольдса радиального потока: $\mathrm{Re}_r \approx 1$. Наибольшее его значение составляет около 10% суммы двух других.

В адиабатической зоне тепловой трубы распределение давления парового потока с погрешностью до 4% аппроксимировано Буссе следующей зависимостью:

$$P(x) \simeq P_{(x=0)} - \frac{8\mu W_{\text{макс}} x}{R^2}\left[1 + \frac{0{,}106\mathrm{Re}_r}{18 + 5\mathrm{Re}_r}\,\frac{1 - \exp(-30x/R)}{x/\mathrm{Re}\,R}\right], \qquad (2.25)$$

где x — координата, отсчитываемая от начала каждой зоны.

Для зоны конденсации Буссе получил решение для распределения давления пара по длине трубы в виде

$$P(x) = P_{(x=l_к)} + \frac{4\mu W_{\text{макс}} l_к}{R^2}\left[1 - \mathrm{Re}_r\left(\frac{7}{9} - \frac{8a}{27} + \frac{23a^2}{405}\right)\right] \times$$

$$\times \left(1 - \frac{x}{l_к}\right)^2, \qquad (2.26)$$

где $a = f(x, \mathrm{Re}_r, a_0)$ — поправка к профилю скорости.

Для зоны нагрева поправка к профилю скорости получена в виде

$$a = 0{,}68\{(5 + 18/\mathrm{Re}_r) - [(5 + 18/\mathrm{Re}_r)^2 - 8{,}8]^{1/2}\}. \qquad (2.27)$$

Она увеличивается с ростом Re_r от $a=0$ (пуазейлев профиль скорости) до $a=0{,}665$ при $\mathrm{Re}_r \to \infty$ (косинусоидальный профиль). В адиабатической зоне поправка к профилю скорости изменяется в пределах от 0,665 до 0. Если профиль скорости на входе в адиабатическую зону косинусоидальный, то поправка равна 0,665 и уменьшается на длине одного калибра экспоненциально почти в десять раз, т. е. профиль скорости приближается к профилю Пуазейля. Поправка к профилю скорости по длине зоны конденсации — переменная величина, зависящая от значения ее в начале зоны отвода тепла. На рис. 2.1 представлены поправки в зависимости от координаты и числа Рейнольдса радиального потока пара для $a_0=0$ (на входе в зону конденсации пуазейлев профиль скорости) и $a_0=0{,}665$ (косинусоидальный профиль скорости на входе в зону отвода тепла). На рис. 2.2 дано распределение поправки к профилю скорости по длине трубы для ряда значений числа Рейнольдса радиального потока.

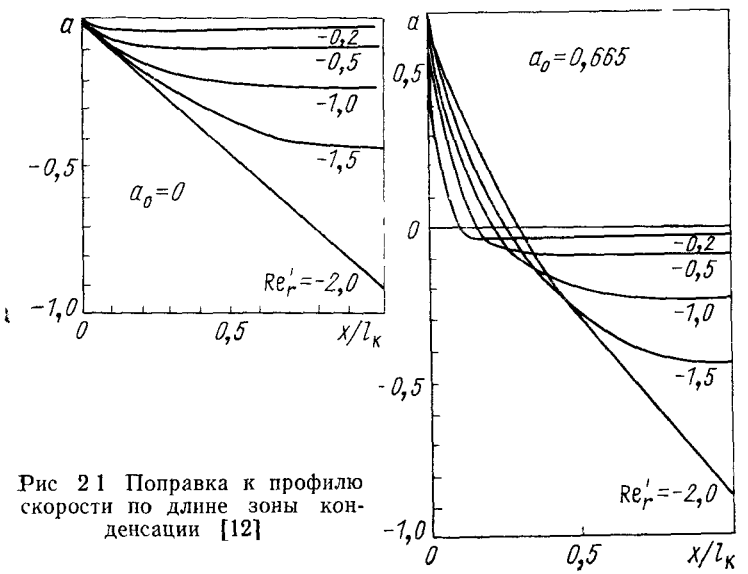


Рис 2 1 Поправка к профилю скорости по длине зоны конденсации [12]

Распределение давления пара по длине зоны конденсации в отличие от зоны испарения, где профиль давления параболический, существенно зависит от числа Рейнольдса радиального потока, а также от профиля скорости пара на входе в конденсаторную зону. На рис. 2.3 представлен ход давления пара по

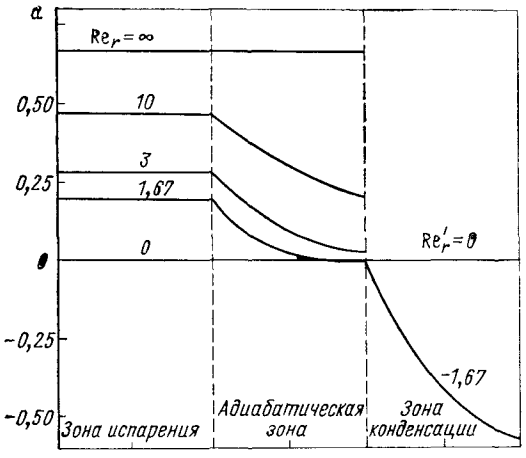


Рис. 2.2. Поправка к профилю скорости по длине тепловой трубы для разных значений числа Рейнольдса радиального потока

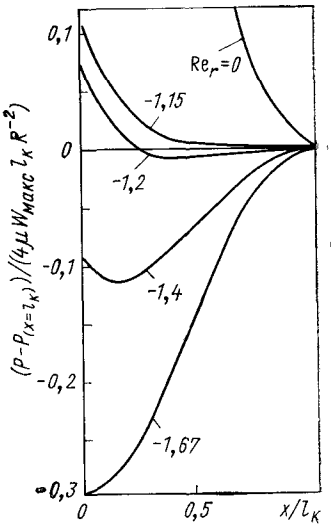


Рис. 2.3. Профиль давления в паровом потоке по длине зоны конденсации

длине зоны конденсации для некоторых значений Re_r и $a_0=0$, т. е. в предположении, что адиабатическая зона достаточно длинна, чтобы в конце ее профиль скорости практически не отличался от параболы Пуазейля. Анализ хода давления пара на рис. 2.3 показывает, что до определенного значения Re_r (около 1,15) минимум давления пара располагается в конце зоны конденсации. При увеличении Re_r минимум давления начинает смещаться к началу зоны охлаждения, а местоположение минимума давления пара определяется из соотношения

$$\mathrm{Re}_r = -(225 + 174a - 92a^2)/(135 - 36a - 3a^2). \qquad (2.28)$$

Местоположение минимума давления в основном зависит от значений Re_r и a_0, т. е. от интенсивности конденсации и профиля скорости на входе в конденсаторную зону. Число Рейнольдса, при котором минимум давления пара находится в начале зоны отвода тепла, уменьшается монотонно от —1,7 до 2,7 при увеличении a_0 от 0 до 0,665. Рост давления пара по длине зоны конденсации может приводить к смещению мокрой точки от конца к началу зоны, и тогда падение давления в

тепловой трубе рассчитывают только по двум зонам — испарения и адиабатической. Буссе приводит следующую формулу для вычисления такого перепада давлений:

$$\Delta P_{\text{и}} + \Delta P_{\text{а}} = (4\mu W_{\text{макс}}/R^2)\,[l_{\text{и}}\,(1 + F\,\mathrm{Re}_r) + 2l_{\text{а}}], \qquad (2.29)$$

где

$$F \cong \frac{7}{9} - \frac{1{,}7\mathrm{Re}_r}{36 + 10\mathrm{Re}_r} \exp\left(-\frac{7{,}5}{\mathrm{Re}_r}\,\frac{l_{\text{а}}}{l_{\text{и}}}\right). \qquad (2.30)$$

Поправочный фактор F учитывает инерционный эффект и изменение падения давления вследствие трения при отклонении профиля скорости от профиля течения Пуазейля и изменяется в пределах от 0,6 до 0,8, возрастая с увеличением Re_r.

Следует обратить внимание на то, что если минимум давления приходится на конец зоны конденсации, то полное падение давления пара на длине тепловой трубы определяется только потерями на трение, т. е.

$$\Delta P_{\text{и}} + \Delta P_{\text{а}} + \Delta P_{\text{к}} = (4\mu W_{\text{макс}}/R^2)\,(l_{\text{и}} + 2l_{\text{а}} + l_{\text{к}}). \qquad (2.31)$$

Инерционные эффекты на испарительной и конденсаторной частях тепловой трубы взаимно исключают друг друга.

Итак, для простейшего случая цилиндрической трубы и постоянных по длине испарительной и конденсаторной зон удельных тепловых потоков работы Юана и Финкельштейна [10], Найта и Мак-Интера [11], Коттера [17] и Буссе [12] позволяют описать гидродинамику несжимаемого парового потока при ламинарном течении и получить аналитические зависимости для определения профиля давления пара по длине трубы. Расчетные соотношения (2.24)—(2.27) можно использовать лишь в том случае, когда перепады давления пара по длине трубы невелики и, следовательно, пар допустимо считать несжимаемым. При существенном изменении давления пара в трубе модели несжимаемого потока пара могут давать значительные погрешности, приводить к физически не оправданным результатам. Например, по модели Коттера максимальное значение восстановления давления пара в зоне конденсации составляет $4/\pi^2 \approx 40{,}5\%$ падения давления пара в зоне испарения и не зависит от переносимой мощности. Наши опыты, описанные ниже, а также опыты Кемме [18] не подтверждают этого. Так, в работе [18] указывается, что в опытах восстановление давления пара по длине зоны конденсации при $\mathrm{Re}_r > 10$ достигало 60% перепада давления в зоне испарения.

Изменение степени восстановления при учете сжимаемости подтверждается и расчетными работами. Так, расчеты изменения давления по длине натриевой трубы с учетом сжимаемости парового потока показали [19], что степень восстановления давления пара в зоне конденсации зависит от передаваемой по трубе мощности и уровня рабочей температуры. По мере возрас-

тания мощности трубы при неизменной геометрии (Re_r растет) перепад давления по зоне испарения увеличивается, а в зоне конденсации эффект восстановления возрастает из-за торможения парового потока и достигает 90% перепада давления пара по зоне нагрева. При неизменной мощности трубы степень восстановления растет по мере понижения температуры и, соответственно, давления пара.

Учет влияния сжимаемости парового потока в уравнениях Навье — Стокса, представляющий значительную трудность, проводят численными методами с разработкой сложных программ и с большими затратами машинного времени.

Одномерные модели гидродинамики парового потока. Значительную информацию о процессах гидродинамики парового потока в тепловых трубах при существенном упрощении подхода к задаче можно получить на основании рассмотрения одномерных моделей парового потока. Ценность одномерного подхода состоит в том, что помимо сжимаемости при его использовании можно приближенно учесть такие факторы, как изменение проходного сечения тепловой трубы, а также переменность удельных тепловых потоков в зоне нагрева и конденсации.

Одномерный подход при решении задачи о течении пара в цилиндрических тепловых трубах с учетом сжимаемости был использован в работах Леви [20, 21]. Исследования процессов гидродинамики пара на основании одномерных моделей параллельно с Леви проводили и авторы данной книги. Рассмотрим четыре одномерные модели гидродинамики пара в тепловых трубах.

Движущийся по каналу пар может находиться под влиянием различных воздействий, приводящих к изменению скорости движения, давления, температуры. Для определения изменения параметров пара по длине трубы можно использовать уравнения неразрывности и энергии для потока переменной массы в канале произвольного сечения (обобщенное уравнение Бернулли):

$$dG/G = dF/F + d\rho/\rho + dW/W; \tag{2.32}$$

$$dP/\rho + W^2 [dW/W + (1 - w_W/W)(dG/G)] + gdL_{тр} + gdH = 0, \tag{2.33}$$

где w_W — проекция вектора скорости вдуваемого потока на вектор скорости осевого потока W; $L_{тр}$ — работа трения; H — потенциальная энергия. Так как плотность пара в диапазоне рабочих температур, в котором необходимо учитывать сжимаемость потока, невелика, то в уравнении (2.33) величина потенциальной энергии пренебрежимо мала, и в дальнейшем ее учитывать не будем. Уравнение состояния пара запишем в виде

$$P = P(\rho, S), \tag{2.34}$$

или в дифференциальной форме

$$dP = (\partial P/\partial \rho)_S d\rho + (\partial P/\partial S)_\rho dS, \qquad (2.35)$$

считая пар идеальным газом. В первом приближении такое предположение вполне допустимо и, как будет показано ниже, довольно хорошо отвечает реальной картине. Одномерные модели парового потока используются, как правило, для анализа параметров сжимаемого потока пара. Сжимаемость пара в нашем случае сказывается в области низких давлений пара (от нескольких десятых долей атмосферы и ниже). В этой области давлений пар представляет собой газ с низкой плотностью, поэтому для описания его применимо уравнение состояния идеального газа.

Дифференциал энтропии выразим на основе второго начала термодинамики для потока переменной массы:

$$dS = (dQ_a + dQ_{тр})/T + \Delta S_G dG/G, \qquad (2.36)$$

где $Q_{тр} = AL_{тр}$ — теплота трения; Q_a — подведенное количество тепла; ΔS_G — прирост энтропии, отнесенной к 1 *кг* пара в основном потоке при смешении с дополнительной массой.

Уравнение скорости движения получим из уравнений (2.33) и (2.35) заменой дифференциалов плотности и энтропии их выражениями из (2.32) и (2.33). После преобразований с использованием выражений для частных производных в виде

$$\left.\begin{aligned} &(\partial P/\partial \rho)_S = a^2; \\ &(\partial P/\partial S)_\rho = -a^2 (T/c_p)(\partial \rho/\partial T)_p; \\ &W/a = M \end{aligned}\right\} \qquad (2.37)$$

получим

$$(M^2-1)\frac{dW}{W} = \frac{dF}{F} - \left[1 + \left(1 - \frac{w_W}{W}\right)M^2 - \frac{\Delta S_G}{c_p}\frac{T}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p\right]\frac{dG}{G} - \frac{g}{a^2}dL_{тр} + \frac{A}{\rho c_p}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p dL_r + \frac{1}{\rho c_p}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p dQ_a. \qquad (2.38)$$

Уравнение скорости движения (2.38) дополним выражениями для основных термодинамических параметров: давления, плотности, температуры. Выражение для давления в паровом потоке получим умножением равенства (2.33) на величину (M^2-1) и заменой произведения $(M^2-1)dW/W$ его выражением из (2.38). Преобразуя полученное соотношение относительно величины дифференциала давления, получаем

$$(M^2-1)\frac{dP}{P} = -\frac{\rho W^2}{P}\left[\frac{dF}{F} + \frac{A}{\rho c_P}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P dL_{тр} -\right.$$

$$-\frac{g}{W^2}dL_{\text{тр}}+\frac{1}{\rho c_p}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p dQ_a\Big]+\frac{\rho W^2}{P}\Big[1+\Big(1-\frac{w_W}{W}\Big)-$$
$$-\frac{\Delta S_G}{c_p}\frac{T}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p\Big]\frac{dG}{G}. \qquad (2.38a)$$

Выражение для плотности пара найдем аналогичным путем, используя уравнение энергии (2.33):

$$(M^2-1)\frac{d\rho}{\rho}=-M^2\frac{dF}{F}+\Big[M^2+\Big(1-\frac{w_W}{W}\Big)M^2-$$
$$-\frac{\Delta S_G}{c_p}\frac{T}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p\Big]\frac{dG}{G}+\frac{g}{a^2}dL_{\text{тр}}-$$
$$-\frac{A}{\rho c_p}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_a dL_{\text{тр}}-\frac{1}{\rho c_p}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p dQ_a. \qquad (2.39)$$

Температура пара в предположении, что объемная конденсация в потоке пара отсутствует, может быть представлена в виде функции двух независимых переменных:

$$T=T(\rho,\ P). \qquad (2.40)$$

Для нахождения изменения температуры насыщения пара по длине трубы можно использовать уравнение Клапейрона—Клаузиуса

$$dP_{\text{н}}/dT_{\text{н}}=r/[T_{\text{н}}(v_{\text{п}}^{\text{н}}-v_{\text{ж}}^{\text{н}})], \qquad (2.41)$$

где r — теплота испарения; $v_{\text{п}}^{\text{н}}$ —удельный объем насыщенного пара; $v_{\text{ж}}^{\text{н}}$ — удельный объем насыщенной жидкости. Используя уравнение (2.40), записанное в виде дифференциала, с учетом соотношений между частными производными, получаем следующее выражение для температуры пара:

$$(M^2-1)\frac{dT}{T}=-M^2\frac{\rho}{T}\frac{c_p}{c_V}\frac{1}{(\partial\rho/\partial T)_p}\left(\frac{c_V}{c_p}-1\right)\times$$
$$\times\left(\frac{\partial F}{F}-\frac{g}{W^2}dL_{\text{тр}}\right)+\left\{\frac{\rho}{T}\frac{c_p}{c_V}\left(\frac{c_V}{c_p}-1\right)\times\right.$$
$$\times\frac{1}{(\partial\rho/\partial T)_p}\Big[2M^2-\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p\Delta S_G\frac{T}{\rho c_p}-M^2\frac{w_W}{W}\Big]+$$
$$\left.+\frac{M^2-1}{c_V}\Delta S_G\right\}\frac{dG}{G}-\frac{M^2}{c_V T}\left(\frac{c_V}{M^2 c_p}-1\right)(dQ_a+dQ_{\text{тр}}). \qquad (2.42)$$

Совокупность уравнений (2.38), (2.39), (2.42) характеризует состояние потока пара в трубе при наличии таких воздействий,

как изменение поперечного сечения канала — dF/F (геометрическое воздействие), изменение расхода массы dG/G (расходное воздействие), изменение $dL_{тр}$ (механическое воздействие), а также внешний подвод или отвод тепла dQ_a (тепловое воздействие). Тепловую трубу, таким образом, можно рассматривать как сопло с различными воздействиями. Скорость пара на входе в конденсаторную зону может достигать скорости звука, что приводит к звуковому ограничению передаваемой мощности. В зоне конденсации воздействия меняют свой знак и в соответствии с общим законом об обращении воздействий, который был впервые сформулирован Л. А. Вулисом [22—25], паровой поток может разгоняться до сверхзвуковых скоростей.

При работе цилиндрической тепловой трубы с постоянным по длине сечением ($dF=0$) в первую очередь следует учитывать такие воздействия, как расходное и трение. Основной вклад в изменение параметров пара при этом дает, как правило, расходное воздействие. Оно может быть различным. Наиболее простой случай — идеальное расходное сопло, которое характеризуется изоэнтропическим энергетически изолированным движением пара (первая одномерная модель гидродинамики парового потока). Уравнения (2.38), (2.39), (2.42) с учетом соотношений для изоэнтропического течения

$$\Delta S_G = 0; \quad w_W = W; \quad (T/\rho)(\partial\rho/\partial T)_p = -1 \tag{2.43}$$

могут быть приведены к виду [25]:

$$\left.\begin{aligned} &(1-M^2)\,dW/W = dG/G;\\ &(1-M^2)\,dP/P = -kM^2 dG/G;\\ &(1-M^2)\,d\rho/\rho = -M^2 dG/G;\\ &(1-M^2)\,dT/T = M^2(1-k)\,dG/G. \end{aligned}\right\} \tag{2.44}$$

Практически же вдуваемый пар может иметь параметры, не совпадающие с параметрами основного потока. В частности, может иметь место различие векторов скорости основного и вдуваемого потоков. При вдуве пара перпендикулярно к осевому потоку имеем:

$$\left.\begin{aligned} &w_W = 0;\\ &\Delta S_G = S - S_G = (AW^2 + c_p(T - T_G))/T;\\ &\Delta S_G/c_p = (k-1)\,M^2. \end{aligned}\right\} \tag{2.45}$$

Прирост энтропии ΔS_G пропорционален сумме абсолютных величин разностей кинетической энергии и энтальпии в основном и вдуваемом потоках. Исходная система уравнений с учетом этих соотношений для реального массового сопла без учета

трения имеет вид (вторая одномерная модель гидродинамики парового потока):

$$\left.\begin{aligned}
&(1-M^2)\,dW/W=(1+kM^2)\,dG/G;\\
&(1-M^2)\,dP/P=-2kM^2\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)dG/G;\\
&(1-M^2)\,d\rho/\rho=-(1+k)\,M^2\,dG/G;\\
&(1-M^2)\,dT/T=-(k-1)\,(1+kM^2)\,M^2\,dG/G.
\end{aligned}\right\}\qquad(2.46)$$

Учет сопротивления трения в потоке пара приводит к появлению дополнительных членов в правой части системы уравнений (2.46) Работу трения удобно представить обычной формулой гидравлики

$$dL_{\text{тр}}=\xi W^2 dx\rho/(2gd_{\text{п}}).\qquad(2.47)$$

Систему уравнений, описывающих параметры потока пара с учетом трения (для третьей одномерной модели гидродинамики парового потока), можно записать в виде:

$$\left.\begin{aligned}
&(M^2-1)\,dW/W=-(1+kM^2)\,dG/G-k\,(g/a^2)\,dL_{\text{тр}};\\
&(M^2-1)\,dP/P=2kM^2\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)dG/G+\\
&\quad+k\,(g/a^2)\,[1+(k-1)\,M^2]\,dL_{\text{тр}};\\
&(M^2-1)\,d\rho/\rho=(1+k)\,M^2dG/G+k\,(g/a^2)\,dL_{\text{тр}};\\
&(M^2-1)\,dT/T=(k-1)\,(1+kM^2)\,dG/G+\\
&\quad+k\,(g/a^2)\,(k-1)\,M^2dL_{\text{тр}}.
\end{aligned}\right\}\qquad(2.48)$$

Рассмотренные выше одномерные гидродинамические модели течения пара в тепловой трубе, основанные на представлении ее в виде массового сопла с добавлением воздействия трения, не дают возможности учесть влияние перестройки профиля скорости потока пара от сечения к сечению на параметры парового потока, а также особенности фазового перехода в зонах испарения и конденсации Авторы данной книги наряду с изложенными выше моделями рассмотрели четвертую модель, основанную на использовании уравнения энергии с учетом трения и перестройки профиля скорости в паровом потоке. Уравнение энергии потока переменной массы получено в работах И. С Коченова и О. Ю. Новосельского [26, 27] (член, учитывающий трение, введен авторами). Это уравнение имеет вид

$$dP/\rho+2\beta W dW+W^2d\beta+\beta W^2d\rho+\xi W^2\,dx/2d_{\text{п}}=0,\qquad(2.49)$$

где $W=G/(\rho F)$ — средняя скорость потока по сечению; $\beta=\int\limits_F w^2dF/W^2F$ — коэффициент потока импульса; $\xi=8\tau_0/(\rho W^2)$ — коэффициент трения.

Уравнение (2.49) получено в предположении, что вдуваемый поток направлен перпендикулярно к основному потоку, т. е. проекция скорости вдуваемого потока на направление основного потока равна нулю. Использование такого выражения при анализе гидродинамики парового потока в тепловых трубах весьма результативно, так как позволяет использовать обширный экспериментальный и теоретический материал, полученный при решении задач, связанных со вдувом и отсосом газа в каналах с пористыми стенками. Основную трудность при решении гидродинамической задачи с использованием этого уравнения представляет необходимость корректного представления величин β и ξ, которые являются функциями Re и Re_r. Для нахождения величин β и ξ необходимо привлечь дополнительные соотношения, полученные экспериментально или теоретически.

Помимо уравнения (2.49) в рассматриваемой четвертой модели гидродинамики пара в тепловой трубе использовались уравнения: неразрывности, состояния парового потока (уравнение Клапейрона — Менделеева), а также — при нахождении температуры насыщения пара — уравнение Клапейрона — Клаузиуса.

Значение коэффициента потока импульса β, определяющее отношение истинного потока импульса по всему сечению трубы к потоку импульса, вычисленному по средней скорости одномерного потока, рассчитывали посредством интегрирования профиля скорости. При ламинарном течении пара в зоне нагрева использовалась аналитическая зависимость для профиля скорости, полученная Буссе [12]. Для турбулентного потока интегрирование велось для косинусоидального профиля скорости, наличие которого подтверждено экспериментально в работе [16] в широком диапазоне изменения Re осевого потока — вплоть до $Re \approx 10^5$. В работе [28] на основе результатов Буссе [12] приведена аналитическая зависимость для расчета величины β при ламинарном течении пара с погрешностью до $\sim 2\%$

$$\beta = 4\left[(1 - a/3)^2 + (1 - a/3)(4a/3 - 1) + (1/3)(4a/3 - 1)^2 - \right.$$
$$\left. - (2/3)\,a\,(1 - a/3) - (1/2)(4a/3 - 1)\,a + a^2/5\right], \qquad (2.50)$$

где

$$a(Re_r) = 0{,}68\left\{(5 + 18/Re_r) - [(5 + 18/Re_r)^2 - 8{,}8]^{1/2}\right\} \qquad (2.51)$$

— поправка к профилю скорости.

Для турбулентного режима течения пара в зоне испарения в работе [28] рекомендована следующая зависимость, полученная путем аппроксимации экспериментальных данных работ [29—31]

$$\beta = \mu_1 + \mu_2\,Re_r/Re + \mu_3\,(Re_r/Re)^2, \qquad (2.52)$$

где численные значения коэффициентов $\mu_1 = 1{,}08325$; $\mu_2 = 0{,}95$; $\mu_3 = -5{,}62$ получены из опытов, проведенных в области

$$10^{-2} \leqslant \mathrm{Re}_r/\mathrm{Re} \leqslant 10^{-1}. \qquad (2.53)$$

Коэффициент потока импульса β для зоны конденсации без значительной погрешности может быть принят равным единице. Экспериментально показано [30, 31], что при $l_к/d_п > 10$ значение β при турбулентном течении стремится к автомодельному, равному 1,018.

Коэффициент трения при вдуве и отсосе — функция не только локального критерия Re, но и Re_r. При вдуве локальное значение коэффициента трения уменьшается, а при отсосе увеличивается по сравнению со значением его в трубе с непроницаемой стенкой при одинаковых Re. При практических расчетах перепада давления в паре для коротких тепловых труб с интенсивным теплопереносом коэффициент трения может приниматься в первом приближении зависящим только от Re. Такое приближение не приведет к значительным погрешностям в расчетах, так как вклад трения в указанном случае относительно невелик. Результаты исследований коэффициента трения при вдуве и отсосе применительно к тепловым трубам наиболее полно представлены в работе [28]. Для ламинарного режима течения пара в зоне испарения на основе результатов работы Буссе [12] рекомендована следующая формула:

$$\xi = 16(4\Psi/\mathrm{Re}_r - \beta)(\mathrm{Re}_r/\mathrm{Re}), \qquad (2.54)$$

где

$$\Psi = 1 + 0{,}305\mathrm{Re}_r + 0{,}305\mathrm{Re}_r/(3{,}6 + \mathrm{Re}_r/2). \qquad (2.55)$$

Погрешность расчета ξ в диапазоне изменения Re_r от 0,01 до 10 составляет от 1 до 7%. С ростом Re_r ошибка в определении ξ возрастает. При больших Re_r следует использовать результаты численного решения двумерных уравнений Навье—Стокса для несжимаемого потока [14].

Для турбулентного течения пара в зоне испарения тепловой трубы коэффициент трения может быть рассчитан по следующей зависимости [28]:

$$\xi = (17{,}5 - 16\beta)(\mathrm{Re}_r/\mathrm{Re}) - (16\mu_3\mathrm{Re}_r/\mathrm{Re} - 8\mu_2)(\mathrm{Re}_r/\mathrm{Re})^2. \qquad (2.56)$$

Величина β, входящая в формулы (2.54), (2.56), определяется соответственно по формулам (2.50) и (2.52).

В зоне конденсации для расчета ξ при ламинарном течении можно использовать результаты работы [14]. При турбулентном течении ξ может быть рассчитана приближенно по эмпирической зависимости из работы [28]:

$$\xi = \xi_0 + 15{,}6\left(\frac{\mathrm{Re}_r}{\mathrm{Re}}\right)^{1{,}27} + \left(\frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{Re}_r}\right) n\left(1 - \frac{\mathrm{Re}/\mathrm{Re}_r}{4l_к/d_п}\right), \qquad (2.57)$$

где n — опытный коэффициент, зависящий от $l_к/d_п$ и Re_0:

$$n = 0{,}0256\,(d_п/4l_к)^{0,435}\,(\xi_\varepsilon - \xi_0)/(0{,}2 - \xi_0); \qquad (2.58)$$

ξ_ε — коэффициент трения, являющийся функцией пористости фитиля. Для тепловых труб в зоне конденсации пористость можно считать равной единице, и тогда $\xi_\varepsilon = 0{,}24$; $\xi_0 = 0{,}3164/Re_0^{0,25}$ — коэффициент трения в трубе при постоянном расходе теплоносителя, определяемый по Re_0, т. е. по числу Рейнольдса на входе в зону конденсации.

Выше приведены лишь некоторые из полученных теоретически и экспериментально соотношений, определяющих гидродинамику потока жидкости в каналах со вдувом и отсосом массы, с испарением и конденсацией. Дополнительные сведения по рассматриваемому вопросу читатель может получить в работах [32—39].

Экспериментальное исследование распределения температуры по длине в натриевых тепловых трубах. Экспериментальные исследования распределения температуры по длине тепловых труб проводятся, как правило, посредством измерения температуры стенки с помощью пирометра, термовизора или термопар, заделанных на наружной поверхности корпуса тепловой трубы [40—42]. Однако такой метод измерения температуры из-за необходимости учета перепадов температуры в стенке и фитиле часто дает значительные погрешности и не позволяет с достаточной точностью сравнить экспериментально полученное распределение температуры с рассчитанным. Размещение термопар непосредственно в паровом потоке дает значительно бóльшие возможности. В первых экспериментах с натриевыми тепловыми трубами авторы книги исследовали распределение температуры пара по длине трубы, используя неподвижные термопары, размещенные в паровом потоке в тонкостенных гильзах [43]. Затем методика измерения распределения температуры по длине трубы была усовершенствована — использована подвижная микротермопара, также расположенная непосредственно в паровом канале. При этом в зоне возможного перегрева термопары вследствие аэродинамического нагрева были приняты конструкционные меры, чтобы реализовать идею мокрого термометра. Термопара была снабжена специальным капиллярным устройством, которое обеспечивало смачивание ее конденсатом. Конструкция тепловой трубы в целом была выбрана таким образом, чтобы наиболее важные конструкционные параметры соответствовали требованиям проверки расчетной модели и сохранялись неизменными в процессе проведения экспериментов. Тепловая труба была снабжена составным фитилем экранного типа с кольцевым зазором для протока жидкости. Основные геометрические размеры трубы следующие:

Длина, *мм*	
общая	700
зоны нагрева	100
зоны охлаждения	550
Эффективный радиус пор экрана, *мм*	0 45
Диаметр парового канала, *мм*	14
Кольцевой зазор под экраном для протока жидкости, *мм*	0,5
Поверхностная пористость экрана фитиля, %	33

Детальное описание конструкционных особенностей этой натриевой тепловой трубы будет дано в книге «Технологические основы тепловых труб». Опыты проводились при положении трубы, близком к горизонтальному (с очень малым наклоном вниз конденсаторной части).

Использование подвижной термопары позволило детально измерять распределение температуры насыщения пара по длине трубы. На рис. 2.4 представлены распределения температур для некоторых режимов работы трубы в стационарных условиях при дозвуковых скоростях течения пара. Давление пара (соответственно и температура насыщения) в зоне испарения по ходу парового потока падает из-за наличия трения, а также разгона потока вследствие притока массы пара. В зоне конденсации отсос массы приводит к торможению потока, т. е. к повышению давления, а трение понижает давление в потоке пара В зависимости от соотношения этих эффектов (трения и инерционного эффекта) характер изменения давления может быть различным. Представленные на рис. 2.4 измеренные распределения температур указывают на то, что степень неизотермичности по длине трубы в значительной мере определяется не только переносимой мощностью, но и уровнем температуры. В целом, для всех представленных распределений температур характерна высокая степень восстановления давления пара в зоне конденсации

Соотношение между инерционным вкладом и трением, т е. степень восстановления давления, зависит от переносимой мощности, относительной длины зоны конденсации и давления пара Первые два параметра определяют значение Re_r Чем ниже давление, выше мощность и короче зона теплоотвода, тем больше вклад инерционного эффекта В коротких высокотемпературных тепловых трубах при сравнительно высокой переносимой мощности преобладающим, как правило, является инерционный вклад В очень длинных тепловых трубах падение давления вследствие наличия трения в зоне конденсации может быть сравнимым или же преобладающим над величиной инерционного вклада. Распределения температуры, представленные на рис 2.4, характерны для относительно коротких тепловых труб Отметим, что при работе трубы с теплопереносом $Q=1300$ и 615 *вт* (режимы *г*, *д*) минимум давления пара приходится на начало зоны конденсации — инерционный вклад

преобладает над трением. При мощности $Q=700$ *вт* (режим *в*), но при более низком давлении пара в трубе минимум несколько смещен по отношению к началу зоны конденсации, т. е в начале этой зоны трение дает несколько больший вклад в изменение давления, чем инерционный эффект. На рис. 2 4, *а*

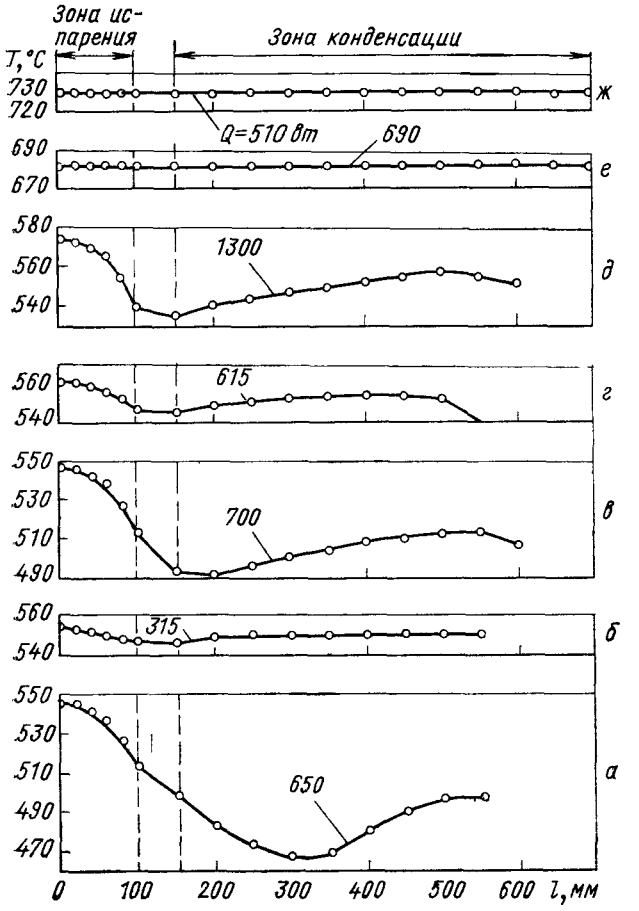


Рис. 2.4. Распределенне температуры насыщения пара по длнне натрневой тепловой трубы в опытах ФЭИ

представлено поле температуры при мощности трубы $Q=650$ *вт*. В таком режиме минимум давления уже значительно смещен от начала зоны конденсации к ее середине, т. е. в начале зоны теплоотвода трение значительно преобладает над инерцнонным эффектом. Там же приведено распределение температур по длине трубы при мощности $Q=315$ *вт*. Хотя давле-

ние пара и низкое, при такой невысокой мощности поле температуры близко к изотермичному. По мере повышения давления уменьшается градиент dT''/dP'', плотность пара растет, а скорость пара при сохранении переносимой мощности сильно уменьшается. Поэтому инерционный эффект и трение не приводят к значительным перепадам температуры, которые наблюдаются при низком давлении пара. Тепловые трубы при повышенных давлениях пара начинают работать в характерном для

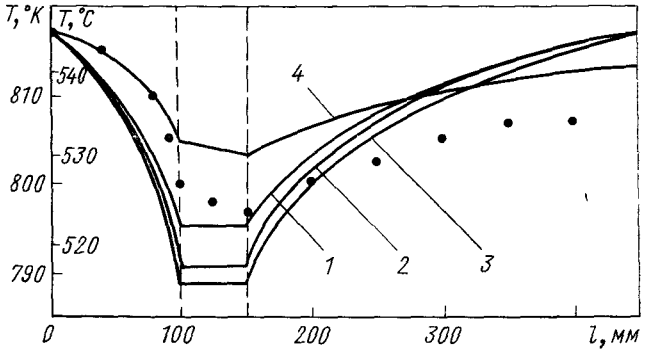


Рис. 2.5. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) распределения температур с различными моделями массового сопла по длине натриевой тепловой трубы:

1 — идеальное; *2* — изоэнтальпийное с расходным воздействием; *3* — с расходным воздействием и с учетом трения; *4* — реальное с учетом трения

них изотермическом режиме. На рис. 2.4, *е*, *ж* приведены примеры распределения температуры по длине тепловой трубы, работающей в изотермических режимах при различной переносимой мощности.

Сравнение экспериментальных результатов с расчетными. Результаты расчетов распределения температуры пара по длине трубы по четырем рассмотренным выше одномерным гидродинамическим моделям сопоставлены на рис. 2.5 с экспериментальными данными, полученными авторами на натриевой тепловой трубе. Из приведенных результатов следует, что первые три модели гидродинамики пара, основанные на представлении температуры пара в виде функции независимых переменных плотности и давления, дают занижение температуры пара в конце зоны испарения и неверный ход кривых в адиабатической зоне (кривые *1—3* на рис. 2.5). В конденсаторной зоне эти модели даже с учетом трения дают почти полное восстановление температуры. В действительности, в тепловых трубах уровень температуры из-за влияния трения в конденсаторной зоне становится постоянным и может даже понижаться.

Четвертая модель, в которой рассчитывается температура насыщения пара с использованием уравнения Клапейрона—Клаузиуса и градиента давления пара, учитывающего разгон и трение в потоке, дает качественно правильное описание распределения температуры по длине трубы и в целом наилучшее количественное согласование с экспериментальными данными. В экспериментах мощность трубы измерялась с погрешностью

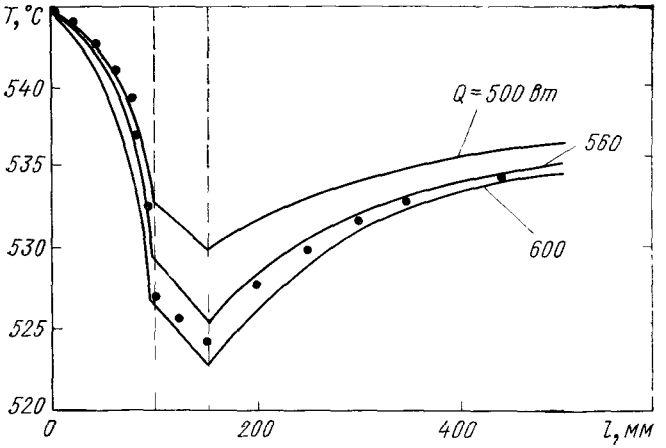


Рис. 2.6. Сравнение экспериментального (точки) и расчетных (линии) распределений температуры по длине натриевой тепловой трубы

до 6—10%. На рис. 2.6 дано сравнение экспериментально измеренных температур с результатами расчетов для трех различных значений мощности — измеренной и с отклонениями от нее на $\pm 10\%$.

На рис. 2.7 представлены результаты сопоставления ряда измеренных и рассчитанных по четвертой модели распределений температуры для некоторых режимов работы трубы. Из сравнения следует, что экспериментальные и рассчитанные распределения температуры при измеренных значениях мощности трубы довольно хорошо согласуются. Некоторое расхождение экспериментальных распределений температур с рассчитанными, занижение расчетных температур в зоне испарения и завышение их в зоне конденсации объясняются тем, что коэффициент трения рассчитывался приближенно — без учета вдува и отсоса.

По измеренному распределению температур (см. рис. 2.5) определено распределение давлений в паре по длине трубы (рис. 2.8) в предположении, что в каждом сечении трубы устанавливается давление насыщения в соответствии с измеренной температурой. Это распределение давлений сопоставлено с рас-

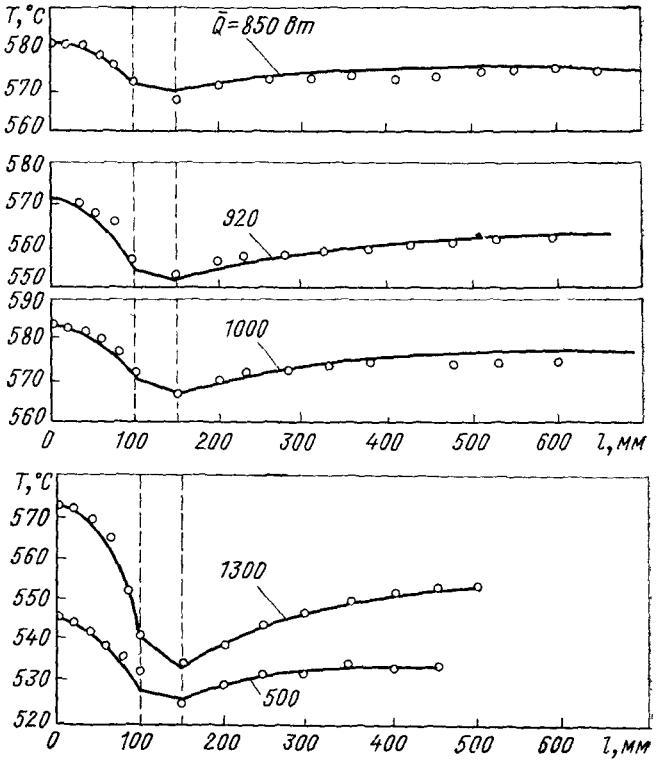


Рис 2.7. Сравнение экспериментальных (точки) с рассчитанными по четвертой гидродинамической модели (линии) распределений температуры для натриевой тепловой трубы

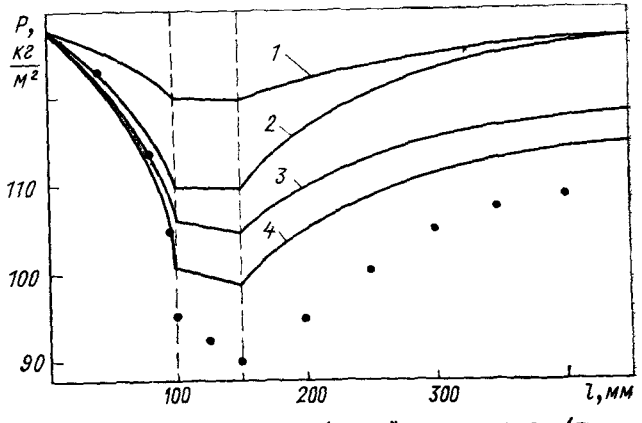


Рис. 2.8. Экспериментальное (точки) и расчетные (линии) распределения давлений с различными моделями массового сопла по длине натриевой тепловой трубы:

1 — идеальное; *2* — изоэнтальпийное с расходным воздействием, *3* — с расходным воздействием и с учетом трения, *4* — реальное с учетом трения

считанным распределением давления по четырем одномерным моделям. Из представленных результатов расчета распределения давлений следует, что значение и характер изменения давления зависят от степени учета различных факторов, влияющих на параметры потока. В идеальном массовом сопле (первая модель — кривая *1* на рис. 2.8), в котором на поток пара воздействуют только вдув и отсос массы с теми же параметрами, что и в основном потоке, без изменения энтропии, изменение давления по длине трубы наименьшее. В изоэнтальпийном массовом сопле (вторая модель — кривая *2*), в котором втекающая за счет испарения и вытекающая за счет конденсации масса пара имеет перпендикулярную к основному потоку скорость, энтропия в потоке изменяется, а падение пара по зоне испарения тепловой трубы увеличивается по сравнению с первой моделью. Учет трения в изоэнтальпийном массовом сопле (третья модель — кривая *3*) приводит к дальнейшему увеличению изменения давления пара по длине трубы. Учет влияния перестройки потока под воздействием изменяющейся по длине массы пара за счет фактора β в четвертой модели (кривая *4*) приводит к дополнительному изменению давления пара в зоне испарения, т. е. в зоне изменения β. Так как в зоне конденсации принималось, что $\beta \approx 1$, кривые изменения давления пара по этой зоне для двух последних моделей (кривые *3*, *4*) идут эквидистантно. В моделях гидродинамики пара без учета влияния трения на характеристики потока в адиабатической зоне давление пара неизменно, а в зоне конденсации имеет место полное восстановление его за счет торможения до значения давления пара на торце трубы в зоне нагрева (кривые *1*, *2*). Учет трения приводит к неполному восстановлению давления пара по длине зоны конденсации (кривые *3*, *4*). Сопоставление рассчитанных распределений давления пара по длине трубы по четырем одномерным моделям гидродинамики с распределением давления, соответствующим измеренной по длине температуре пара, дает наилучшее согласование с расчетом по четвертой модели.

Для данной анализируемой натриевой тепловой трубы при мощности, соответствующей измеренному капиллярному ограничению при температуре около 700° С, по четвертой модели рассчитаны распределения давлений в паре и жидкости по длине трубы. На рис. 2.9 представлены результаты расчета. В соответствии с этими результатами суммарные потери давления в трубе с учетом местоположения мокрой точки и влияния гравитации на работу трубы с небольшой погрешностью соответствуют движущему капиллярному перепаду давлений, создаваемому порами экрана составного фитиля.

Представленные выше результаты показывают, что разработанная авторами четвертая расчетная гидродинамическая модель дает приемлемое согласование расчетных распределений темпера-

тур и давлений по длине трубы с полученными экспериментально. Она может служить основой для анализа гидродинамических процессов в паровом потоке, а также для расчета параметров трубы в дозвуковых режимах течения пара.

Модели состояния пара. На расчетные характеристики тепловых труб оказывают влияние не только выбор модели массового сопла, учет трения и других факторов в паровóм потоке, но и принимаемая модель при описании уравнения состояния

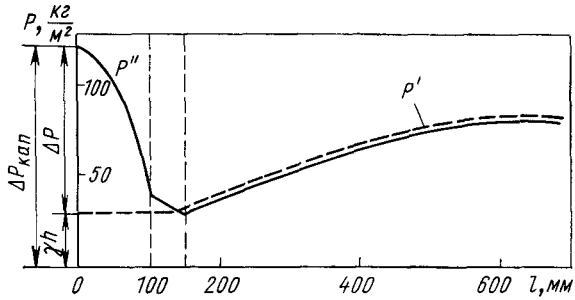


Рис 2 9 Рассчитанные распределения давлений в паровом потоке и жидкости по длине натриевой тепловой трубы для мощности, соответствующей измеренным капиллярным ограничениям при 700° С

пара. Влияние принимаемых моделей уравнения состояния пара обсуждается в ряде работ [20, 21, 28, 42—45]. В этих работах рассмотрены различные модели состояния паровóго потока, учитывающие протекание тех или иных процессов в паре по мере его течения вдоль трубы. Неоднозначность моделей связана с тем, что в зоне нагрева образуется пар в условиях насыщения, а затем по ходу потока, давление и другие параметры пара (например, температура, плотность) понижаются. В качестве первой наипростейшей модели для описания состояния пара принимается *модель идеального газа* с использованием уравнения Клапейрона—Менделеева, которая дает хорошую качественную картину поведения сжимаемого потока. Однако она не учитывает возможного появления жидкой фазы в паровом потоке вследствие объемной конденсации. Вторая модель — *модель равновесного двухфазного потока* — учитывает этот фактор. Модель используется в предположении, что пар представляет собой смесь идеального газа и жидкой фазы, находящихся в равновесии [20, 28]. Следует отметить, что образование жидкой фазы в паровом потоке, в особенности для щелочнометаллических теплоносителей, весьма маловероятно вследствие действия двух факторов. Во-первых, циркуляция теплоносителя в тепловой трубе представляет собой процесс непрерывной дистилляции жидкости, и в паровом потоке, как

правило, отсутствуют центры конденсации. Это в особенности справедливо для тепловых труб, конструкция фитиля которых затрудняет попадание капелек жидкости в паровой поток. Например, в тепловых трубах с составным фитилем при использовании мелкопористого ячеистого экрана попадание капелек жидкости в паровой канал практически исключается по крайней мере по длине зон испарения и адиабатической. В этих зонах поверхность жидкости в фитиле имеет, как правило, вогнутый мениск и нет рециркуляции теплоносителя. Во-вторых, на этих длинах трубы степень пересыщения, необходимая для начала спонтанной конденсации в паровом потоке, трудно достижима.

В парáх щелочных металлов в условиях изменения температуры по длине трубы возможно протекание химической реакции — димеризации. Возможность влияния этой реакции на характеристики тепловой трубы отмечена авторами работы [46] при экспериментальном изучении предельных характеристик натриевых тепловых труб в области давлений пара, где достижимы звуковые ограничения. Поэтому в качестве третьей модели состояния пара в работе [45] рассмотрена так называемая *соединительная модель*. В этой модели пар описывается как двухкомпонентная смесь (мономер и димер) идеальных газов, которая находится в локальном химическом равновесии, но эта смесь «заморожена» по отношению к фазовым переходам, т. е. предполагается отсутствие конденсации в паровом потоке. Была проанализирована [27] также четвертая модель описания состояния пара, в которую включены кинетика протекания реакций диссоциации: рекомбинации, процесс зародышеобразования капелек жидкости, а также процесс роста капель. Рассмотрим эти модели состояния пара.

Модель идеального газа. Для описания состояния идеального газа используется уравнение Клапейрона—Менделеева в виде

$$P = \rho RT, \tag{2.59}$$

или в дифференциальной форме

$$dP/P = d\rho/\rho + dT/T. \tag{2.60}$$

Совокупности уравнений для описания параметров пара по длине тепловой трубы для различных массовых сопл с использованием описания состояния пара по модели идеального газа получены выше.

Модель равновесного двухфазного потока. Основные соотношения в двухфазной области для описания состояния парового потока, замороженного по отношению к химическим превращениям, запишем через параметры насыщен-

ного пара и насыщенной жидкости. Будем считать, что пар представляет собой равновесную двухфазную смесь. Тогда имеем

$$v_{\text{п}} = (1 - X)\, v_{\text{н.ж}} + X v_{\text{н.п}}; \tag{2.61}$$

$$i_{\text{п}} = (1 - X)\, i_{\text{н.ж}} + X i_{\text{н.п}}; \tag{2.62}$$

$$i_{\text{п}} = i_{\text{н ж}} + X \cdot r, \tag{2.63}$$

где $v_{\text{н.ж}}$, $i_{\text{н.ж}}$, $v_{\text{н.п}}$, $i_{\text{н.п}}$ — удельный объем и энтальпия насыщенной жидкости и пара соответственно; X — сухость пара.

Удельный объем насыщенного пара можно определить из уравнения Клапейрона—Менделеева

$$v_{\text{н.п}} = \tilde{R}T/P. \tag{2.64}$$

Давление и температура пара для равновесной двухфазной смеси связаны уравнением Клапейрона—Клаузиуса

$$dP/P = (r/R)\,(dT/T^2). \tag{2.65}$$

Используя уравнения (2.61)—(2.63), можно получить дифференциальное уравнение для сухости пара в следующем виде:

$$dX/dx = (1/r)\,(di_{\text{п}}/dx) - (1/r)(di_{\text{н. ж}}/dx). \tag{2.66}$$

Пренебрегая изменением плотности жидкости от температуры и полагая, что температура жидкости в потоке пара следует изменению температуры пара по длине трубы, получаем выражение для изменения энтальпии насыщенной жидкости:

$$di_{\text{н. ж}}/dx = \rho_{\text{н. ж}}\, c_{p_{\text{н. ж}}}\, dT/dx. \tag{2.67}$$

Для определения градиента энтальпии парового потока используем уравнение энергии для элементарного объема потока пара с учетом воздействия массы вдуваемого потока, трения в паровом потоке и изменения скорости по направлению потока:

$$\frac{d}{dx}\left(i_{\text{п}} + \frac{W^2}{2}\right) = \frac{1}{G}\frac{dG}{dx}\left[r(1 - X) + \frac{W_r^2}{2} - \frac{W^2}{2}\right] - \frac{d}{dx} L_{\text{тр}}, \tag{2.68}$$

или

$$\frac{di_{\text{п}}}{dx} = -W\frac{dW}{dx} + \frac{1}{G}\frac{dG}{dx}\left[r(1 - X) + \frac{W_r^2}{2} - \frac{W^2}{2}\right] - \xi_{\text{тр}}\frac{W^2}{2d_{\text{п}}}. \tag{2.69}$$

Скорость звука в равновесной двухфазной смеси с учетом сухости пара можно определить как [47]

$$a_{\text{дф}} = v\,(dP/dT)\,\sqrt{T/[c_v^{'\text{дф}}(1-X) + c_v^{''\text{дф}} X]}\,, \qquad (2.70)$$

где $c_v^{'\text{дф}}\ (1-X) + c_v^{''\text{дф}}\ X = c_v^{\text{дф}}$ — теплоемкость двухфазной смеси.

Используя формулы (2.37), (2.56)—(2.70), можно получить выражения для градиента давления, температуры, сухости, плотности и размерной и безразмерной скорости пара. Такие выражения без учета трения в потоке и влияния перестройки потока пара на его параметры получены Леви [20], а позднее с учетом трения и перестройки профиля скорости по длине трубы — в работе [28].

Соединительная модель и химически реагирующая смесь атомарной и молекулярной компонент двухфазного потока. Так как модель химически реагирующей смеси атомарной и молекулярной компонент двухфазного потока включает в себя и соединительную модель, то рассмотрим их совместно на примере гидродинамики парового потока в тепловой трубе с натриевым теплоносителем.

Впервые о существовании в парáх щелочных металлов двухатомных молекул стало известно в 30-е годы [48, 49]. В настоящее время общепризнано, что пары́ щелочных металлов при давлениях, далеких от критических, являются частично димеризованными, т. е. содержат не только атомы, но и многоатомные молекулы [50]. Состояние равновесия при заданных температуре и давлении характеризуется определенными концентрациями атомов и молекул. Эти концентрации определяются константой равновесия, соответствующей реакции диссоциации — рекомбинации. Доля каждой компоненты в паре определяется через параметр α, называемый *степенью диссоциации*. По определению, величина α является долей числа молекул, продиссоциировавших в данном равновесном состоянии пара с параметрами P и T. Таким образом, пары́ металлов следует рассматривать как химически реагирующую смесь атомарной и молекулярной компонент. В натриевых тепловых трубах по ходу парового потока возможно протекание реакции диссоциации — рекомбинации:

$$2\text{Na} \rightleftarrows \text{Na}_2. \qquad (2.71)$$

Основные термодинамические параметры такой смеси рассмотрены в работе [50]. Мольные концентрации атомов и молекул можно записать через параметр α следующим образом:

$$N_1 = 2\alpha/(1+\alpha); \quad N_2 = (1-\alpha)/(1+\alpha). \qquad (2.72)$$

Если представить эту смесь в виде идеального газа, то относительная молекулярная масса пара будет определяться выражением

$$M = M_1N_1 + M_2N_2 = 2M_1/(1 + \alpha). \quad (2.73)$$

Удельный объем пара через термодинамические параметры выражается в виде

$$v(P, T) = \mu RT(1 + \alpha)/(P2M_1). \quad (2.74)$$

Формулы для расчета мольных и удельных значений энтальпии, энтропии и теплоемкости пара приведены также в работе [50].

Вследствие непрерывного притока массы пара и разгона потока происходит понижение температуры по ходу потока вдоль зоны нагрева. А это, в свою очередь, может привести к пересыщению пара в потоке При определенной степени пересыщения пара возможно спонтанное зародышеобразование — появление и рост капель. Степень пересыщения зависит, в свою очередь, от интенсивности реакции диссоциации — рекомбинации. Поэтому необходимо рассматривать одновременно кинетику химического процесса зародышеобразования.

Исследованию влияния реакции диссоциации — рекомбинации пара, процесса зародышеобразования и роста капель жидкости на поведение пересыщенного пара, движущегося в паровом тракте натриевой тепловой трубы, посвящена работа [21]. Для цилиндрической тепловой трубы в предположении стационарности и одномерности парового потока, представляющего собой гомогенную смесь одно- и двухатомных паров, а также капель жидкости, закон сохранения для всей массы записывается в виде

$$F\frac{d}{dx}(\rho W) = \pm \dot{G}, \quad (2.75)$$

а для потока одноатомного пара

$$dG_{Na}/dx = \pm d\dot{G}_{Na}/dx + F\mu(d[Na]/dt)_{х\ р} - \alpha(dG_{ж}/dx)_{конд}. \quad (2.76)$$

Условие сохранения потока массы пара с учетом гомогенной конденсации есть

$$dG_{ж}/dx = (dG_{ж}/dx)_{конд}, \quad (2.77)$$

где $\dot{G}$ — расход вдуваемой или отсасываемой массы пара на единицу длины; G_{Na} — массовый расход одноатомного пара через сечение; $(d[Na]/dt)_{х\ р}$—интенсивность изменения молярной концентрации одноатомного натрия из-за химической реакции; $\alpha \equiv G_{Na}/(G_{Na} + G_{Na_2})$—степень диссоциации пара; $(dG_{ж}/dx)_{конд}$—интенсивность изменения массового расхода жидкого натрия вдоль оси из-за гомогенной конденсации.

Закон сохранения количества движения выражен следующей формулой:

$$d(\rho W^2)/dx = -dP/dx - 4\tau_w/D, \qquad (2.78)$$

а закон сохранения энергии:

$$F\frac{d}{dx}\left[\rho W\left(i_2 + \frac{W^2}{2}\right)\right] = \pm \dot{G}\left(r + \frac{W_r^2}{2}\right) + Q_{\text{конд}}. \qquad (2.79)$$

Знак «+» относится к параметрам вдуваемой массы в зоне испарения; знак «—» — к параметрам отсасываемого пара в зоне конденсации; i_r — энтальпия подводимого или отводимого пара.

Плотность влажного пара, состоящего предположительно из идеального газа (одно- и двухатомные молекулы пара) и капелек жидкости, выражена следующим образом:

$$\rho = [\Psi_{\text{ж}}/\rho_{\text{ж}} + (1 - \Psi_{\text{ж}}) R_{\text{Na}_2} T (1 + \alpha)/P]^{-1}, \qquad (2.80)$$

где $\Psi_{\text{ж}} \equiv G_{\text{ж}}/(G_{\text{ж}} + G)$ — относительный массовый расход жидкости в смеси.

Изменение энтальпии вдоль оси по ходу парового потока определяется соотношением

$$\frac{di}{dx} = (1 - \Psi_{\text{ж}})\left\{[\alpha c_{p_1} + (1 - \alpha) c_{p_2}]\frac{dT}{dx} - r_g \frac{d\alpha}{dx}\right\} - r\frac{d\Psi_{\text{ж}}}{dx} + \Psi_{\text{ж}} c_{p_{\text{ж}}} \frac{dT}{dx}, \qquad (2.81)$$

где c_{p_1} c_{p_2} — удельная теплоемкость при постоянном давлении соответственно для одно- и двухатомного пара; r_g — тепловой эффект димеризации.

Скорость изменения молярной концентрации атомов пара натриевого теплоносителя вследствие реакции димеризации записывается в виде

$$[d[\text{Na}]/dt]_{\text{х р}} = (2k_f \rho^3 \alpha/\mu^3)\{-\alpha^2 + (1 - \alpha^2)/(4k_p P)\}, \qquad (2.82)$$

где k_p — константа равновесия; k_f — скорость реакции.

В паровом потоке тепловой трубы должен происходить процесс гомогенной конденсации переохлажденного пара, т. е. все центры конденсации должны образовываться из самих пересыщенных паров. Образование тумана — дисперсной системы из капелек жидкости — вследствие объемной конденсации состоит из четырех стадий: пересыщение пара, образование зародышей, рост зародышей за счет конденсации пара, коагуляция капель.

Переохлаждение пара, как указывалось выше, достигается при разгоне потока из-за вдува массы. При определенном пересыщении в паре возможна спонтанная конденсация с образо-

ванием жидкости в виде капелек. Из термодинамики известно, что давление пара, находящегося в равновесии с каплей жидкости, тем больше, чем меньше радиус капли. Значение критического радиуса капли, находящегося в термодинамическом равновесии с окружающим паром, можно определить по следующей формуле [51]:

$$R_{кр} = 2\sigma M/(\rho_ж^2 RT \ln P/P_\infty), \qquad (2.83)$$

где P — равновесное давление пара над каплей радиусом $R_{кр}$ при температуре T; P_∞ — давление насыщенного пара, соответствующее температуре T при плоской поверхности раздела фаз, т. е. при $R_{кр} \to \infty$.

Капли, размер которых меньше критического, исчезают вследствие испарения, а капли размером больше критического растут. В переохлажденном паре в результате флуктуаций постоянно происходит образование комплексов различных размеров из нескольких молекул и их испарение [52]. В соответствии с характером процесса их образования чем больше размер комплекса, тем меньше их количество. Некоторые комплексы достигают размеров больше критических и становятся ядрами новой фазы. С увеличением пересыщения радиус зародышей уменьшается, а скорость их образования растет. К настоящему времени различные авторы при различных предпосылках получили большое число формул для расчета скорости образования зародышей [54]. Детальное кинетическое обоснование процесса конденсации в достаточно общем виде проведено Я. И. Френкелем. Для скорости образования капель критического размера им получена следующая формула [55]:

$$J_{кр} = \frac{P_m^2}{(kT)^2 \rho_ж} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m}} \exp\left(-\frac{4\pi\sigma R_{кр}^2}{3kT}\right), \qquad (2.84)$$

где m — масса молекулы; k — постоянная Больцмана.

Формулы для скорости образования, полученные другими авторами в несколько ином виде, дают идентичные результаты.

Скорость образования ядер в значительной мере определяется степенью пересыщения пара, т. е. P/P_∞. Формула (2.84) и многие, аналогичные ей, получены в предположении стационарности процесса зародышеобразования без учета состояния среды — равновесности ее или неравновесности. В тепловых трубах при работе на звуковом пределе мощности, в особенности в зоне конденсации при сверхзвуковом течении пара, имеют место большие отрицательные осевые градиенты температуры. В этих условиях вследствие быстрого роста переохлаждения пара по ходу потока количество центров конденсации резко возрастает и может иметь место объемная конденсация. Для жидкометаллических теплоносителей с большой относительной молекулярной массой (ртуть, свинец и др.) воз-

никновение объемной конденсации существенно облегчено по сравнению с такими теплоносителями, как литий, натрий и даже калий.

Представленные выше модели для описания состояния пара в дальнейшем использованы для анализа влияния принимаемой модели на расчетные параметры тепловой трубы. Сразу же отметим, что расчетная мощность трубы практически не зависит от принимаемой модели для описания состояния пара. Учет рассматриваемых факторов при описании состояния пара оказывает влияние на изменение рассматриваемых параметров парового потока по длине и, в первую очередь, на распределение температуры при наличии значительных осевых градиентов температуры. Значительные изменения температуры пара по длине трубы имеют место при работе на звуковом пределе мощности и при весьма интенсивном теплоотводе, когда хотя бы на части зоны конденсации реализуется сверхзвуковой режим течения пара. Для дозвуковых режимов течения пара, которые наиболее характерны при работе тепловых труб, модель идеального газа дает достаточную для технических расчетов точность при определении изменения параметров парового потока по длине тепловой трубы.

§ 2.3. КРИТИЧЕСКИЙ РАСХОД ГАЗА. ЗВУКОВОЙ И ВЯЗКОСТНЫЙ ПРЕДЕЛЫ ПЕРЕНОСИМОЙ МОЩНОСТИ. СКАЧКИ УПЛОТНЕНИЯ

Расчетные соотношения для звукового предела. При низких давлениях пара в тепловых трубах характерно достижение звукового предела переносимой мощности. Известно, что при течении газа в адиабатических условиях скорость течения не может быть выше некоторого максимального значения — скорости распространения звуковых волн в данной среде, которая выражается известной из газодинамики формулой

$$a = \sqrt{dP/(d\rho)} \simeq \sqrt{kg\tilde{R}T} \simeq \sqrt{kP/\rho}, \qquad (2.85)$$

где $k = c_p/c_v$. Так как величины k, g, $\tilde{R}$ — постоянные, то увеличение скорости течения может достигаться только при повышении температуры среды. Местоположение сечения по длине тепловой трубы, в котором достигается скорость звука, устанавливается из анализа уравнений, характеризующих гидродинамику парового потока. Такой анализ, как правило, проводится на основании одномерных моделей гидродинамики пара. Продифференцировав известное выражение, записанное в явном виде относительно числа Маха для течения газа в цилиндрической трубе постоянного сечения, получим

$$dM^2/M^2 = dW^2/W^2 - dT/T. \qquad (2.86)$$

Используя полученные выше выражения для дифференциала скорости и температуры пара по длине трубы и подставляя их в это уравнение, получаем выражение для осевого градиента числа Маха парового потока. Например, для идеального массового сопла с использованием дифференциала скорости и температуры из (2.44) имеем

$$\frac{dM^2}{dx} = \frac{M^2}{1-M^2}[2+(k-1)M^2]\frac{1}{G}\frac{dG}{dx}. \qquad (2.87)$$

Для изоэнтальпийного массового сопла (с использованием соответствующих выражений) из (2.34) запишем

$$\frac{dM^2}{dx} = M^2\left(\frac{1+kM^2}{1-M^2}\right)[2+(k-1)M^2]\frac{1}{G}\frac{dG}{dx}. \qquad (2.88)$$

В зоне нагрева тепловой трубы имеет место приток массы пара, т. е. $(dG/dz)>0$. Так как течение пара дозвуковое $(M<1)$, то $(dM/dz)>0$. Следовательно, поток пара по длине зоны испарения разгоняется, а наибольшая скорость по длине этой зоны достигается в конце ее, т. е. в выходном сечении трубы. Так как наибольшая скорость пара не может превышать скорости звука в паре, то, следовательно, скорость звука достигается в выходном сечении зоны нагрева. Максимальный расход массы пара соответствует $M=1$ на выходе из зоны испарения. Таким образом, мощность трубы, ограниченная звуковым пределом, определяется параметрами пара в критическом (звуковом) сечении трубы:

$$Q_{зв} = rG_{кр} = r(\rho WF)_{кр}. \qquad (2.89)$$

Вследствие непрерывного изменения параметров пара по длине трубы значения их в критическом сечении отличны от параметров в начале зоны испарения. В практике расчетов удобно пользоваться зависимостями, в которых звуковой предел определяется по параметрам пара в начале зоны испарения. Такие формулы можно получить интегрированием уравнений типа (2.87) и (2.88) при соответствующих допущениях. Если подвод массы пара по длине зоны нагрева равномерен, то $(dG/dz)=\text{const}$ и указанные уравнения могут быть проинтегрированы для нахождения максимального осевого потока массы пара, обусловленного достижением звуковой скорости в паровом потоке. Интегрирование этих уравнений приводит к известным [24] выражениям:

а) для изоэнтропийного идеального массового сопла

$$G_{макс} = \sqrt{kP_0\rho_0}\,[2/(k+1)]^{(k+1)/2(k-1)}; \qquad (2.90)$$

б) для изоэнтальпийного массового сопла

$$G_{макс} = \sqrt{kP_0\rho_0}\,[2(k+1)]^{-1/2}, \qquad (2.91)$$

где $k=c_p/c_v$, а ρ_0 и P_0 — соответственно плотность и давление пара во входном сечении зоны нагрева тепловой трубы.

К настоящему времени опубликованы работы по анализу гидродинамики пара в тепловых трубах (в том числе и критического расхода газа) по двумерным моделям [14, 43]. Использование результатов анализа двумерных течений позволило Буссе [42] несколько детализировать структуру потока пара в критическом сечении. На основании уравнения состояния пара (в предположении его идеальным газом) запишем выражение для осевого потока тепла:

$$Q = r\overline{\rho W}F, \tag{2.92}$$

а также выражение для осевого перепада давления пара, когда инерционные эффекты играют доминирующую роль:

$$\Delta P(z) = \overline{\rho(z)W^2(z)}. \tag{2.93}$$

Буссе получил следующее выражение для удельной мощности тепловой трубы (мощности, приходящейся на единицу сечения парового канала):

$$\overline{Q} = \frac{r(\rho_0 P_0)^{1/2}}{A^{1/2}}\left[\frac{P}{P_0}\left(1-\frac{P}{P_0}\right)\right]^{1/2}, \tag{2.94}$$

где $A=\overline{W^2}/\overline{W}^2$ — отношение среднеквадратической скорости к квадрату средней скорости по сечению. Это уравнение позволяет описать распределение давления вдоль тепловой трубы. Максимум величины $\overline{Q}$ определяется путем нахождения оптимума с использованием производной от выражения (2.94) по давлению. Этот максимум — звуковой предел мощности трубы. Для звукового предела мощности отношение давления пара в критическом сечении к давлению в начале трубы определяется следующим выражением:

$$\left(\frac{P}{P_0}\right)_{кр} = \frac{1}{2}\left[1+\left(\frac{P_0}{P}-1\right)\frac{d\ln A}{d(P_0/P)}\right]_{кр}. \tag{2.95}$$

Решение уравнения (2.95) методом итераций, при котором величина $\overline{Q}$ достигает максимума, дает следующее значение соответствующих отношений:

$$(P_0/P)_{кр} = 2{,}08; \quad A_{кр} = 1{,}11. \tag{2.96}$$

При этом звуковой предел удельной мощности определяется из соотношения

$$\overline{Q}_{зв} = 0{,}474r(P_0\rho_0)^{1/2}. \tag{2.97}$$

Если принять профиль скорости ударным, т. е. $A=1$, то при $Q=Q_{зв}$ соотношение давлений равно $P_0/P=2$, а вместо коэффициента 0,474 в уравнении (2.97) должен быть коэффициент

0,5. Это означает, что радиальное изменение осевой скорости пара вызывает уменьшение звукового предела мощности трубы на 5% Из (2.93) с использованием (2 96) при звуковом пределе мощности средняя скорость осевого потока пара в критическом сечении может быть выражена формулой

$$\overline{W}_{кр} = 0{,}986\,(P_0/\rho_0)^{1/2}. \qquad (2.98)$$

Для идеального газа скорость звука определяется выражением

$$a = \sqrt{P_0/\rho_0}. \qquad (2.99)$$

Тогда уравнение (2.98) может быть также записано в виде

$$\overline{W}_{кр} = 0{,}986 W_{зв}. \qquad (2.100)$$

Из уравнения (2.100) следует, что средняя осевая скорость парового потока в критическом сечении несколько ниже скорости звука. Это связано с тем, что профиль скорости не является ударным. Двумерное рассмотрение гидродинамики парового потока показывает [43], что при работе тепловой трубы на звуковом пределе мощности скорость в ядре потока пара в критическом сечении превышает скорость звука, а скорость потока пара на оси трубы достигает звуковой на некотором расстоянии до критического сечения. В критическом сечении имеются дозвуковая скорость на периферии и сверхзвуковая (скорость в центре сечения примерно на 20% превышает скорость звука) в центре. При равномерно распределенной тепловой нагрузке сечение трубы, в котором скорость пара достигает скорости звука на оси, расположено на 20% выше критического сечения. Скорость на оси становится звуковой при мощности трубы, примерно равной 80% мощности звукового предела.

Экспериментально звуковой предел мощности исследовался на тепловых трубах с жидкометаллическими теплоносителями [44, 56, 57]. Для одноатомных паров металлов $k=5/3$, и тогда звуковой предел удельной мощности тепловых труб с металлическим теплоносителем может быть представлен соотношением

$$\overline{Q}_{зв} = 0{,}726 r \sqrt{P_0\rho_0}. \qquad (2.101)$$

Ван-Андел [58] со ссылкой на результаты экспериментальных исследований ввел в формулу (2.101) коэффициент 0,4, который, по его мнению, учитывает возможное сжатие (уменьшение эффективного) критического сечения и влияния трения. Формула звукового предела мощности трубы в таком случае приобретает вид

$$\overline{Q}_{зв} = 0{,}291 r \sqrt{P_0\rho_0}. \qquad (2.102)$$

Отличие параметров вдуваемой массы от параметров основного потока действительно должно приводить к изменению ве-

личины критического расхода. Попытка рассмотреть влияние несоответствия параметров вдуваемого пара параметрам основного потока на критический расход пара в цилиндрической тепловой трубе была сделана в работе Леви [20]. В исходных зависимостях для анализа течения пара в тепловой трубе учитывалась возможность различия энтальпии, а также вектора скорости вдуваемой массы и основного потока. Однако при окончательном выводе формулы для расчета звукового предела максимальной мощности влияние этих факторов считалось пренебрежимо малым и не было учтено. Формула для звукового предела, полученная Леви, записана через параметры парового потока в начале зоны испарения тепловой трубы и имеет следующий вид:

$$\overline{Q}_{зв} = r\rho_0 a/\sqrt{2(k+1)}, \qquad (2.103)$$

где a — скорость звука в паре, соответствующая параметрам в начале зоны испарения. Путем несложных преобразований формула (2.103) может быть приведена к следующему выражению:

$$\overline{Q}_{зв} = r\sqrt{P_0\rho_0}\sqrt{k/[2(k+1)]}. \qquad (2.104)$$

Выражение (2.104) получено для массового сопла при изоэнтальпийном течении, что означает равенство полных энтальпий (или температуры торможения) по всей длине сопла в основном потоке и в притекающем паре. При этом вектор скорости вдуваемого пара перпендикулярен к оси основного потока, т. е. проекция скорости притекающей массы на направление основного потока равна нулю. Постоянство температуры торможения по длине зоны испарения в условиях добавления массы означает, что должны быть равны абсолютные значения разности энтальпий и кинетической энергии основного потока и вдуваемого пара. Из-за смешения основного потока и притекающей массы с разной энтропией происходит изменение последней по длине трубы. Таким образом, формула (2.104) получена для изоэнтальпийного массового сопла без учета влияния трения. Неучет влияния трения должен приводить к некоторому завышению расчетного значения звукового предела мощности трубы. Результаты расчетов звукового предела удельной мощности натриевых тепловых труб в зависимости от температуры пара в начале зоны испарения, полученные в соответствии с рассмотренными выше расчетными моделями, представлены на рис. 2.10. На основе разработанной авторами методики рассчитаны зависимости по четвертой модели для натриевых тепловых труб двух геометрий. Пунктирная кривая *3* соответствует тепловой трубе с диаметром парового канала 14 *мм* и длиной зоны нагрева 100 *мм*, использованной в опытах ФЭИ, и близкой к ней по геометрии тепловой трубе,

использованной Кемме в Лос-Аламосской лаборатории [41]. Кривая *4* получена для натриевой тепловой трубы с диаметром парового канала 12 *мм* и длиной зоны нагрева 350 *мм*, на которой также проведены опыты в ФЭИ [44]. Из сравнения приведенных на рис. 2.10 результатов расчетов следует, что все зависимости дают различное значение звукового предела.

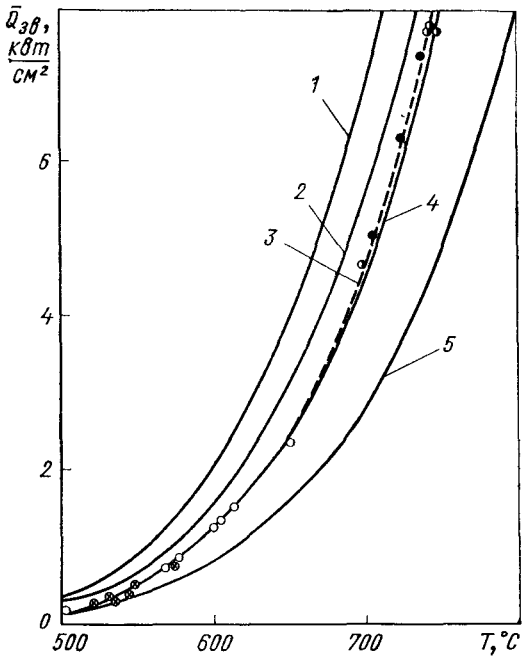


Рис. 2.10. Расчетная (точки) и экспериментальная (линии) зависимости звукового предела удельной мощности натриевых тепловых труб от температуры:

○ —опыты Лос-Аламосской лаборатории [41]; опыты ФЭИ [44]; ◑ — звуковой предел удельной мощности для тепловой трубы $l_{исп}$ =350 *мм*, $d_{п}$=12 *мм*; ● — осушение тепловой трубы с $l_{исп}$ =350 *мм*, $d_{п}$=12 *мм* при работе на звуковом пределе мощности; ⊗ — звуковой предел удельной мощности на тепловой трубе с $l_{исп}$ =100 *мм*, $d_{п}$=14 *мм*

Как и следовало ожидать, наибольшее значение звукового предела при одной и той же температуре дает модель идеального массового сопла [формула (2.101), кривая *1* на рис. 2.10]. Модель изоэнтальпийного массового сопла с расходным воздействием без учета трения [формула (2.88)] дает более низкое значение звукового предела мощности трубы (кривая *2*), а с учетом трения [четвертая модель в соответствии с формулой (2.49)] — еще ниже (кривые *3* и *4*). Модель идеального массового сопла с введенным Ван-Анделом коэффициентом 0,4

[уравнение (2.102)] дает самые низкие значения звукового предела (кривая *5*).

Сравнение экспериментальных и расчетных значений звукового предела мощности тепловой трубы. Из сопоставления расчетных и экспериментальных результатов для звукового предела мощности, представленных на рис. 2.10, следует, что наименьшее расхождение с экспериментом имеет место при расчете по модели изоэнтальпийного массового сопла с учетом

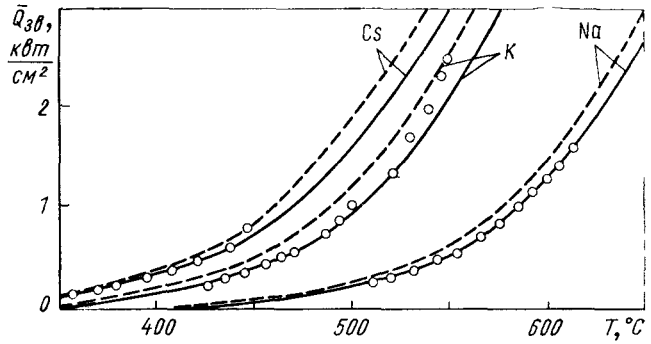


Рис. 2.11. Зависимость звукового предела удельной мощности натриевой, калиевой и цезиевой тепловых труб от температуры [41]:

О — эксперименты Лос-Аламосской лаборатории; ——— — расчет по методике авторов; — — — — расчет по модели изоэнтальпийного массового сопла с расходным воздействием без учета трения [формула (2.104)]

трения, т. е. с использованием уравнения (2.49). Расчет, основанный на модели идеального массового сопла (кривая *1*), дает завышение значения звукового предела мощности трубы примерно в 1,5 раза, а эта же зависимость, скорректированная Ван-Анделом, приводит, наоборот, к занижению значения звукового предела мощности также в 1,5 раза (кривая *5*).

На рис. 2.11 представлены результаты сопоставления расчетных значений звукового предела удельной мощности по модели изоэнтальпийного массового сопла с экспериментальными данными Кемме [41] для натриевой, калиевой и цезиевой тепловых труб. В опытах Кемме использовались тепловые трубы длиной 1300 *мм* с диаметром парового канала 11,4 *мм* (для натриевой и калиевой тепловых труб) и 11,1 *мм* для цезиевой тепловой трубы. Тепло подводилось на длине 140 *мм*.

Из анализа представленных результатов следует, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами по модели изоэнтальпийного массового сопла с учетом трения для тепловых труб с различными теплоносителями. Рассогласование экспериментальных данных с рассчитанными по формуле (2.104) для того же сопла без учета трения (формула Леви)

в пределах проведенных измерений различно в зависимости от давления. При относительно высоком давлении это расхождение составляет до 10—15%. По мере понижения давления расхождение экспериментальных данных с расчетными возрастает и может достигать 100%. Расхождение, главным образом, связано с неучетом влияния трения на звуковой предел мощности тепловой трубы.

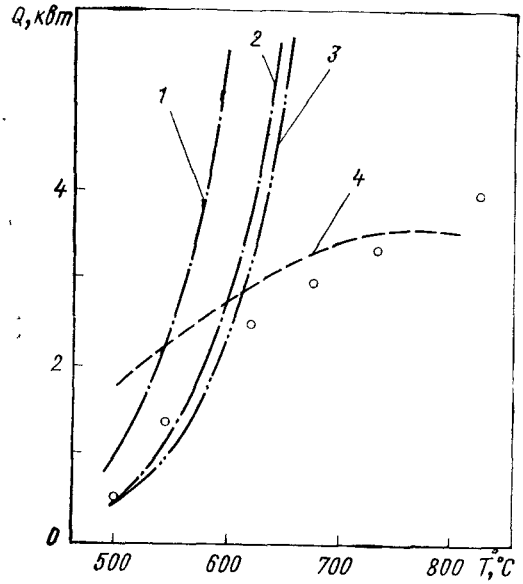


Рис. 2.12. Сравнение зависимостей расчетных и экспериментальных пределов теплопереноса от температуры для натриевой тепловой трубы:

О — экспериментальные данные; расчет звукового предела: *1* — при температуре пара в конце зоны испарения по модели идеального газа; *2* — при температуре пара в начале зоны испарения по модели идеального газа; *3* — при температуре пара в начале зоны испарения по модели двухфазного потока; *4* — расчет капиллярных ограничений для несжимаемого потока пара

На расчетное значение звукового предела мощности тепловых труб оказывают влияние не только выбор модели массового сопла, учет трения и других факторов в паровом потоке, но и, как указывалось выше, принимаемая модель при описании уравнения состояния парового потока.

Простейшая модель для описания состояния парового потока — модель идеального газа. Более строго изменение параметров пара в потоке описывает равновесная двухфазная модель. Результаты расчетов звукового предела мощности трубы для моделей идеального газа и равновесной двухфазной смеси, выполненные в работе Леви [20], даны на рис. 2.12. Расчеты, проведенные для натриевой тепловой трубы длиной 300 *мм*

с диаметром парового канала 15 *мм* и длиной зоны нагрева 80 *мм*, представлены в виде зависимости переносимой мощности от температуры пара в начале зоны испарения. Из анализа этих результатов следует, что расчет по модели идеального газа дает завышение мощности на 5% по сравнению с расчетом по модели двухфазного потока. Это завышение относительно невелико и сравнимо или даже меньше погрешности определения мощности трубы в экспериментах.

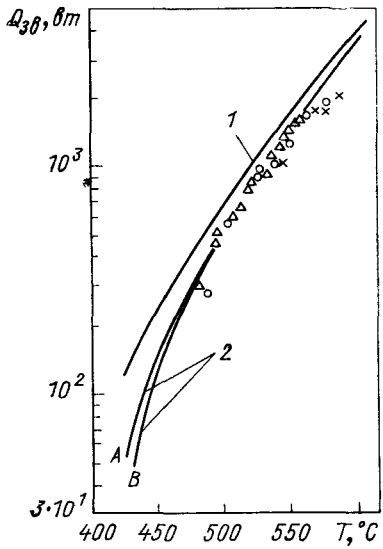


Рис. 2.13. Зависимость звукового предела мощности натриевой тепловой трубы от температуры в начале зоны испарения [21]:

——— — расчет; △, ○, × — эксперименты для тепловой трубы фирмы «Вестингауз»; *A* — скорость звука достигается в конце зоны испарения; *B* — скорость звука достигается в конце адиабатической зоны

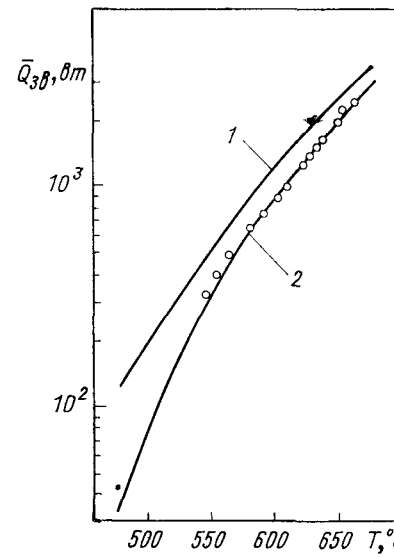


Рис. 2.14. Зависимость звукового предела мощности натриевой тепловой трубы от температуры в начале зоны испарения [21]:

——— — расчет; ○ — эксперименты на тепловой трубе Лос-Аламосской лаборатории

Влияние фазовых и химических превращений в паровом потоке на звуковой предел мощности трубы было проанализировано Леви [21] также на примере работы натриевых тепловых труб. Леви провел расчеты звукового предела мощности тепловых труб, которые использовались в экспериментах Лос-Аламосской лаборатории и фирмы «Вестингауз». В опытах Лос-Аламосской лаборатории использовалась труба диаметром 10,4 *мм* с длиной зоны нагрева 400 *мм*, длиной адиабатической зоны 100 *мм* и длиной зоны теплоотвода 750 *мм*. Тепловая труба фирмы «Вестингауз» имела следующие параметры: диаметр парового канала 18,46 *мм*, длина зоны испарения

178 *мм*, длина адиабатической зоны 51 *мм* и длина зоны конденсации 190 *мм*. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных представлено на рис. 2.13 и 2.14. При расчетах использовалась модель химически реагирующего потока, замороженного относительно фазовых превращений (кривая 2), т. е. принималась равной нулю частота образования зародышей жидкой фазы. В потоке (согласно модели) происходила реакция диссоциации-рекомбинации молекул в соответствии с заданной скоростью. Учитывалось влияние трения. Для сопоставления также представлены расчеты по модели идеального газа без учета трения (кривая *1*). Результаты расчетов для различных моделей состояния пара приведены в табл. 2.2. Из таблицы следует, что в рассматриваемом диапазоне температур для различных принимаемых при описании состояния пара моделей различие в переносимой мощности составляет менее 4%.

Таблица 2.2

Сопоставление значений звукового предела переносимой мощности натриевых тепловых труб, рассчитанных для различных моделей, использованных при описании состояния пара [21]

Температура пара, °С	Замороженный поток	Химически реагирующий поток	Химически равновесный поток
	Тепловая труба фирмы «Вестингауз»		
425	50,9	50,9	50,4
550	1475	1460	1430
600	3490	3420	3360
	Тепловая труба Лос-Аламосской лаборатории		
477	32,5	32,4	32
527	173	172	170
577	587	580	575

Вопросы о возможности образования скачка конденсации до сечения, в котором происходит запирание потока (критическое сечение), и о влиянии процесса объемной конденсации на максимальную мощность трубы были проанализированы Леви в той же работе [21]. Из анализа следует, что скачок конденсации происходит при достижении $M=1{,}25$, т. е. в зоне конденсации или за критическим сечением. Расчеты проведены в диапазоне температур от 475 до 650° С. Во всех случаях скачок конденсации имел место в сверхзвуковой области течения пара по длине трубы. Таким образом было показано, что мощность натриевой тепловой трубы не зависит от скачка конденсации.

Подводя итоги рассмотрения, можно сказать, что на звуковой предел мощности трубы вид используемого уравнения состояния пара влияет мало. Модель идеального газа по сравнению с равновесной двухфазной моделью пара дает для натриевых тепловых труб завышение звукового предела до 5%. Учет реакции рекомбинации-диссоциации молекул в натриевом паре приводит, наоборот, к понижению звукового предела до 4% по сравнению с моделью химически замороженного потока. Эти два уточнения действуют в противоположные стороны, и их влияние взаимно компенсируется. Неучет влияния трения может давать довольно значительные отклонения по сравнению с моделями, не учитывающими трения в паре. Простейшей моделью, дающей удовлетворительные результаты, является модель течения идеального газа, замороженного по отношению к химическим и фазовым превращениям. Влияние трения является наиболее важным фактором, и учет его существенно улучшает согласование расчетных и экспериментальных значений звукового предела мощности.

Модель массового сопла с расходным воздействием для потока идеального газа без учета трения дает простую, удобную зависимость для расчета звукового предела мощности (формула, полученная Леви) и может быть рекомендована для проведения приближенных расчетов характеристик тепловых труб. Учет трения в этой модели хотя и приводит к лучшему согласованию расчетов с экспериментальными результатами, однако требует применения вычислительной техники и является более трудоемким.

Влияние трения на работу тепловой трубы при низких давлениях пара. Сложность учета трения обусловлена тем, что в условиях работы трубы его воздействие определяется многими факторами. К настоящему времени не получено достаточно простых зависимостей, описывающих влияние трения на гидродинамику потока пара. Задача экспериментального и расчетного исследований коэффициента трения усложняется тем, что необходимо рассматривать области ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения сжимаемого потока пара в условиях вдува и отсоса массы в неизотермических условиях.

Известно, что непрерывный переход через скорость звука невозможен при воздействии на поток только одного трения (в соответствии с законом обращения воздействий, сформулированным Л. А. Вулисом). Под воздействием трения дозвуковой поток ускоряется, а сверхзвуковой поток замедляется. Давление и плотность потока пара по всей длине зоны испарения по ходу потока под воздействием трения падают. В случае изоэнтальпийного течения падение давления и плотности под воздействием трения будет происходить за счет возрастания энтропии в потоке.

В тепловых трубах с длинными испарительной и адиабатической зонами добавление трения к массовому воздействию на поток приводит к тому, что скорость звука в критическом сечении достигается при более низких давлениях пара и соответственно более низких тепловых потоках по сравнению с расчетными значениями без учета трения. Это означает, что разным длинам зон нагрева и адиабатической соответствуют разные звуковые пределы мощности при неизменной температуре

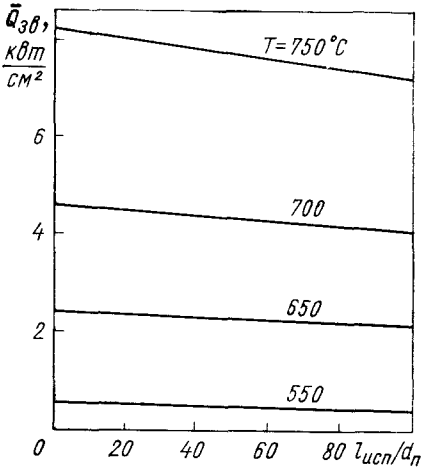


Рис 2 15 Зависимость звукового предела удельной мощности натриевых тепловых труб от длины зоны нагрева ($l_{ад}=0$) при фиксированной температуре в начале трубы

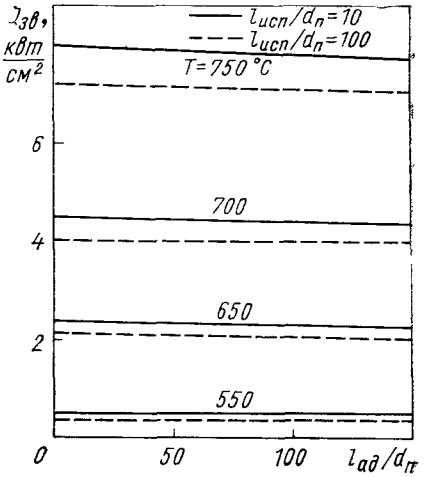


Рис. 2 16 Зависимость звукового предела удельной мощности натриевых тепловых труб от длины адиабатической зоны

пара в начале трубы. В соответствии с этим при определенной подводимой мощности на звуковом пределе существует некоторая критическая длина зон испарения и адиабатической, при превышении которой данную подводимую мощность тепловая труба передать не сможет. В целях оценки критической длины зоны испарения проведены расчеты звукового предела максимальной мощности для натриевой тепловой трубы с диаметром парового канала 10 *мм* по модели изоэнтальпийного массового сопла с учетом трения при представлении пара в виде идеального газа (рис. 2.15). Длина адиабатической зоны в этих расчетах принималась равной нулю. Из представленных результатов следует, что при увеличении длины зоны нагрева звуковой предел уменьшается или что с уменьшением подводимой мощности увеличивается «критическая» длина трубы Относительное уменьшение звукового предела мощности трубы составляет около 12% при увеличении длины зоны

нагрева от нуля до $l_и/d_п=100$. Приближенно звуковой предел максимальной мощности натриевых тепловых труб с учетом трения можно оценить по следующему выражению, полученному путем аппроксимации результатов расчетов, представленных на рис. 2.15:

$$\overline{Q} = \overline{Q}_0(1 - 0{,}0012 l_и/d_п), \qquad (2.105)$$

где $\overline{Q}_0$ — звуковой предел удельной мощности трубы для изоэнтальпийного массового сопла без учета трения.

Влияние трения в адиабатической зоне натриевых тепловых труб представлено на рис. 2 16 в виде результата расчетов звукового предела мощности в зависимости от длины адиабатической зоны. Коэффициент трения в адиабатической зоне рассчитан в зависимости от Re на каждом расчетном участке с учетом шероховатости фитиля. Результаты расчетов для натриевой тепловой трубы представлены для разных температур и двух значений фиксированной величины зоны нагрева $l_и/d_п=10$ и $l_и/d_п=100$. Диаметр парового канала в расчетах принят равным 10 *мм*. Влияние трения в адиабатической зоне на звуковой предел меньше соответствующего влияния в зоне нагрева. Качественно характер влияния длины адиабатической зоны такой же, как и длины зоны нагрева. Звуковой предел мощности уменьшается практически линейно с увеличением длины адиабатической зоны при фиксированном значении температуры пара в начале зоны нагрева трубы и длины этой зоны. Результаты расчетов, представленные на рис. 2.15 и 2.16, аппроксимированы формулой, пригодной для учета влияния трения в натриевых тепловых трубах:

$$\overline{Q} = \overline{Q}_0(1 - 0{,}0012 l_и/d_п - 0{,}0005 l_а/d_п). \qquad (2.106)$$

Вязкостный предел мощности трубы. По мере роста длины трубы возможно достижение такой ситуации, при которой влияние трения будет преобладать над инерционным эффектом. Эта особенность работы тепловой трубы при низких давлениях пара впервые рассмотрена Буссе [42]. Максимальная мощность трубы, получаемая в предположении, что давление пара за счет трения уменьшается до нуля в конце трубы, определяется вязкостным эффектом в паре. Поэтому такой предел мощности был назван Буссе *вязкостным*. По мере увеличения температуры трубы и переносимой мощности вначале имеет место вязкостный предел, причем перепад давления в паре при этом равен полному давлению пара в трубе Затем наблюдается *звуковой предел мощности*, и далее наступает область *капиллярных ограничений*. Отметим, что протяженная область вязкостного предела характерна лишь для достаточно длинных тепловых труб и наблюдается при очень низких давлениях пара, при которых переносимая трубой мощность очень

мала. Анализ работы трубы в режиме достижения вязкостного предела мощности Буссе проводил в рамках одномерной модели гидродинамики изотермического пара в предположении идеального газа. При работе трубы в режиме, обусловленном инерционными эффектами, Буссе [42] получена следующая зависимость для удельной мощности, передаваемой на звуковом пределе:

$$\overline{Q_{\text{вяз}}} = 0{,}474 r \sqrt{P_0 \rho_0}. \qquad (2.107)$$

Для предела передаваемой мощности в режиме течения пара, обусловленного вязкостными эффектами, найдена следующая формула:

$$\overline{Q_{\text{вяз}}} = d_{\text{п}}^2 r P_0 \rho_0 / (64 \eta l_{\text{эф}}), \qquad (2.108)$$

где $l_{\text{эф}}$ определяется из соотношения (2.11).

Температурные зависимости звукового (2.107) и вязкостного (2.108) пределов мощности различны, что связано прежде всего с неодинаковым ростом величины $(P_0\rho_0)^n$. Звуковое ограничение изменяется пропорционально величине $(P_0\rho_0)^{1/2}$, а вязкостный предел увеличивается пропорционально $P_0\rho_0$. Следовательно, при малых значениях $P_0\rho_0$ тепловой поток в трубе ограничен вязкостными эффектами, а при высоких значениях — инерционными эффектами. Переход от одного предела к другому имеет место в той области значений $P_0\rho_0$, где оба эффекта соизмеримы. Границу перехода от одного режима работы к другому можно найти, приравняв правые части выражений (2.107) и (2.108):

$$(l_{\text{эф}}/d_{\text{п}}^2) = 0{,}033 \left[(P_0\rho_0)^{1/2}/\eta\right]. \qquad (2.109)$$

Используя значения для P_0 и ρ_0 для сухого насыщенного пара, уравнение можно представить в виде зависимости температуры перехода из одного режима работы в другой при изменении параметра $l_{\text{эф}}/d_{\text{п}}^2$. Для натриевых, калиевых и цезиевых труб такая зависимость, заимствованная из работы [42], представлена на рис. 2.17. Таким образом, для каждой тепловой трубы ниже определенной температуры $T_{\text{перех}}$, которая зависит от теплофизических параметров теплоносителя и геометрии трубы, а также законов подвода и отвода тепла, верхний предел мощности трубы является вязкостным, а не звуковым.

Опыты Буссе на натриевой тепловой трубе показали, что вязкостные ограничения мощности трубы имели место в диапазоне температур 450—530° С [57].

Поля температур и давлений по длине тепловой трубы при низких давлениях пара. Скачки уплотнений. Значительные изменения температуры по длине тепловых труб имеют место, как правило, при низких давлениях пара. Помимо уровня дав-

ления наибольшее влияние на распределение температуры оказывает переносимая мощность. Чем ближе мощность к звуковому пределу, тем больше изменяются параметры парового потока. Наибольшие изменения параметров пара наблюдаются при работе трубы на звуковом пределе мощности.

Исследования полей температуры проводились как экспериментально, так и посредством расчета. Результаты измерения стационарных полей температуры пара по длине трубы при работе на звуковом пределе мощности, полученные авторами с помощью подвижной термопары, размещенной в паровом канале, представлены на рис. 2.18. Эксперименты проводились на натриевых тепловых трубах длиной 700 (рис. 2.18, *а—г*) и 960 *мм* (рис. 2.18, *д, е*). Длина зон испарения составляла 100 и 350 *мм* соответственно. Анализ течения пара в трубах показывает, что режим течения сплошной массы имеет место при температуре выше 400° С. В начале зоны конденсации режим течения пара сверхзвуковой, затем имеет место скачок уплотнения, за которым скорость течения пара дозвуковая. Резкое понижение температуры пара в конце зоны теплоотвода объясняется наличием неконденсирующихся газов. Зона, занятая неконденсирующимся газом, в данном случае уменьшает эффективную длину конденсаторной зоны и трубы в целом, однако на гидродинамику пара вне этой зоны принципиально не влияет. Там же по измеренному распределению температуры в предположении соответствия ее температуре насыщенного пара построены распределения давлений по длине трубы. Из сопоставления местоположения скачков уплотнения при различных режимах работы следует, что скачок уплотнения может располагаться в разных сечениях по длине зоны теплоотвода. Местоположение скачка зависит в первую очередь от условий теплоотвода от трубы. Чем интенсивнее теплоотвод, тем дальше от начала зоны конденсации располагается скачок уплотнения. В конечном счете при малой интенсивности теплоотвода имеет место вырождение скачка уплотнения в начале зоны конденсации и поток по длине зоны теплоотвода — дозвуковой. Качественно картина аналогична возникновению скачка уплотнения при работе сопл в нерасчетных режимах.

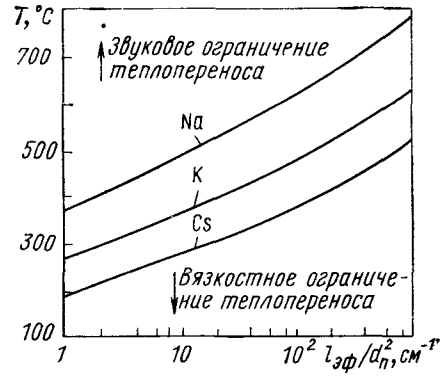


Рис 2 17 Зависимость температуры перехода от звукового предела мощности к вязкостному при изменении параметра $l_{эф}/d_п^2$ [42]

Перепад давления в скачке зависит от числа Маха до скачка и тем интенсивнее, чем больше это число. Число Маха после скачка для газа может быть рассчитано по известной формуле [25]:

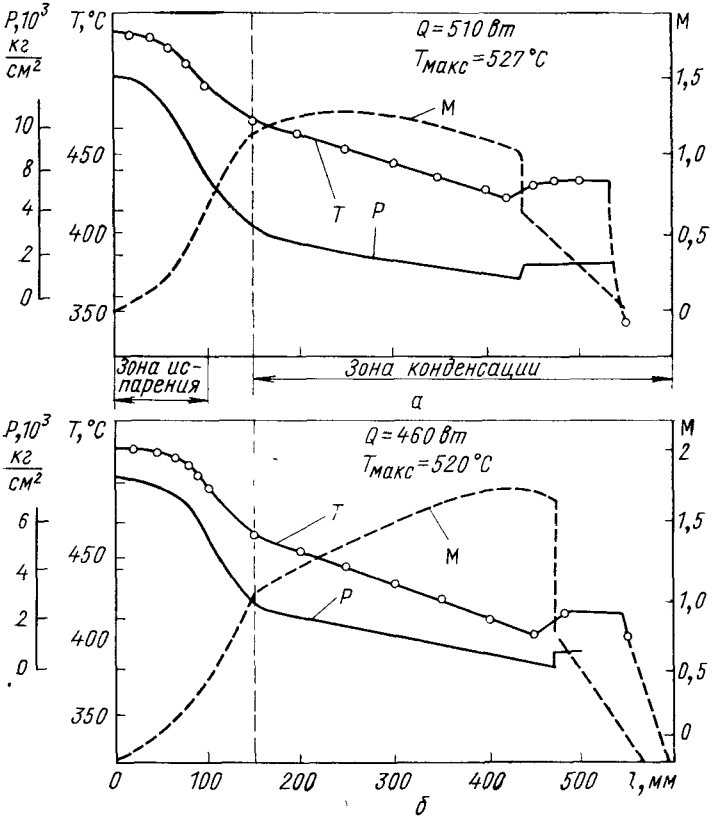
$$M_2^2 = \frac{1 + (k-1)\,M_1^2/2}{kM_1^2 - (k-1)/2}, \qquad (2.110)$$

где M_1 — число Маха до скачка уплотнения; M_2 — число Маха после скачка уплотнения.

Соотношения между температурой и давлением газа до и после скачка определяются по следующим зависимостям [25]:

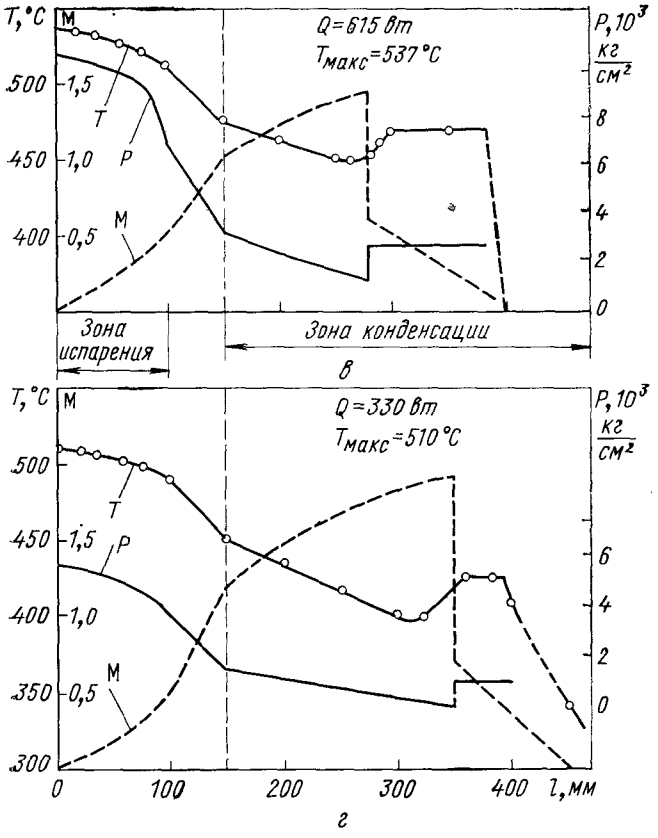
$$P_2/P_1 = 2kM_1^2/(k+1) - (k-1)/(k+1); \qquad (2.111)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2k}{k+1} M_1^2 - \frac{k-1}{k+1}\right) \frac{1 + (k-1)\,M_1^2/2}{(k+1)\,M_1^2/2}. \qquad (2.112)$$



В тепловой трубе скачок уплотнения происходит в пересыщенном или насыщенном паре и должен сочетаться с конденсационным скачком, т. е. в месте его расположения может осуществляться объемная конденсация. Соотношения (2.110) и (2.111) поэтому могут служить лишь для предельной оценки изменения параметров после скачка, в первую очередь для верхней оценки изменения давления.

В месте расположения скачка измеренное распределение температуры изменяется не скачкообразно, а плавно. Такое же изменение температуры было замечено Буссе [42] при измерении распределения температуры поверхности корпуса по длине тепловой трубы. Плавное изменение температуры в наших опытах объясняется тем, что капилляр подвижной термопары расположен в нижней части парового канала и контактирует с жидким теплоносителем. Вследствие теплопроводности по корпусу трубы и слою высокотеплопроводного теплоносителя резкий перепад температуры сглаживается и при из-



мерениях ее фиксируется именно сглаженное распределение. За скачком уплотнения по ходу парового потока кривая распределения температуры из-за торможения дозвукового потока и восстановления давления при отсосе массы имеет вид плато. В концевой части зоны теплоотвода из-за присутствия неконденсирующихся газов температура резко понижается.

Изменение числа Маха по длине тепловых труб при работе в различных температурных режимах качественно имеет одинаковый характер и не зависит от уровня температуры тепловой трубы, а также от ее конструкционных особенностей (длина трубы, диаметр парового канала). Это иллюстрируется распределением числа Маха по длине двух труб, различающихся геометрическими параметрами, а также уровнем темпера-

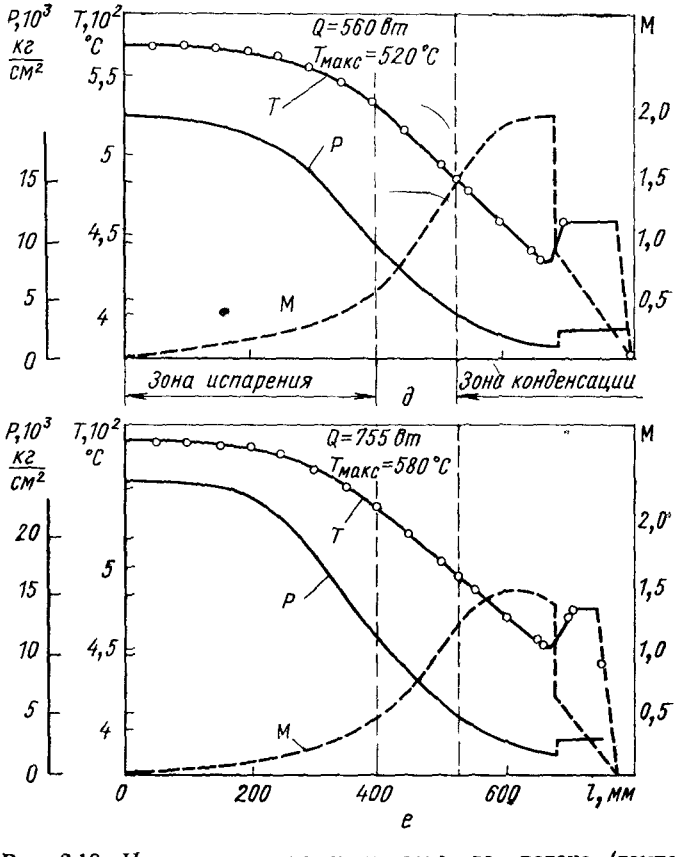


Рис 2 18. Изменение параметров парового потока (температуры, давления и числа Маха) по длине натриевых тепловых труб в опытах ФЭИ при работе на звуковом пределе мощности

туры пара в начале трубы при работе на звуковом пределе мощности. Число Маха из-за наличия адиабатической зоны и влияния трения в этой зоне в конце зоны испарения при работе трубы на звуковом пределе мощности достигает лишь значений 0,5—0,6 для различных температурных режимов. В теплоизолированной зоне из-за трения давление пара еще понижается, а число Маха возрастает до единицы в конце этой зоны. В начале зоны теплоотвода расчетное значение числа Маха несколько выше единицы Отметим, что в конце теплоизолированной зоны в области $M=1$ и выше по ходу парового потока имеет место небольшой теплоотвод Это объясняется наличием в начале зоны теплоотвода стального ребра, которое контактирует с одной стороны с корпусом трубы, а с другой — с водоохлаждаемой рубашкой. По ребру осуществляется интенсивный теплоотвод, тепло к ребру частично подводится по корпусу трубы со стороны более нагретой части, т. е. от теплоизолированной зоны посредством теплопроводности Это приводит к некоторому сдвигу зоны конденсации в область теплоизолированного участка трубы. Касаясь расположения критического сечения тепловой трубы, в общем случае следует заметить, что влияние трения при малоинтенсивном теплоотводе может приводить и к сдвигу этого сечения в конденсаторную зону.

В наших экспериментах при обогреве конденсирующимся паром в зоне нагрева для звуковых режимов имел место неравномерный теплоотвод. Он был более интенсивным в начале зоны испарения и несколько понижался к ее концу.

Для пояснения влияния трения на число Маха проведено качественное сравнение распределения по длине зоны испарения числа Маха, рассчитанного по разным моделям. На рис 2.19 для двух упомянутых выше натриевых тепловых труб с $d_п=14$ *мм* (см. рис. 2.19, *а*) и $d_п=12$ *мм* (см. рис. 2.19, *б*), использованных авторами в экспериментах, представлены результаты такого сопоставления. Кривая *1* на этом рисунке получена по результатам измерений температуры пара в предположении равномерного распределения тепловой нагрузки по длине трубы и соответствия параметров пара температуре на линии насыщения, кривая *2* — для изоэнтальпийного массового сопла с учетом трения; кривая *3* — для того же сопла без учета трения с использованием следующего выражения [25]

$$(M^2-1)\,dM^2/M^2 = -2(1+kM^2)[1+(k-1)M^2/2]\,dG/G. \quad (2.113)$$

Сопоставление кривых, полученных по этим моделям, показывает, что для изоэнтальпийного массового сопла без учета трения при работе трубы в режиме звукового ограничения мощности число Маха в конце зоны испарения достигает максимального значения, но остается меньше единицы. В адиаба-

тической зоне число Маха неизменно, так как трение не учитывается и, следовательно, $M<1$ на входе в конденсаторную зону. Таким образом, только за счет притока массы при данной мощности трубы скорость пара не достигает скорости зву-

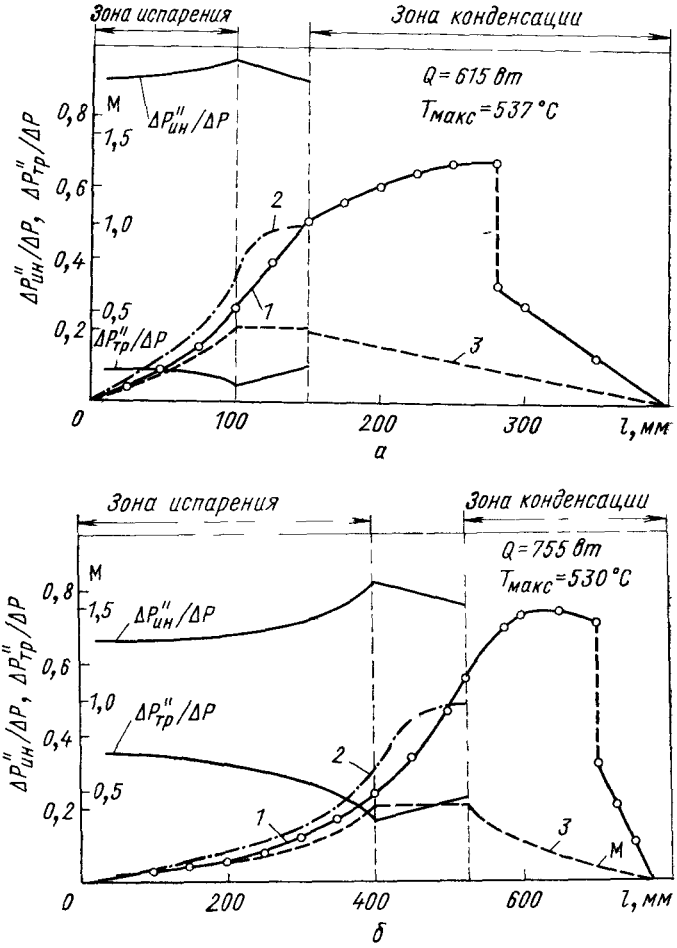


Рис. 2.19 Изменение числа Маха и вкладов трения и разгона (инерционного) в падение давления по пару по длине натриевых тепловых труб, использованных в опытах ФЭИ

ка на входе в зону охлаждения. Значения числа Маха для этой модели расположены ниже кривой, построенной с привлечением экспериментальных данных (кривая *1* на рис. 2.19). Расчет для изоэнтальпийного массового сопла с учетом трения (кривая *2*) дает несколько завышенные значения числа Маха

по длине зоны испарения. Завышение объясняется тем, что коэффициент трения задавался в расчетах в виде функции числа Рейнольдса только осевого потока, т. е. не учитывалось уменьшение коэффициента трения из-за вдува.

На рис. 2.19 представлены рассчитанные вклады эффектов трения и инерционного эффекта (в долях полного падения давления) для каждого сечения трубы. Из сравнения этих вкла-

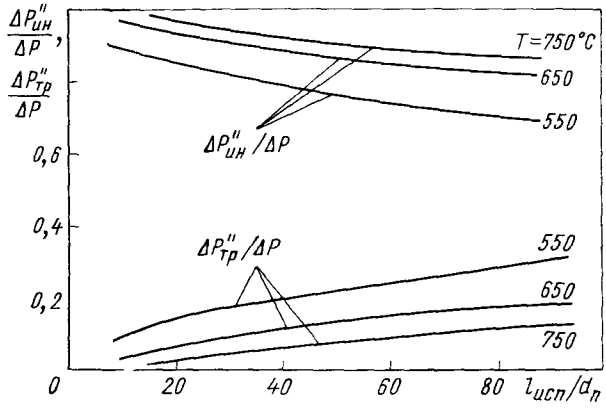


Рис. 2.20. Зависимость соотношения вкладов (трения и инерционного) в падение давления по пару при работе натриевых тепловых труб на звуковом пределе переносимой мощности от длины зоны нагрева ($Q=Q_{зв}$, $l_{ад}=0$)

дов следует, что в целом влияние инерционного эффекта является преобладающим. Его вклад составляет до 80—90% общего падения давления по длине зоны испарения при $l_и/d_п \leqslant 50$. Соотношение вкладов трения и разгона в зависимости от температуры пара и длины трубы согласно расчетам авторов по модели изоэнтальпийного массового сопла с учетом трения представлено на рис. 2.20 и 2.21. Увеличение длины зоны испарения приводит к усилению влияния трения, относительный вклад трения практически выражается постоянной величиной в области низких давлений пара при $l_и/d_п \approx 100$.

Изменение параметров пара наиболее наглядно может быть представлено в виде зависимости от числа Маха. В первую очередь представляет интерес рассмотрение изменения числа Маха в зависимости от мощности трубы. На рис. 2.22 для труб с различной длиной зоны нагрева представлены расчетные результаты изменения числа Маха в зависимости от параметра $Q/Q_{зв}$. Число Маха, так же как и температура пара, изменяется нелинейно при увеличении мощности трубы. При этом изменение длины зоны нагрева в десять и более раз

не оказывает существенного влияния на распределение числа Маха. Основное изменение числа Маха имеет место при увеличении мощности трубы в пределах от 90 до 100% значения

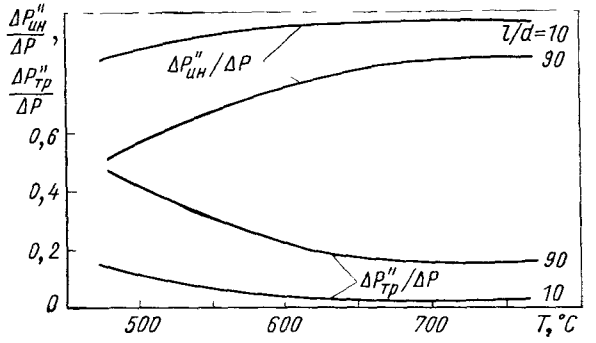


Рис. 2.21. Зависимость соотношения вкладов (трения и инерционного) в падение давления по пару при работе натриевых тепловых труб на звуковом пределе переносимой мощности от температуры ($Q=Q_{зв}$, $l_{ад}=0$)

$Q_{зв}$. Так как число Маха изменяется по ходу потока подобно другим параметрам (температуре, давлению, плотности), то представление параметров пара в зависимости от числа Маха эквивалентно представлению зависимости их от дли-

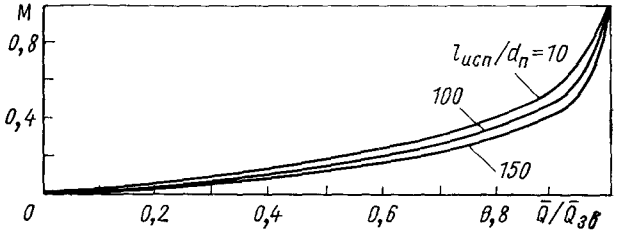


Рис. 2.22 Изменение числа Маха по длине зоны нагрева в натриевых тепловых трубах, работающих на звуковом пределе переносимой мощности, для тепловой нагрузки, равномерно распределенной по длине трубы

ны трубы. На рис. 2.23 даны результаты расчета по одномерным моделям изменения температур и давлений пара по длине натриевой тепловой трубы в зависимости от числа Маха. Эти результаты сравниваются с экспериментальным распределе-

нием температур для натриевой тепловой трубы, работающей на звуковом пределе мощности. Распределение давлений построено по измеренному распределению температур в предположении соответствия их линии насыщения. Наиболее полно

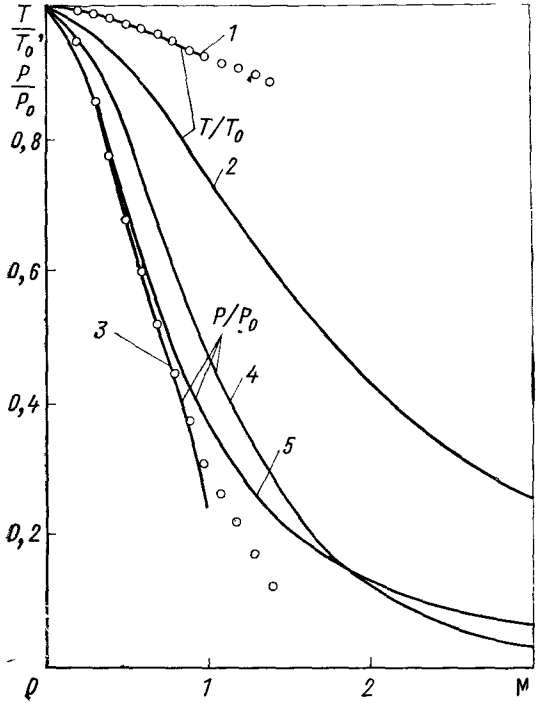


Рис. 2.23. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) зависимости температуры и давления пара по длине натриевой тепловой трубы от числа Маха:

1 — расчет изменения температуры пара по методике авторов, *2* — изменение температуры пара для идеального массового сопла, *3* — расчет изменения давления пара по методике авторов для натриевой тепловой трубы ($l_и$=100 *мм*, $d_п$=14 *мм*, $Q=Q_{зв}$, T=537° С), *4* — изменение давления пара для идеального массового сопла; *5* — изменение давления пара для изоэнтальпийного массового сопла без учета трения

реальной гидродинамической картине потока пара соответствует модель изоэнтальпийного массового сопла с учетом трения. В целом изменение температуры пара по длине трубы относительно невелико и составляет менее 10% абсолютного уровня температуры, в то время как давление пара изменяется в два и более раз на длине зоны нагрева при работе трубы в звуковом режиме.

§ 2.4. КАПИЛЛЯРНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ПЕРЕНОСИМОЙ МОЩНОСТИ

Расчетные соотношения. Высокая изотермичность тепловых труб возможна лишь при дозвуковых режимах течения пара, которые, как правило, наблюдаются при относительно высоких давлениях (от десятых долей атмосферы и выше) даже при интенсивном теплопереносе. В этой области давлений возможны капиллярные ограничения мощности, так же как и ограничения, обусловленные уносом жидкости из фитиля в паровой поток или достижением критических удельных тепловых потоков в зоне испарения. Все эти ограничения связаны с возможностью осушения фитиля в зоне нагрева и, в случае непрекращающегося теплоподвода, с вероятностью пережога стенки трубы.

Устойчивая циркуляция теплоносителя в тепловой трубе в изотермическом режиме достигается за счет капиллярного напора, развиваемого структурой фитиля. Из-за конечного значения капиллярного напора в трубе и наступают при определенных условиях капиллярные, иногда их еще называют транспортные, ограничения. Максимально достижимый теплоперенос в тепловой трубе, как уже указывалось выше, обеспечивается при условии равенства капиллярного напора сумме потерь давления по парожидкостному тракту между так называемыми «сухой» и «мокрой» точками. На рис. 2.24 схематично представлен ход давлений по длине трубы в паре (сплошные кривые) и жидкости (пунктирные кривые). Условие для нормальной работы трубы можно записать в виде соотношения

$$\int_{l_{эф}} \partial P_{п} dx/\partial x + \int_{l_{эф}} \partial P_{ж} dx/\partial x + \Delta P^{и}_{ф_1} + \Delta P^{к}_{ф_1} + \Delta P_{м} \leqslant (\Delta P_{кап})_{макс}, \tag{2.114}$$

где знак равенства соответствует максимально возможному теплопереносу. Напомним, что в мокрой точке имеет место равенство давления пара и жидкости. Мокрая точка в тепловой трубе, работающей горизонтально в поле силы тяжести или в невесомости, может располагаться в любом месте по длине зоны конденсации. Положение ее зависит от профиля давлений в конденсаторной зоне и соотношения давлений в паре и в жидкости. Возможные случаи распределения давлений по длине трубы с указанием местоположения мокрой и сухой точек представлены на рис. 2.24.

Инерционный эффект в паре действует в сторону смещения мокрой точки от конца зоны конденсации к началу. Если тепловая труба работает в поле тяжести с зоной нагрева внизу, то силы гравитации дополнительно воздействуют на это смещение и при определенных условиях мокрая точка смещается в адиабатическую зону и даже в зону испарения. Трение как в жидко-

сти, так и в паре противодействует этим эффектам и приводит к смещению мокрой точки, наоборот, от начала зоны конденсации к ее концу.

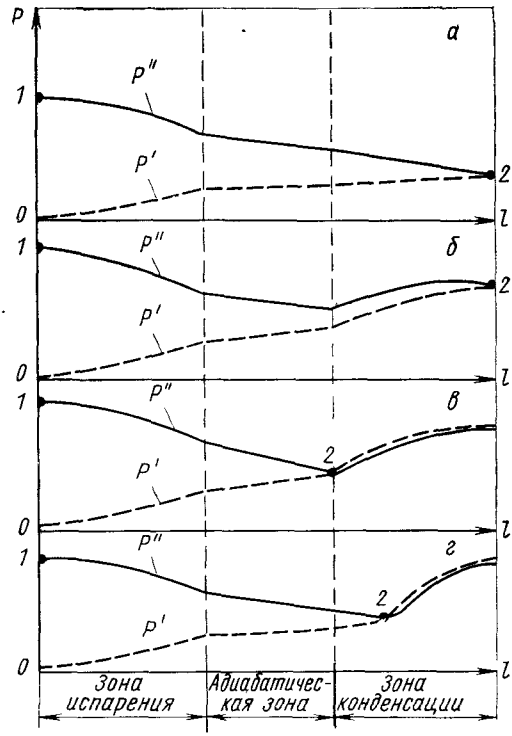


Рис. 2.24. Возможные случаи распределения давлений в жидкости и паре по длине тепловой трубы и расположение сухой (*1*) и мокрой (*2*) точек

Распределение давлений на рис. 2.24, *а* характерно для тепловых труб, в которых инерционный эффект невелик — меньше суммы падений давлений из-за трения в жидкости и паре. Обычно это имеет место при работе трубы с длинной зоной конденсации при достаточно высоком давлении пара и со значительным падением давления в жидкости. Мокрая точка находится в конце зоны конденсации. При расчете потерь давления по парожидкостному тракту в этом случае следует учитывать только трение в паре и жидкости на всей длине трубы. Член, учитывающий инерционный эффект, который усиливает падение давления в паре в зоне испарения, входит в формулы для расчета потерь давления по зоне конденсации с об-

ратным знаком и поэтому при суммарном учете падения давления в паре по всей длине трубы полностью исключается. При этом если длины зон испарения и конденсации близки по величине и $Re_r < 1$, то коэффициент трения без большой погрешности можно рассчитать только с учетом числа Рейнольдса осевого потока, так как эффекты от вдува и отсоса противоположны, поэтому суммарное их влияние становится малым.

Распределение давлений, представленное на рис. 2.24, *б*. имеет место при пониженном давлении пара, когда инерционный эффект уже начинает сказываться. Однако падение давления из-за трения в паре и жидкости еще превышает эффект восстановления давления в зоне конденсации. Мокрая точка, как и в первом случае, находится в конце зоны конденсации, и при расчете потерь давления в паре и жидкости следует учитывать только трение в паре и жидкости.

На рис. 2.24, *в* показано распределение давлений, когда инерционный эффект в зоне конденсации превышает суммарное падение давления вследствие трения в паре и жидкости. Давление пара по ходу парового потока в зоне конденсации возрастает. Расчетное давление в жидкости для зоны конденсации может оказаться выше давления в паре. Существование выпуклого мениска для смачивающей жидкости физически возможно. Поэтому часть жидкости вытекает из пор фитиля, образуя пленку на его поверхности. Жидкая пленка взаимодействует с потоком пара, и возможен унос ее в паровой поток. Из-за рециркуляции жидкости происходит увеличение потерь давления как для жидкости в фитиле, так и в паровой фазе. Давление в паре и в жидкости становится примерно равным, и профили давления в паре и жидкости по длине части или всей зоны конденсации совпадают. Мокрая точка смещается к началу зоны конденсации. Такой профиль давлений характерен для труб, работающих при низких давлениях пара, при малом гидравлическом сопротивлении течения жидкости в фитиле, а также при относительно короткой длине трубы и интенсивном теплопереносе. При расчете потерь давления для этого случая распределения необходимо учитывать только потери на длине зоны испарения и адиабатической, т. е. следует полностью учитывать инерционный эффект в паре. Изменение давления за мокрой точкой по ходу потока не влияет на работу тепловой трубы и поэтому в расчетах не учитывается.

На рис. 2.24, *г* показан профиль давлений, когда мокрая точка располагается внутри зоны конденсации. Такой профиль давлений могут иметь трубы со сравнительно длинной зоной теплоотвода. В начале зоны конденсации силы трения в паре преобладают над инерционным эффектом. Давление по ходу парового потока понижается. Затем эффект восстановления начинает превалировать над трением и минимум давления в паре может иметь место в любой точке конденсации. Местоположение

минимума давления определяется соотношением суммарного вклада трения в паре и жидкости и инерционного эффекта. В расчетном плане это наиболее сложный случай, так как следует учитывать падение давления в жидкости и паре по зоне испарения, адиабатической зоне и части зоны конденсации — от начала ее до места расположения мокрой точки.

Из рассмотрения гидродинамики парового потока следует, что расчет падения давления в паре с учетом всех факторов, имеющих место в паровом потоке, представляет весьма сложную проблему. Он требует применения численных методов расчета профиля давлений в паре, что весьма усложняет определение составляющих потерь давления. Аналитические зависимости для расчета перепада давления в паре получены лишь для несжимаемого потока в условиях вдува и отсоса.

Падение давления в жидкости существенно зависит от геометрии капиллярной структуры, от эквивалентных гидравлических диаметров капиллярных каналов. Наибольшую трудность для расчета распределения давления в жидкости представляют фитили из нескольких слоев сетки, спеченные пористые структуры и открытые канавки. Сетчатые и спеченные пористые фитили имеют сложную структуру, гидравлический диаметр зависит от ряда трудно контролируемых параметров. Для определения падения давления в жидкости в подобного рода фитилях, как правило, используют экспериментальные данные по проницаемости жидкости в них.

Расчет градиента давления в жидкости для открытых канавок затруднен необходимостью учета взаимодействия между паром и жидкостью. Расчет фитилей в виде канавок с экранной сеткой, разделяющей потоки пара и жидкости, несколько проще. Экран почти полностью исключает взаимодействие потоков пара и жидкости. Для практического применения важно прежде всего создать методики расчета, основанные на использовании зависимостей для течения несжимаемого потока пара в паровом канале и течения жидкости с использованием для фитиля такого параметра, как эквивалентный гидравлический диаметр. Методика численного расчета капиллярных ограничений для этого случая была разработана авторами книги. В основу методики положены рассмотренные выше поля давлений в паре и жидкости. Программа численного расчета разработана для расчета максимальной мощности тепловых труб, работающих при отсутствии массовых сил, а также в поле силы тяжести в горизонтальном положении или с небольшим углом наклона. В программе использовано выражение для перепада давления в составном фитиле с постоянным щелевым зазором $\delta_ж$. В основу расчета положена формула Дарси

$$\frac{dP_ж}{dx} = \frac{\xi_{тр}}{d_г} \frac{\rho W^2}{2}. \qquad (2.115)$$

Для данного случая $d_г = 2\delta_ж$, а коэффициент трения для ламинарного потока в щелевом зазоре равен

$$\xi_{тр} = 96/\mathrm{Re}_ж, \tag{2.116}$$

где

$$\mathrm{Re}_ж = W_ж d_г/\nu_ж. \tag{2.117}$$

Интегрирование уравнения (2.115) приводит к следующему выражению для перепада давления по фитилю в тепловой трубе:

$$\Delta P_ж = 1{,}625 Q \nu_ж l_{эф}/(r d_п \delta_ж^3). \tag{2.118}$$

Формулы расчета перепада давления в жидкости для некоторых капиллярных структур приведены в Приложении 1.

В тепловых трубах могут иметь место различные режимы течения пара: ламинарный, переходный и турбулентный. Формулы для расчета падения давления пара при разных режимах течения пара различны. В программе расчета капиллярных ограничений мощности тепловых труб вклад трения рассчитывался приближенно — в предположении, что коэффициент трения — функция числа Рейнольдса только осевого потока.

При ламинарном течении перепад давления в паре рассчитывался по формуле, полученной Буссе [12] при рассмотрении течения несжимаемого потока пара в цилиндрической тепловой трубе с равномерным подводом и отводом тепла. Инерционный вклад в зоне испарения определяется по следующей формуле:

$$\Delta P_{п.ин} = \frac{\rho_п W_п^2}{2g}\left[\frac{28}{9} - \frac{0{,}68\mathrm{Re}}{(29 l_и/d_п) + \mathrm{Re}} \exp\left(-\frac{60 l_a}{\mathrm{Re}\, d_п}\right)\right]. \tag{2.119}$$

Вклад трения в падение давления парового потока с использованием формулы Дарси для ламинарного режима течения представлен в виде

$$\Delta P_{п.тр} = 16 \nu_п q_x l_и^2/(d_п^2 r F_п), \tag{2.120}$$

где q_x — тепловая нагрузка на единицу длины трубы. Формула (2.120) может быть путем несложных преобразований приведена к виду

$$\Delta P_{п.тр} = 32 \nu_п \rho_п W_{макс} l_{эф}/d_п^2, \tag{2.121}$$

где $W_{макс}$ — скорость потока пара в конце зоны испарения.

При работе трубы в области переходного режима течения пара косинусоидальный профиль скорости, полученный при решении уравнений Навье — Стокса при соответствующих граничных условиях [12] и подтвержденный экспериментально [16], сохраняется вплоть до $\mathrm{Re} \approx 10^5$. Опыты показывают, что переход от ламинарного режима течения пара к турбулентному про-

исходит постепенно. Турбулентность увеличивается пропорционально значению Re осевого потока. Это позволило в работе [58] записать коэффициент трения в паре в виде суммы, где первый член определяет вклад трения при ламинарном течении с косинусоидальным профилем скорости, а второй дает турбулентную добавку, пропорциональную $Re^{-0,2}$. Коэффициент пропорциональности в соответствии с результатами экспериментов принят равным 0,03. Нами в расчетах использовано соотношение для коэффициента трения, представленное в работе [58] в виде

$$f_{тр} = 2\pi^2/Re + 0{,}03/Re^{0,2}. \qquad (2.122)$$

При определении инерционного вклада в переходной области течения для косинусоидального профиля скорости следует иметь в виду, что

$$2\overline{W}^2/\overline{W^2} = \pi^2/4. \qquad (2.123)$$

С учетом сказанного выше перепад давления в паре определяют по следующим соотношениям:

$$\Delta P_{п\ ин} = (\pi^2/4)\,(\rho_п W_п^2/2); \qquad (2.124)$$

$$\Delta P_{п\ тр} = (\rho_п W_п^2/2)\,[(2\pi^2/Re + 0{,}03/Re^{0,2})\,(l_{эф}/d_п)]. \qquad (2.125)$$

При развитом турбулентном течении пара коэффициент трения рассчитывали в зависимости от Re осевого потока по общеизвестным соотношениям. Инерционный вклад для турбулентного профиля скорости, учитывая его высокое наполнение, рассчитывали, как для ударного профиля, при котором

$$\Delta P_{п.ин} = \rho_п W_п^2 \qquad (2.126)$$

или

$$2\overline{W}^2/\overline{W^2} = 2. \qquad (2.127)$$

Введение эффективной длины трубы обусловлено тем, что при расчете потерь давления, обусловленных трением, необходимо учитывать длину трубы только между сухой и мокрой точками. Эффективная длина трубы зависит и от закона изменения скорости пара по длине каждой зоны, т. е. в конечном итоге зависит от закона подвода или отвода тепла. Эффективная длина трубы определяется из соотношения (2.11).

При испарении теплоносителя возникает сила, направленная в сторону углубления мениска и обусловливающая перепад давления при фазовом переходе. Для ее расчета использовали соотношение (3.7), приведенное ниже.

На основе описанных выше уравнений разработана программа численного расчета капиллярных ограничений переносимой мощности в тепловых трубах. Программа написана на языке АЛГОЛ-60 применительно к транслятору ТА-2М. Капиллярные ограничения рассчитывают методом итераций мощ-

ности, входящей в качестве переменного параметра в баланс давлений парожидкостного тракта тепловой трубы. По заданным исходным величинам (геометрические параметры трубы теплофизические свойства теплоносителя) с учетом гравитации вычисляется движущий перепад давления. Затем рассчитывается исходное значение мощности трубы для начала итерационного процесса $Q_{исх}$, по которому определяется режим течения пара и составляющие потерь давления по тракту теплоносителя. Сумму потерь давления сравнивают с располагаемым движущим перепадом давления и в зависимости от результатов сравнения корректируют мощность Q. Если движущий перепад давления больше (меньше) потерь давления по тракту теплоносителя при данном значении мощности, то последняя увеличивается (уменьшается); процесс расчета повторяют, начиная с определения режима течения пара. Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока потери давления не будут отличаться от движущего перепада давления на величину, которая определяется точностью расчета, задаваемой программой.

Принцип расчета потерь давления по тракту теплоносителя как для ламинарного, так и для турбулентного режимов течения пара одинаков. Различны только формулы для расчета, соответствующие режиму течения. Вычисление потерь давления начинают с определения местоположения мокрой точки методом итераций. Используя значение мощности Q, вычисляют инерционный вклад в изменение давления пара по длине зоны испарения. Затем определяют падение давления в жидкости и паре за счет трения только на длине зоны конденсации. Если инерционный эффект преобладает или равен сумме потерь давления за счет трения в жидкости и паре по длине зоны конденсации, то мокрая точка находится в начале зоны охлаждения трубы и величина $l_{эф}$ учитывает только длины зон испарения и адиабатической. Если же инерционный эффект меньше суммы потерь давления вследствие трения по длине зоны конденсации, то их соотношение проверяют методом итераций последовательно для уменьшающихся участков зоны теплоотвода от ее начала к концу. Распределение инерционного вклада по длине зоны конденсации принимают параболическим (вершина параболы — в конце зоны конденсации). Через определенный заданный интервал по длине зоны конденсации в направлении от начала ее к концу в каждой точке при проверке соотношения вкладов в потери давления учитывается только невосстановившаяся доля инерционного эффекта и трение на данном уменьшающемся участке. Такая проверка соотношения инерционного эффекта и трения проводится до тех пор, пока оба эффекта не будут равны. В предельном случае мокрая точка может быть в конце трубы и величина $l_{эф}$ должна учитывать всю длину трубы. Если мокрая точка находится в начале зоны

конденсации, то в баланс давлений инерционный эффект входит полностью. При положении мокрой точки в произвольном месте зоны конденсации в баланс входит только та часть инерционного эффекта, которая не восстановилась до мокрой точки. Когда мокрая точка находится в конце трубы, инерционный вклад полностью исключается из баланса давления и максимальная мощность определяется только потерями давления на трение.

При расчете максимальной мощности тепловой трубы в одном варианте ввода исходной информации можно задавать массивы от одного до двенадцати значений теплофизических параметров и один-два варианта геометрических параметров. Время расчета одного варианта геометрии тепловой трубы для двенадцати значений теплофизических параметров колеблется от 2 до 7 *мин* на машине типа М-220. Если по истечении 7 *мин* итерационный процесс расчета не заканчивается, то в соответствии с предусмотренным управлением программа автоматически прекращает расчет этого варианта и на печать выводятся нулевые значения определяемых величин. Это означает, что $Q_{\text{исх}}$ определено с большой погрешностью в сторону завышения или занижения. Необходимо задать в исходных параметрах новое значение корректирующего множителя, входящего в формулу для определения $Q_{\text{исх}}$, и повторить расчет. Для тепловых труб с зазором для протока жидкости в пределах 6—10% диаметра парового канала значение корректирующего множителя можно задавать близким к единице. В случае проведения вариантных расчетов для определения оптимального соотношения между зазором и диаметром трубы корректирующий множитель следует задавать на несколько порядков меньше единицы. Хотя в программе использованы формулы для расчета круглых цилиндрических тепловых труб с составным фитилем кольцевого типа, можно проводить оценочные расчеты и для труб с другими типами фитилей и различающейся геометрией парового канала. Для этого в исходной информации в программу необходимо задавать эквивалентные значения диаметра парового канала и эквивалентные геометрические размеры фитиля. Формулы для пересчета геометрических параметров различных типов капиллярных структур применительно к составному фитилю приведены в Приложении 1.

Экспериментальная проверка результатов численных расчетов. Для проверки результатов расчета ограничений мощности по разработанной авторами программе проведены эксперименты со специально предназначенной для этих целей тепловой трубой. Труба выполнена такой, чтобы геометрические ее параметры, оказывающие наибольшее влияние на максимальный теплоперенос, были не только строго контролируемыми первоначально, но и сохранялись неизменными в процессе проведения экспериментов. Этим целям отвечала натриевая тепловая

труба с составным фитилем, использованная авторами в экспериментах. Фитиль имел концентричный зазор для протока жидкости, образованный внутренней поверхностью корпуса трубы и экраном в виде перфорированной тонкостенной трубки размером 14,6×0,3 *мм*. Геометрия фитиля позволяла с достаточно высокой точностью измерять такие параметры, как диаметр парового канала, зазор для протока жидкости и диаметр

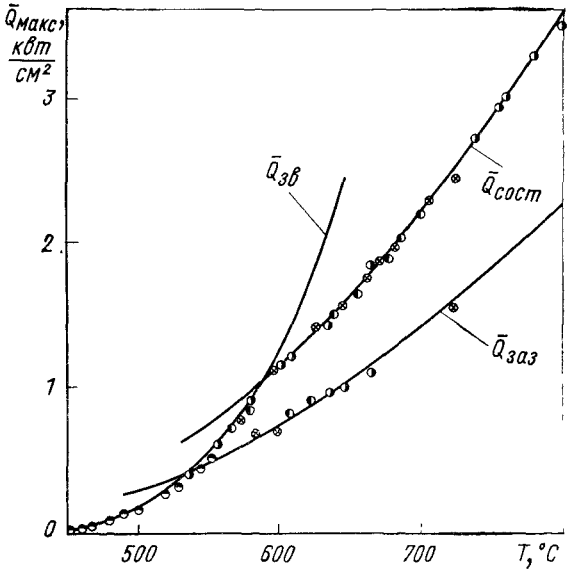


Рис. 2.25. Сравнение максимальной мощности натриевой тепловой трубы, измеренной (точки) в опытах ФЭИ, с расчетом (линии):

◠ — звуковой предел переносимой мощности, ⊗ — капиллярные ограничения мощности трубы без газа в паровом канале; ◑ — капиллярные ограничения мощности трубы с аргоном в паровом канале ($V_{Ar}^{(1)}$ =0,3 *см*³, $V_{Ar}^{(2)}$ =1,21 *см*³); ◐ — капиллярные ограничения мощности трубы с гелием в паровом канале (V_{He} =0,6 *см*³) (объем газа дан при нормальных условиях)

отверстий перфорированной трубки, а также сохранять эти параметры неизменными в экспериментах. На этой трубе проводили эксперименты по измерению максимальной переносимой мощности как при отсутствии, так и при наличии неконденсирующихся газов (аргона, гелия) в паровом канале, а также по измерению представленных выше распределений температуры по длине парового канала с помощью подвижной термопары. Расчеты по программе капиллярных ограничений мощности экспериментальной тепловой трубы выполняли для двух случаев работы трубы — в режиме составного фитиля ($Q_{сост}$),

когда капиллярный перепад давления обеспечивается мелкими пóрами экрана, и простого фитиля ($Q_{заз}$), когда перепад давления создается кольцевым зазором под экраном. Результаты опытов и расчетов представлены на рис. 2.25. Там же приведена рассчитанная по методике авторов зависимость звукового предела переносимой мощности от температуры в начале зоны нагрева. При расчете капиллярных ограничений читывалось

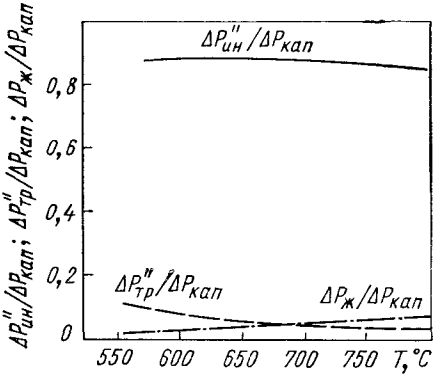


Рис. 2.26. Зависимость соотношения вкладов в падение давления по парожидкостному тракту натриевой тепловой трубы от температуры

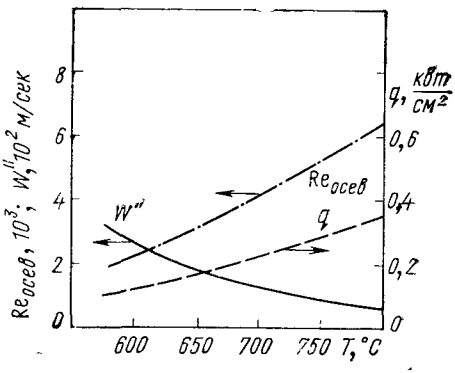


Рис. 2.27. Зависимость максимальных значений (рассчитаны для адиабатической зоны) числа Рейнольдса, средней по сечению скорости парового потока и усредненных по длине удельных тепловых потоков в зоне нагрева натриевой тепловой трубы от температуры

влияние сил гравитации на работу трубы. Отклонение трубы от горизонтального положения в пределах значений, имевших место в экспериментах, невелико и мало сказывалось на максимальной мощности. Мокрая точка при теплопереносе на линии капиллярных ограничений в дозвуковых режимах, как показали расчеты, а также хорошее согласие опытов с газом и без газа, находится в начале зоны конденсации. Подъем трубы на 16 *мм* дает вклад, равнозначный подъему жидкости в фитиле на высоту 3 *мм*, что составляет менее 1% капиллярного напора.

Результаты расчетов по программе ряда характеристик данной тепловой трубы представлены на рис. 2.26 и 2.27. Характеристики соответствуют вычисленным значениям капиллярных ограничений мощности в режиме работы составного фитиля. Основная доля (80—90%) движущего перепада давления в трубе, как следует из расчетов, затрачивается на компенсацию потерь давления при разгоне потока пара (инерционный вклад). Потери давления на трение в паре уменьшаются с рос-

том давления и соответственно температуры пара, составляя 5% капиллярного напора при 800° С. Потери давления на трение в жидкости при этом растут, достигая примерно 7% при 800° С. Малая величина потерь давления в жидкости приводит к тому, что незначительные отклонения зазора от концентричности, а также возможные погрешности измерения его размеров практически не сказываются на максимальной мощности трубы. Погрешность измерения мощности в рассматриваемом

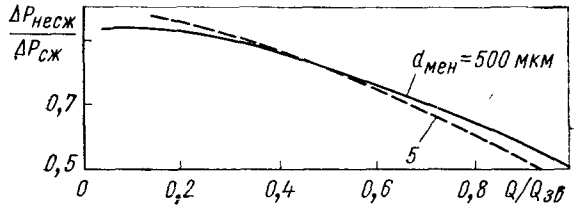


Рис. 2.28. Зависимость отношения перепадов давления в паре по длине натриевых тепловых труб без учета и с учетом сжимаемости парового потока от мощности, отнесенной к величине звукового предела

случае не превышала 6—8%. Влияние избытка теплоносителя в тепловой трубе на максимальную мощность исключалось установкой трубы и поддержанием ее в процессе экспериментов с небольшим наклоном против силы тяжести — зона испарения была выше зоны конденсации на 12—16 *мм*.

Результаты измерений максимальной мощности натриевой тепловой трубы, как следует из сравнения с рассчитанными величинами мощности, представленными на рис. 2.25, в целом хорошо согласуются в режиме как составного, так и простого фитиля. Измеренные капиллярные ограничения мощности трубы в области температур, примыкающей к границе перехода к звуковому пределу, расположены чуть ниже расчетных значений. Занижение экспериментальных данных в этой области давлений может быть связано с неучетом сжимаемости потока пара при расчете перепадов давления по паровому тракту. Использование модели несжимаемого потока должно приводить к некоторому завышению максимальной мощности в этой области температур.

На рис. 2.28 сравниваются результаты расчета падения давления в паре по длине экспериментальной тепловой трубы с учетом сжимаемости пара и без его учета в виде отношения $\Delta P_{\text{несж}}/\Delta P_{\text{сж}}$. Сжимаемость пара учитывалась путем определения профиля давления пара вдоль трубы по программе расчета параметров парового потока при использовании модели изоэн-

тальпийного массового сопла с учетом трения. При этом мощность для этих расчетов задавалась в соответствии с вычисленными значениями капиллярных ограничений для этой же трубы. Расчеты проведены для двух температурных зависимостей мощности трубы, соответствующих капиллярным ограничениям при $d_{мен}=500$ *мкм* (сплошная линия на рис. 2.28) и $d_{мен}=5$ *мкм* (пунктирная линия). Из сопоставления результатов расчетов следует, что неучет сжимаемости может приводить к занижению расчетного значения перепада давления в паре в два раза

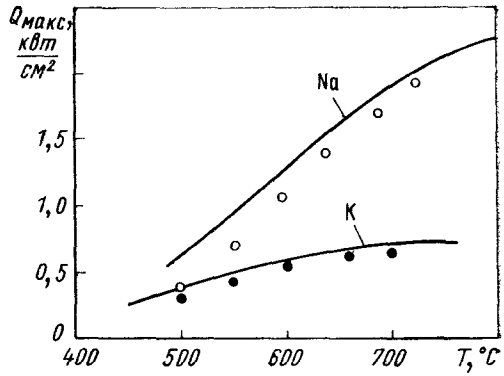


Рис. 2.29. Сравнение расчетных зависимостей капиллярных ограничений максимальной мощности натриевой и калиевой тепловых труб с экспериментальными данными:

——— — расчет по методике авторов; ○, ● — эксперименты Кемме [56]

по сравнению с перепадом давления при учете сжимаемости для мощности трубы $Q_{кап}\approx Q_{зв}$. Это занижение быстро уменьшается по мере удаления от звукового предела мощности. В случае преобладания инерционного эффекта в падении давления в паровом потоке перепад давления пропорционален квадрату величины мощности трубы $\Delta P_{ин}\sim Q^2$. Поэтому при расчете мощности трубы с погрешностью до 10% перепад давления без учета сжимаемости пара можно рассчитывать для значений мощности трубы в пределах $Q_{кап}/Q_{зв}<0{,}7$. Для рассматриваемой экспериментальной тепловой трубы это условие выполняется в области температур выше 650° С, что и подтверждается экспериментальными данными.

Измерения максимальной мощности натриевой тепловой трубы показали, что если теплоноситель по всей длине трубы находится в расплавленном состоянии, то осушение фитиля в испарительной части трубы при увеличении теплоотвода происходит при температурах пара в начале трубы 550° С и выше. При температурах ниже 550° С труба работает на звуковом пределе переносимой мощности без осушения.

На рис. 2.29 представлено сопоставление экспериментальных данных Кемме [56] по измерению максимальной мощности натриевой и калиевой тепловых труб с результатами расчетов по данной программе. Согласование результатов расчета и экспериментальных данных удовлетворительное. В опытах Кемме

влияние сжимаемости пара на расчетную величину капиллярных ограничений незначительно во всем диапазоне температур испытанных тепловых труб, так как в экспериментах $Q_{кап}/Q_{зв}<0{,}5$.

Таким образом, эксперименты подтверждают возможность использования разработанной программы для расчета капиллярных ограничений максимальной мощности тепловых труб. Неучет сжимаемости пара приводит к некоторому завышению мошности трубы при $Q_{кап}/Q_{зв}>0{,}7$.

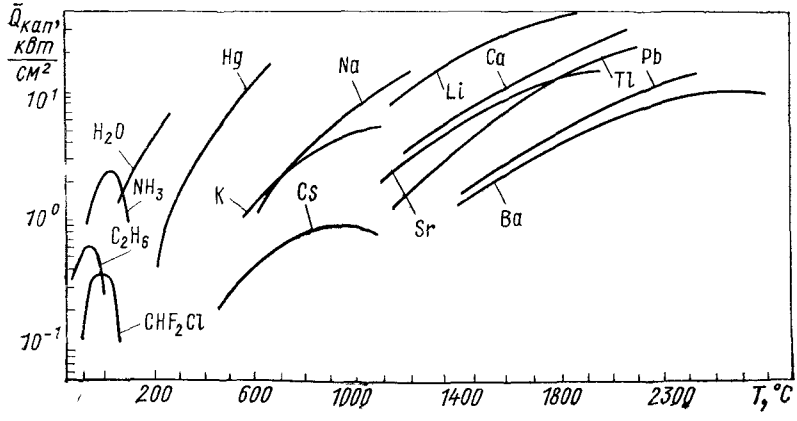


Рис. 2.30. Зависимость капиллярных ограничений удельной переносимой мощности тепловых труб от температуры для различных теплоносителей

Зависимость капиллярных ограничений переносимой мощности от теплофизических и геометрических параметров. Для выяснения влияния различных параметров на максимальную мощность и показа возможностей тепловых труб по разработанной программе авторами проведены вариантные расчеты капиллярных ограничений для труб различной геометрии с рядом теплоносителей.

Влияние теплофизических параметров теплоносителей. На рис. 2.30 представлены рассчитанные капиллярные ограничения переносимой мощности, отнесенные к единице сечения парового канала, для тепловых труб с различными теплоносителями. Расчеты проводились для тепловых труб с длиной зоны испарения 400 *мм*, адиабатической зоной— 200 *мм*, конденсаторной зоной — 400 *мм* и диаметром парового канала 7 *мм*. В качестве капиллярной структуры рассматривался составной фитиль с кольцевым зазором 0,5 *мм* для протока жидкости и порами экрана составного фитиля диаметром 0,2 *мм* при поверхностной пористости фитиля, равной 0,9. Контактный угол смачивания теплоносителем материала фи-

тиля θ принимался равным нулю. Влияние гравитации не учитывалось. Как следует из результатов расчета, каждый теплоноситель имеет определенный температурный интервал для эффективного использования с максимальным теплопереносом. Тепловые трубы с теплоносителями в области температур ниже 0° С могут переносить количество тепла на несколько порядков меньше, чем трубы с жидкометаллическими теплоносителями.

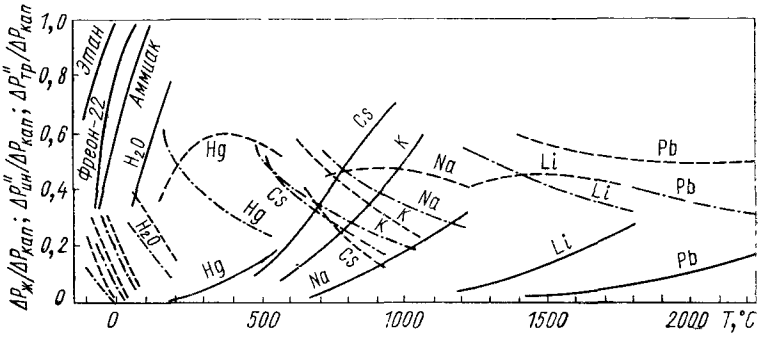


Рис. 2.31. Зависимость изменения соотношения вкладов в падение давления по парожидкостному тракту теплоносителя от температуры:

——— $\Delta P_ж/\Delta P_{кап}$; — — — $\Delta P_п^{тр}/\Delta P_{кап}$; —·—·— $\Delta P_п^{ин}/\Delta P_{кап}$

Из рассмотрения зависимости капиллярных ограничений от температуры следует, что для всех теплоносителей максимальная мощность вначале возрастает с повышением давления пара. Однако рост ограничен определенным значением для каждого теплоносителя, по достижении которого мощность начинает падать. Местоположение и значение максимума определяются совокупностью как теплофизических свойств теплоносителя, так и геометрических параметров трубы. Рост или падение мощности трубы зависит от соотношения вкладов в падение давления по тракту теплоносителя и от движущего перепада давления. При низких давлениях пара в трубе, когда скорость пара велика даже при относительно невысоком теплопереносе, значительная доля располагаемого движущего перепада давления расходуется на компенсацию инерционного вклада и трения в паровом потоке. Хотя с ростом температуры происходит уменьшение движущего перепада давления из-за падения значения коэффициента поверхностного натяжения, мощность трубы при увеличении давления пара до нескольких атмосфер, как правило, возрастает. Рост мощности обусловлен уменьшением инерционного эффекта и трения в паровом потоке. Это обусловлено тем, что с ростом давления пара увеличивается его плотность и, несмотря на увеличение переносимой мощности, падает скорость

парового потока. Перепад давления в жидкости возрастает, так как увеличивается скорость потока жидкости по фитилю в связи с ростом переносимого количества тепла. При дальнейшем повышении давления пара в трубе уменьшение инерционного вклада и трения в паровом потоке уже не может компенсировать движущего перепада давления и уменьшения удельной теп-

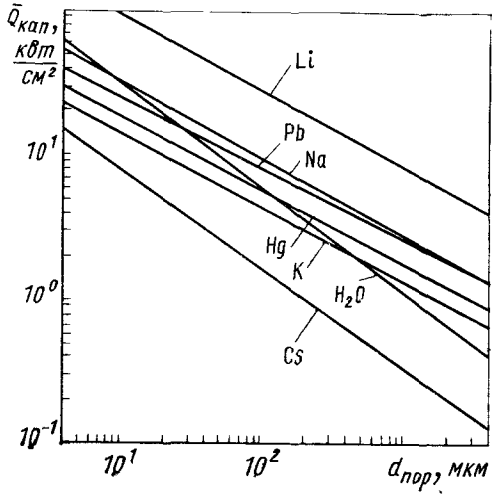


Рис. 2.32. Зависимость капиллярных ограничений удельной мощности тепловых труб с различными теплоносителями от диаметра поры экрана составного фитиля при давлении пара $P=1$ *атм*

лоты парообразования. Мощность трубы уменьшается, а соответственно с падением мощности понижается перепад давления в жидкости. Рассмотренный ход соотношения вкладов различных эффектов в падение давления по тракту теплоносителя в зависимости от температуры характерен практически для всех тепловых труб с жидкометаллическими теплоносителями. Для низкотемпературных и криогенных тепловых труб основные потери давления обычно происходят вследствие трения в жидкости. Это подтверждается приведенными температурными зависимостями таких безразмерных величин, как $\Delta P_{ж}/\Delta P_{кап}$, $\Delta P_{п.ин}/\Delta P_{кап}$, $\Delta P_{п.тр}/\Delta P_{кап}$, представленными на рис. 2.31 для тепловых труб в соответствии с их мощностью (см. рис. 2.30).

Влияние эффективного диаметра поры экрана составного фитиля. На максимальную мощность тепловых труб среди таких геометрических параметров, как эффективный диаметр поры экрана составного фитиля, диаметр парового канала, зазор для протока жидкости, эффективная длина трубы, наибольшее влияние оказывает размер пор экрана составного фитиля.

На рис. 2.32 представлены результаты расчетов капиллярных ограничений мощности для тепловых труб с различными теплоносителями в зависимости от размера пор экрана составного фитиля. Расчеты проводились без учета сил гравитации для тепловых труб длиной 1 *м*, диаметром парового канала 10 *мм* и зазором для протока жидкости 0,5 *мм*. Длины зон испарения и конденсации были равны 0,4 *м* каждая, удельный тепловой поток считался постоянным по длине зон. Контактный угол смачивания θ принимался равным нулю. Результаты расчета представлены для давления пара в трубе 1 *атм*. Из расчетов следует, что высокотемпературные тепловые трубы могут

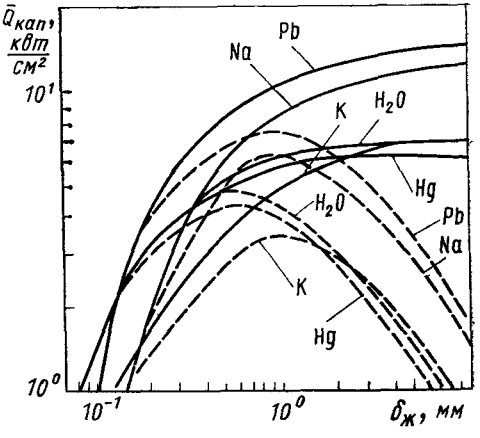


Рис. 2.33. Зависимость капиллярных ограничений удельной мощности тепловых труб с различными теплоносителями от размера зазора для протока жидкости:

——— — мощность трубы отнесена к сечению парового канала, — — — — мощность отнесена к сечению трубы по внутреннему диаметру корпуса

осуществлять весьма высокий теплоперенос. Например, при диаметре пóры фитиля в пределах от 100 до 10 *мкм*, что технологически в настоящее время вполне осуществимо, удельная мощность тепловой трубы может достигать 5—50 *квт/см²*. Зависимость капиллярных ограничений мощности тепловых труб с различными размерами поры фитиля от температуры имеет такой же вид, как и представленная на рис. 2.30.

Влияние зазора для протока жидкости на капиллярные ограничения мощности тепловых труб можно проследить на примере расчетных результатов, представленных на рис. 2.33. Расчеты проведены для тех же условий, что и в предыдущем разделе, за исключением того, что диаметр пор экрана был фиксирован и равен 160 *мкм*, а переменной величиной в расчетах был размер зазора для протока жидкости. Результаты представлены в виде двух зависимостей. Сплошные линии представляют собой зависимость мощности трубы от размера зазора, при этом мощность отнесена к сечению парового канала. Пунктирные линии соответствуют случаю, когда мощность отнесена к суммарному сечению парового канала и фитиля при пренебрежимо малой толщине экрана. По мере роста зазора потери

на трение в жидкости уменьшаются примерно пропорционально кубу величины эквивалентного гидравлического диаметра фитиля, мощность трубы возрастает. Этот рост ограничен, так как при достижении определенного размера зазора потери на трение в жидкости становятся пренебрежимо малыми и дальнейшее увеличение зазора не оказывает влияния на мощность (сплошные линии). Зависимость мощности от размера зазора, отнесенного к внутреннему сечению трубы, имеет максимум в некотором диапазоне измерения зазора (пунктирные линии). В соответствии с результатами расчетов на рис. 2.33 (пунктирные линии) оптимальный зазор составляет 6—10% внутреннего диаметра корпуса тепловой трубы, что составляет до 25% сечения тепловой трубы по внутреннему диаметру корпуса.

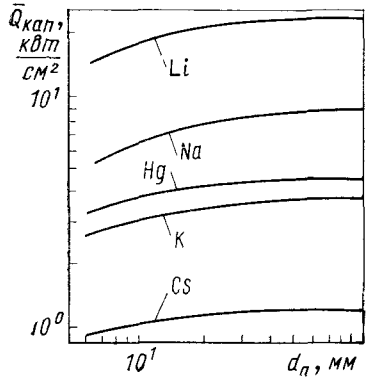


Рис 2.34. Зависимость капиллярных ограничений удельной мощности тепловых труб с различными теплоносителями от диаметра парового канала

Зависимость от диаметра парового канала. В расчетные соотношения потерь давления по пару диаметр парового канала входит в различной степени в зависимости от режима течения. Для примера на рис. 2.34 представлены результаты расчетов для тепловых труб указанных выше размеров с зазором для протока жидкости 0,5 *мм* и диаметром пор экрана составного фитиля 0,2 *мм*. Для малых диаметров парового канала (менее 10 *мм*) основные потери движущего перепада давления в фитиле обусловлены трением и инерционным эффектом в паре. С ростом диаметра парового канала потери на трение в паре уменьшаются, и в конечном итоге при оптимальном соотношении зазора для протока жидкости и диаметра парового канала основные потери давления обусловливаются инерционным эффектом. Удельный осевой поток тепла практически мало зависит от диаметра парового канала при размере его больше 30 *мм*.

Влияние длины трубы. Изменение длины трубы существенно сказывается на максимальной мощности лишь в том случае, если соответственно изменяется эффективная длина трубы. При увеличении длины зоны конденсации в определенных пределах без смещения мокрой точки от начала ее мощность трубы неизменна. Если изменение длины трубы приведет к смещению мокрой точки в сторону увеличения эффективной длины трубы, то, соответственно, возрастут потери на трение в паре и жидкости и мощность трубы понизится. Количественное влияние изменения эффективной длины трубы при увеличении

длины зоны испарения и адиабатической зоны проиллюстрировано результатами расчетов капиллярных ограничений мощности тепловых труб, представленных на рис. 2.35. Расчеты проводились для тех же условий, что и в предыдущем разделе, за исключением того, что диаметр пор был принят равным 160 *мкм*, а переменной величиной была эффективная длина трубы.

Ограничения максимальной мощности тепловых труб в области звукового предела. В экспериментах с натриевыми тепловыми трубами авторы обнаружили, что осушение фитиля вследствие капиллярных ограничений может наступать и при работе тепловой трубы на звуковом пределе мощности, т. е. капиллярные ограничения могут распространяться на часть области звукового предела [44]. Осушение фитиля тепловой трубы было получено путем постепенного увеличения температуры трубы при обогреве конденсирующимся паром с одновременным интенсивным охлаждением зоны конденсации. При этом изменение мощности трубы при увеличении температуры соответствовало кривой звукового предела. В других опытах осушение фитиля достигалось посредством увеличения теплоотвода при поддержании постоянной температуры пара в начале трубы. Возможность наступления капиллярных ограничений мощности трубы вытекает из рассмотрения полей давлений в паровом канале по длине тепловой трубы в зависимости от условий теплоотвода. На рис. 2.36 показаны принципиально возможные распределения давлений при работе тепловой трубы с теплопереносом на звуковом пределе мощности. Перепад давления, который должен компенсироваться движущим перепадом давления в тепловой трубе, зависит от местоположения мокрой точки. Если тепловая труба работает со слабоинтенсивным теплоотводом (режим *1* на рис. 2.36), при котором имеет место вырожденный скачок уплотнения в начале зоны конденсации, а мокрая точка находится в конце адиабатической зоны A_1, то капиллярная структура должна преодолевать минимальный перепад давления, равный ΔP_1. По мере интенсификации теплоотвода давление пара из-за отсоса массы в начале зоны конденсации на

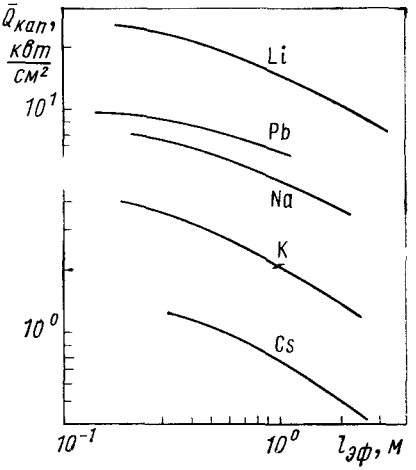


Рис. 2.35. Зависимость капиллярных ограничений удельной мощности тепловых труб с различными теплоносителями от эффективной длины

длине области сверхзвукового потока падает, мокрая точка перемещается вдоль зоны теплоотвода и будет занимать положение A_2 (режим *2*), затем A_3 (режим *3*). Перепад давления будет расти и может достичь максимальной величины движущего перепада давления, что приведет к осушению фитиля в зоне нагрева. При весьма интенсивном теплоотводе (режим *4*) давление пара в конце трубы практически равно нулю, мокрая точка располагается в конце зоны конденсации A_4, и капиллярные силы фитиля в таком случае должны преодолеть полное

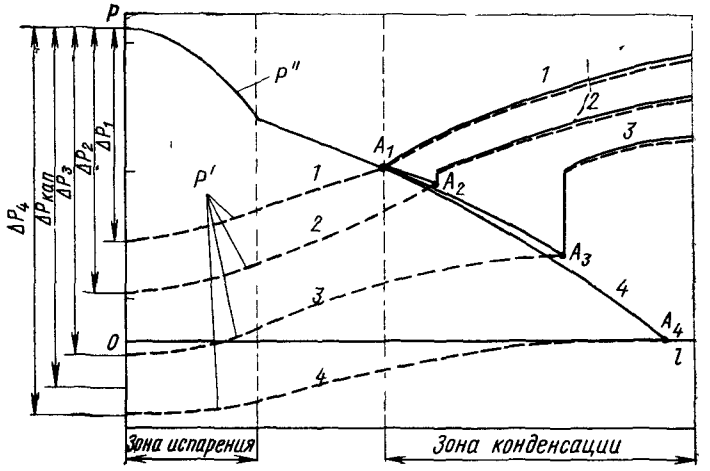


Рис. 2.36. Возможные распределения давлений в паре (сплошные кривые) и жидкости (пунктир) по длине тепловой трубы при работе на звуковом пределе мощности и различной интенсивности теплоотвода, возрастающей с увеличением номера режима

давление пара в начале трубы или даже давление, превышающее его. Жидкость в фитиле будет находиться в условиях растяжения, т. е. при отрицательном давлении. Перепад давления по парожидкостному тракту в таком режиме работы трубы наибольший. Таким образом, при одном и том же теплопереносе в тепловой трубе может иметь место различный перепад давления в зависимости от условий теплоотвода. Возможность осушения фитиля при одном и том же звуковом режиме определяется перепадом давления, с которым работает труба.

На рис. 2.37 качественно показаны значения движущего перепада давления в трубе и возможные потери давления $\Delta P_{\text{мин}}$ и $\Delta P_{\text{макс}}$ в зависимости от температуры. Температура T_1 соответствует нижней границе возможного наступления капиллярных ограничений при работе трубы на звуковом пределе мощности. При этой температуре давление насыщенного пара в начале трубы равно движущему перепаду давления (в пред-

положении, что потери давления в жидкости пренебрежимо малы). Температура T_2 соответствует верхней возможной границе звуковых ограничений при работе трубы без осушения фитиля. В интервале температур T_2—T_1 тепловая труба может работать на звуковом пределе мощности как без осушения фитиля, так и с осушением. Ниже температуры T_1 увеличение подвода тепла в звуковом режиме при любых условиях теплоотвода приводит лишь к увеличению температуры трубы без

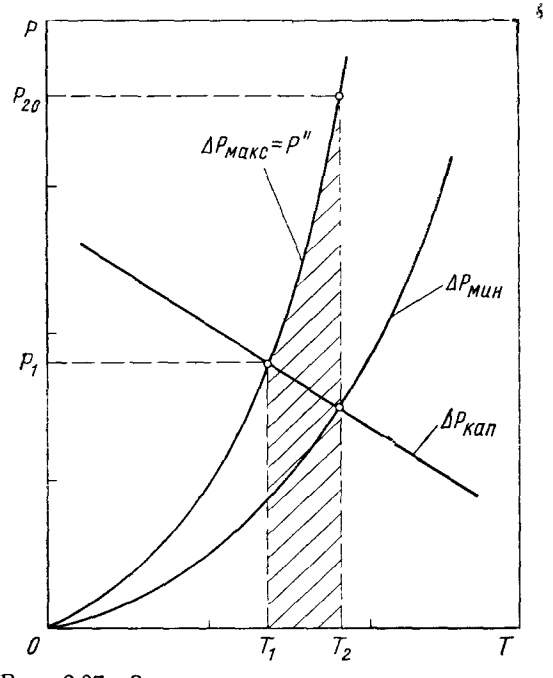


Рис 2 37. Зависимость перепада давления по парожидкостному тракту теплоносителя в тепловой трубе от температуры

осушения фитиля. В области температур выше T_2 имеют место капиллярные ограничения мощности в дозвуковых режимах.

Оценим максимальную температуру тепловой трубы, до которой труба может работать без осушения фитиля с минимально возможным перепадом давления. Обратимся снова к рис. 2.37. Температуре T_2 соответствует давление P''_{20} на линии насыщения. Это давление представляет собой сумму капиллярного движущего перепада давления $\Delta P_{кап}$ при этой температуре и давления пара в критическом сечении. Давление пара в критическом сечении, например, для массового изоэнтальпийного сопла без учета трения составляет

$$P''_{кр} = P''_{20}/2{,}67, \qquad (2.128)$$

т. е.

$$P''_{20} = 0{,}375P''_{20} + \Delta P_{\text{кап}}, \tag{2.129}$$

или

$$P''_{20} = 1{,}47\Delta P_{\text{кап}}. \tag{2.130}$$

Учет трения приводит к тому, что давление пара в критическом сечении зависит от длины испарительной и адиабатической зон и может достигать значений значительно ниже 0,375 P''_{20}. Чем ниже давление пара в критическом сечении, тем ближе значения P''_{20} и $\Delta P_{\text{кап}}$. В другом предельном случае, когда перепад давления пара, компенсируемый капиллярными силами, максимален и давление пара в конце трубы близко к нулевому, имеем

$$P''_{10} = \Delta P_{\text{кап}}. \tag{2.131}$$

Если производить пуск тепловой трубы с интенсивным теплоотводом, то мощность трубы при повышении температуры будет расти в соответствии со значением звукового предела. При достижении температуры T_1 (соответственно давления пара P''_{10} в начале трубы) произойдет осушение фитиля. Давление пара в начале трубы при этом будет равно капиллярному движущему перепаду давления.

Если пренебрегать перепадом давления в жидкости, то нижнюю границу возможного наступления капиллярных ограничений на линии звукового предела приближенно можно оценить, используя следующее соотношение:

$$Q^{\text{кап}}_{\text{зв. мин}}/Q^{\text{кап}}_{\text{зв. макс}} \cong 1 - P''_{\text{кр}}/P''_0, \tag{2.132}$$

где $P''_{\text{кр}}$ — давление пара в критическом сечении трубы; P''_0 — давление пара в начале трубы; $Q^{\text{кап}}_{\text{зв. макс}}$ — мощность трубы, соответствующая пересечению кривых звуковых и капиллярных ограничений. Отметим, что $P''_{\text{кр}}/P''_0$ не является величиной постоянной и вследствие трения зависит от длины зон испарения и адиабатической. Для тепловых труб с малыми длинами испарительной и адиабатической зон, когда влияние трения весьма мало, отношение $P''_{\text{кр}}/P''_0 \approx 0{,}4$ и соответственно $Q^{\text{кап}}_{\text{зв. мин}}/Q^{\text{кап}}_{\text{зв. макс}} = 0{,}6$. Учет трения в паровом потоке приводит к тому, что значение давления пара в критическом сечении понижается, а отношение $P''_{\text{кр}}/P''_0$ уменьшается. В свою очередь, отношение $Q_{\text{зв мин}}/Q_{\text{зв макс}}$ возрастает, т. е. может иметь значение более 0,6. Например, в соответствии с расчетными оценками для натриевой тепловой трубы с $d_{\text{п}} = 14$ *мм*, которая использовалась в ранее описанных экспериментах авторов, с учетом трения $Q^{\text{кап}}_{\text{зв. мин}}/Q^{\text{кап}}_{\text{зв макс}} \approx 0{,}75$. Это значение находится в согласии со значением $Q^{\text{кап}}_{\text{зв. мин}}/Q^{\text{кап}}_{\text{зв. макс}} \approx 0{,}73$, полученным из эксперимен-

тов, результаты которых представлены на рис. 2.38. Кривая *1* на этом рисунке соответствует звуковому пределу, рассчитанному по методике авторов, кривая *2* — капиллярным ограниче-

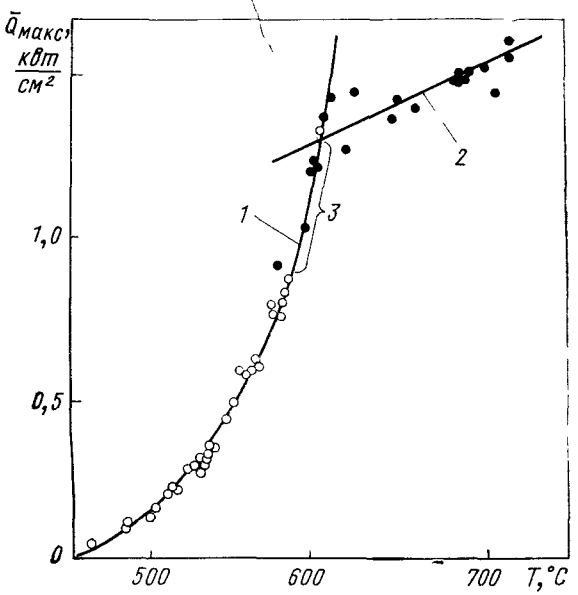


Рис. 2.38. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) зависимости максимальной удельной мощности натриевой тепловой трубы от температуры пара в начале зоны испарения, использованной в опытах ФЭИ:

● — осушение капиллярной структуры тепловой трубы; ○ — работа тепловой трубы без осушения

ниям в дозвуковых режимах, отрезок *3* — капиллярным ограничениям на звуковом пределе переносимой мощности.

§ 2.5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЖИДКОСТИ С ПАРОМ. ОГРАНИЧЕНИЕ ПЕРЕНОСИМОЙ МОЩНОСТИ ВСЛЕДСТВИЕ УНОСА ЖИДКОСТИ В ПАР

Противоположно направленные потоки пара и жидкости взаимодействуют между собой на поверхности раздела фаз. Это взаимодействие наиболее ощутимо при высоких скоростях потока пара, которые достигаются или при низких давлениях пара в тепловой трубе, или при высоком теплопереносе в области высоких давлений. На поверхности жидкости вследствие взаимодействия встречных потоков могут возникать капиллярные волны. С ростом взаимодействия из-за увеличения разности скорости потоков амплитуда капиллярных волн на поверхности

жидкости увеличивается, на гребне волны могут формироваться капли. Поток пара будет захватывать капли теплоносителя и переносить их в конец зоны конденсации. На отрыв капель от поверхности жидкой фазы и разгон их в потоке требуется энергия, за счет этого увеличиваются потери давления как в паре, так и в жидкости. Срыв капель приводит к тому, что некоторая доля потока жидкости движется по парожидкостному тракту, не участвуя в процессе теплопереноса, т. е. имеет место паразитная рециркуляция жидкости. Если рециркуляция возникает еще перед мокрой точкой, то это может приводить к преждевременному достижению капиллярных ограничений мощности. Так как часть потерь давления обусловлена уносом жидкости из фитиля в паровой поток и это является причиной преждевременного осушения фитиля, то возникло понятие *ограничение из-за уноса.*

Аналитическое решение двумерных уравнений Навье — Стокса для потока жидкости в открытых капиллярных каналах [58] показывает, что наличие касательного напряжения на свободной поверхности жидкости приводит к увеличению коэффициента трения в жидкости в 2—3 раза. Уравнения Навье — Стокса решались для ламинарного потока жидкости методом преобразования Фурье при следующих граничных условиях. Скорость жидкости у капиллярных стенок равна нулю, градиент скорости на оси равен нулю, а свободная поверхность жидкости испытывает касательное напряжение $\tau_ж$, постоянное по величине, так как газовый поток не зависит от течения жидкости в капиллярах. Решение уравнений Навье — Стокса получено в следующем виде:

$$\frac{f_ж}{f_{ж.р}} = \frac{1}{2(1+\varphi)^2} \frac{3 + D\varphi^2 \left[1 - \frac{96}{\pi^4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^4} \operatorname{sech} \frac{(2n+1)\pi}{2\varphi} \right]}{1 - \frac{192}{\pi^5} \varphi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^5} \operatorname{th} \frac{(2n+1)\pi}{2\varphi}}, \tag{2.133}$$

где $f_ж = \Delta P d_г / (2\rho_ж \overline{W}_ж^2 l)$ — действительный коэффициент трения потока жидкости; $f_{ж.р} = 16/\mathrm{Re}_ж$ — коэффициент трения в жидкости в соответствии с течением Паузейля; $\varphi = r/a$ — геометрическая постоянная; $D = a\tau_ж / (\mu_ж \overline{W}_ж)$ — безразмерное касательное напряжение на открытой поверхности жидкости; $\Delta P_ж / l$ — падение давления в жидкости на единицу длины; $d_г = 4ar/(a+r)$ — гидравлический диаметр; $\overline{W}_ж$ — средняя по сечению скорость жидкости; $\mathrm{Re}_ж = \overline{W}_ж \rho_ж d_г / \mu_ж$ — число Рейнольдса для потока жидкости.

Авторами работы [59] экспериментально исследовалось течение жидкости в открытых капиллярных каналах при воздейст-

вии скоростного потока воздуха на открытой поверхности жидкости. Для тепловой трубы с диаметром парового канала $d_п$ и количеством канавок N на расстоянии $(S+2r)$ друг от друга (где $2r$ — ширина канавки, a — глубина канавки, S — ширина перемычки между канавками) безразмерный параметр касательного напряжения записан в виде

$$D = \frac{4Na^2r}{\pi d_п} \frac{\nu_п}{\nu_ж} f_п \mathrm{Re}_п \qquad (2.134)$$

при числе Рейнольдса парового потока $\mathrm{Re}_п = \overline{W}_п d_п/\nu_п$. При этом $f_п$ — коэффициент трения парового потока, движущегося со скоростью $\overline{W}_п$, вычисленный в соответствии с режимом течения пара по известным формулам гидравлики для течения в каналах с непроницаемыми твердыми стенками.

Используя выражение $N = \pi d_п/(S+2r) = \pi d_п/2r(1+w)$, где $w = S/2r$, из (2.134) получаем

$$D = \frac{2}{(1+w)\,\varphi^2\,(d_п/r)^2} \frac{\nu_п}{\nu_ж} f_п \mathrm{Re}_п. \qquad (2.135)$$

При $\varphi < 0{,}5$ уравнение (2.135) было упрощено и записано в виде

$$f_ж/f_{ж.р} = (f_ж/f_{ж.р})_0 (1 + \varphi^2 D/3), \qquad (2.136)$$

где

$$(f_ж/f_{ж.р})_0 = 3/[2(1+\varphi)^2(1 - 0{,}627\varphi)] \qquad (2.137)$$

— коэффициент трения при $D=0$, т. е. при отсутствии касательного напряжения на свободной поверхности жидкости.

Уравнение (2.136) отражает линейную зависимость действительного коэффициента трения потока жидкости от касательного напряжения на свободной поверхности жидкости. Выражение (2.137) без значительных погрешностей можно использовать при условии $1/\varphi > 2$.

Эксперименты по изучению взаимодействия встречных потоков пара и жидкости проводили в канале из плексигласа размером 240×85 *мм*. Канал был разделен на секции двумя пластинами с различными размерами прямоугольных канавок (одна пластина имела канавки в количестве $N=120$ с геометрией $2r=0{,}5$ *мм*; $a=1{,}5$ *мм*; $S=0{,}5$ *мм*; вторая пластина имела $N=60$ и $2r=1$ *мм*; $a=3$ *мм*, $S=1$ *мм*). Исследования проводили на воде, паровой поток моделировали потоком воздуха, проходящим над латунными пластинами в направлении, противоположном потоку воды. В опытах было установлено уменьшение массового расхода воды по мере увеличения скорости потока воздуха. Результаты экспериментов в сравнении с данными, рассчитанными по формуле (2.136), представлены на рис. 2.39. Результаты приведены в виде зависимости отношения $f_ж/f_{ж.п}$ от D. Для обеих пластин параметр $\varphi = 1/6$, поэтому $(f_ж/f_{ж.п})_0 = 1{,}23$

при отсутствии парового потока. Уравнение (2.136) для этих параметров имеет вид

$$f_{ж}/f_{ж\,п} = 1{,}23\,(1 + D/108). \qquad (2.138)$$

Результаты экспериментов хорошо согласуются с расчетами. Эксперименты проводились таким образом, чтобы на свободной поверхности не образовывались волны, так как при появлении капиллярных волн сопротивление возрастает еще значительнее.

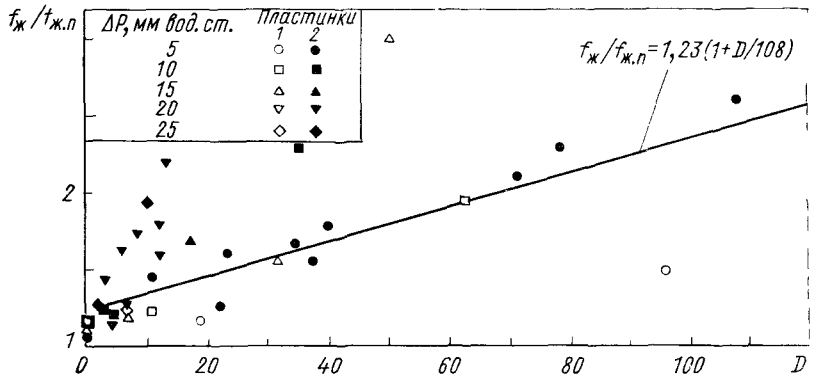


Рис 2 39. Зависимость отношения измеренного коэффициента трения ламинарного потока жидкости к коэффициенту трения, рассчитанному по соотношению Хагена — Пуазейля, от безразмерного касательного напряжения D [59]

Из анализа представленных результатов [59] следует, что, например, для натриевых тепловых труб с диаметром парового канала 27 *мм* и той же геометрией канавок, что и для первой пластины, при температуре 800° С и числе Рейнольдса осевого потока пара около 5000 отношение $f_ж/f_{ж\,п} = 2{,}60$. При этом коэффициент трения вычисляли по закону Блазиуса. Для той же трубы, но с геометрией канавок второй экспериментальной пластины $f_ж/f_{ж\,п} = 6{,}70$.

Эффект уноса в значительной мере определяется поверхностью взаимодействия двух потоков. В открытых продольных канавочных капиллярных структурах этот эффект особенно велик. Он может приводить даже к невозможности пуска тепловой трубы при теплоподводе только в зоне испарения без теплоизоляции остальной части трубы. Это наблюдалось, например, в опытах Кемме [56]. Натриевые и калиевые тепловые трубы с фитилем в виде продольных канавок без экрана при низких давлениях пара осушались при мощности значительно ниже капиллярного предела, пуск их из состояния с замороженным теплоносителем представлял значительные трудности. Невозможность пуска тепловых труб была обусловлена влиянием уно-

са жидкости из фитиля в паровой поток. Выход тепловой трубы на высокие параметры в этом случае можно обеспечивать при прогреве ее по всей длине до рабочей температуры с последующим увеличением тепловой нагрузки до номинального значения при изотермичной работе. Взаимодействие встречных потоков очень существенно также и при отсутствии капиллярной структуры, например в гладкостенных бесфитильных термосифонах.

Конструкционными мерами можно уменьшать эффект уноса жидкости из фитиля в паровой поток. Например, покрыв канавки экраном из сетки или другого пористого материала, можно разделить потоки пара и жидкости и затруднить непосредственное взаимодействие потоков. В опытах Кемме [56] тепловые трубы с фитилем из продольных канавок после покрытия канавок мелкопористой сеткой пускались без каких-либо затруднений и обеспечивали достаточно высокий теплоперенос. Эффект уноса жидкости из фитиля в паровой поток меньше сказывается также в тепловых трубах с капиллярной структурой в виде винтовой нарезки, дополненной артериями.

Для определения расчетным путем ограничений телпопереноса в тепловой трубе, связанных с уносом жидкости из фитиля в паровой поток, можно использовать выражение для числа Вебера. Число Вебера определяет отношение сил инерции к силам вязкости в потоке жидкости. Если при взаимодействии потоков пара и жидкости число Вебера меньше единицы, то силы вязкости преобладают над силами инерции. При приближении числа Вебера к единице эти силы становятся сравнимыми, а амплитуда капиллярных волн на поверхности жидкости увеличивается со временем, что приводит к образованию капель и уносу жидкости из фитиля в паровой поток. Через параметры парового потока число Вебера можно записать в виде

$$\mathrm{We} = \rho_{\text{п}} W_{\text{п}}^2 \lambda/(2\pi\sigma), \tag{2.139}$$

где λ — длина капиллярной волны.

Приравнивая число Вебера к единице и выражая скорость пара через осевой поток тепла, получаем

$$\bar{Q}_{\text{ун}} = \sqrt{2\pi\rho_{\text{п}}\sigma r^2/\lambda}\,. \tag{2.140}$$

Вводя обозначение $k=\lambda/2\pi$, имеем

$$\bar{Q}_{\text{ун}} = \sqrt{\rho_{\text{п}}\sigma r^2/k}\,, \tag{2.141}$$

где k — параметр, характеризующий геометрию фитиля. Задавая k в формуле (2.141), можно определять параметры пара в тепловой трубе, при которых начинается процесс интенсивного уноса жидкости из фитиля в паровой поток. При наличии разделительной экранной сетки на значение k будет влиять размер поверхностных пор. К настоящему времени влияние этого раз-

мера поверхностных пор на интенсивность уноса жидкости из фитиля в паровой поток выяснено недостаточно. Наличие мелкопористой экранной сетки, разделяющей потоки пара и жидкости, как показали первые опыты Кемме [56], значительно уменьшает влияние уноса жидкости на максимальный теплоперенос.

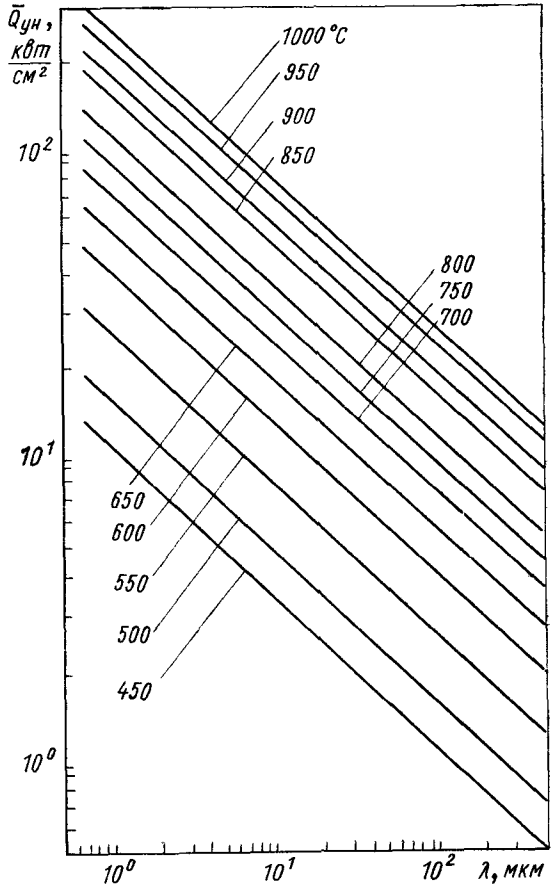


Рис 2 40 Зависимость удельной мощности натриевой тепловой трубы, ограниченной уносом жидкости из фитиля в паровой поток, от длины капиллярной волны при различных температурах

В этой работе было высказано предположение, что волновое число k в формуле (2.141) пропорционально размеру пóры экранной сетки. Чем меньше длина волны, а следовательно, и число k, тем выше ограничения мощности из-за уноса.

На рис. 2.40 представлены расчетные результаты, полученные авторами для удельной мощности натриевой тепловой трубы,

ограниченной уносом жидкости из фитиля в пар вследствие образования волны длиной λ, по формуле (2.141). Данные этих расчетов использованы для анализа характеристик натриевой тепловой трубы большой мощности, на которой авторы проводили эксперименты [44]. Натриевая тепловая труба имела длину 960 *мм*, обогревалась на длине 350 *мм*, теплоотвод осуществлялся на длине 460 *мм*. Диаметр парового канала составлял 12 *мм*.

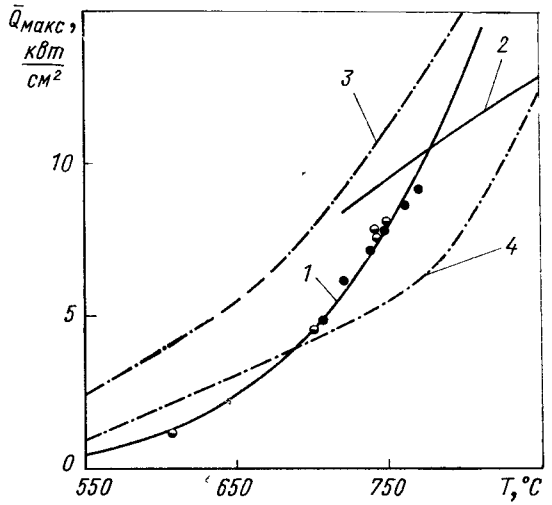


Рис. 2.41. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) зависимости максимальной мощности от температуры для натриевой тепловой трубы, использованной в опытах ФЭИ:

● — осушение капиллярной структуры тепловой трубы в зоне испарения, ◒ — работа трубы без осушения

Капиллярная структура представляла собой составной фитиль, образованный с помощью двух трубок из трех слоев саржевой сетки № 685. Зазор для протока жидкости между корпусом трубы и ближайшей к нему пористой трубки имел размер 0,23 *мм*, а зазор между пористыми трубками — 0,07 *мм*. Эффективный диаметр поверхностных пор фитиля составлял 26 *мкм*. Результаты измерения максимальной мощности этой трубы при горизонтальной работе представлены на рис. 2.41. Там же даны результаты проведенных авторами численных расчетов звукового (кривая *1*) и капиллярных ограничений мощности трубы для составного фитиля (кривая *2*). На рис. 2.41 приведены также две зависимости (*3*, *4*) ограничений мощности трубы, обусловленные уносом жидкости из фитиля в паровой поток, в предположении образования капиллярных волн двух размеров $\lambda = 26$ *мкм* (кривая *3*) и $\lambda = 128$ *мкм* (кривая *4*). Первая зависи-

мость соответствует предположению, что длина волны образующихся капиллярных волн равна диаметру пор фитиля. Значения мощности трубы в соответствии с этой зависимостью располагаются выше звукового предела мощности во всем исследуемом диапазоне температур и, следовательно, не могут быть достигнуты, т. е. не могут быть ограничивающим фактором. Вторая зависимость рассчитана в предположении образования волн длиной $\lambda = 128$ *мкм*, равной учетверенному диаметру проволоки утка ($\lambda = 4d_{ут}$, где $d_{ут}$ — диаметр проволоки утка сетки саржевого плетения). Это соотношение между длиной волны и диаметром проволоки утка предложили Ю. Н. Филиппов и Н. А. Матвеев, основываясь на том, что при таком соотношении расчетные ограничения мощности по уносу жидкости из фитиля в пар хорошо согласуются с опытными данными Кемме [60] по измерению максимальной мощности натриевых тепловых труб. Ограничения максимальной мощности тепловой трубы, обусловленные уносом жидкости из фитиля в пар, рассчитаны для параметров пара, соответствующих температуре в начале зоны конденсации. Для возможности сопоставления на рис. 2.41 эти ограничения представлены в зависимости от температуры пара в начале трубы. Унос жидкости из фитиля в пар начинается в первую очередь в том месте трубы, где скорость пара наибольшая, а при работе трубы в дозвуковых режимах течения пара наибольшая скорость достигается на входе в зону конденсации. Если же труба работает на звуковом пределе мощности, то по длине зоны конденсации пар может ускоряться до сверхзвуковых скоростей. В таком случае если унос жидкости имеет место даже при скорости звука в начале зоны конденсации, то он неизбежно приведет к осушению фитиля трубы в зоне испарения.

Из сопоставления представленных результатов расчета ограничений мощности трубы, обусловленных уносом жидкости в пар из фитиля для длины капиллярной волны $\lambda = 128$ *мкм*, с другими ограничениями (звуковыми и капиллярными) следует, что при температуре пара в начале трубы выше 680° С ограничения из-за уноса жидкости располагаются ниже значений звукового предела. Следовательно, в диапазоне температур 680—860° С (см. рис. 2.41) мощность трубы должна быть ограничена действием уноса жидкости. Эксперименты не подтверждают этого — труба работала на мощности, значительно превышающей ограничения, обусловленные уносом жидкости, и мощность трубы в действительности была ограничена звуковым пределом. Таким образом, предположение, что длина капиллярных волн при уносе жидкости связана с размером диаметра проволоки утка соотношением $\lambda = 4d_{ут}$, не подтверждается.

Ограничения теплопереноса, наступающие из-за уноса жидкости в пар, как уже указывалось, являются разновидностью капиллярных ограничений. Выброс жидкости в паровой поток, приводящий к дополнительной (паразитной) циркуляции жид-

кости, к недостатку поступления ее в зону испарения, ведет к осушению фитиля. В области трубы за мокрой точкой по ходу парового потока жидкость может не только затоплять фитиль, но и располагаться над его поверхностью. В этих условиях возникновение капиллярных волн и уноса жидкости в пар облегчено, причем взаимодействие потоков пара и жидкости можно рассчитывать по зависимостям в соответствии с закономерностями возникновения капиллярных волн на свободной поверхности, а размер пор экранной сетки мало или вовсе не оказывает влияния на начало и интенсивность уноса жидкости. Исследование взаимодействия потоков пара и жидкости в трубе в области зоны конденсации, находящейся за мокрой точкой по ходу парового потока, не представляет практического интереса, так как не влияет на капиллярные ограничения. Возможно, что именно с уносом жидкости в конденсаторной зоне за мокрой точкой было связано образование капель, удары которых о стенку прослушивались в опытах Кемме [60] и послужили основанием для заключения, что полученные ограничения мощности в натриевой тепловой трубе с составным фитилем обусловлены именно уносом жидкости в пар.

В области трубы вплоть до мокрой точки существует перепад давления между паром и жидкостью; в зависимости от перепада давления имеются мениски жидкости в фитиле. Практический интерес для расчета труб представляет решение вопроса о возможности образования капиллярных волн непосредственно в мениске жидкости внутри пор фитиля, т. е. возможность уноса жидкости в пар в области трубы до мокрой точки. Следует отметить, что образование капиллярных волн с длиной волны больше диаметра поры невозможно. Иначе на поверхности фитиля должен существовать выпуклый мениск, что приходит в противоречие с необходимостью наличия вогнутого мениска для компенсации перепада давления в паре и жидкости. Остается допустить возможность образования капиллярной волны в мениске жидкости в порах фитиля с длиной волны $\lambda \leqslant d_{\text{поры}}$. Однако в предположении равенства $\lambda = d_{\text{поры}}$ мы приходим к ограничениям мощности трубы из-за уноса жидкости в пар, значительно превышающим значения звукового предела (см. зависимость *3* на рис. 2.41). Если же предположить, что образуются капиллярные волны с длиной волны, соответствующей условию $d_{\text{поры}}/\lambda = n$, где $n = 1, 2, 3, \ldots$, то ограничения мощности из-за уноса жидкости в пар по уравнению (2.141) будут расположены еще выше зависимости *3* на рис. 2.41.

Отметим еще один аспект возможного проявления уноса жидкости в пар при работе тепловой трубы на звуковом пределе мощности. Так как в зоне конденсации в звуковом режиме работы трубы скорость пара растет в начале этой зоны, то имеется возможность достижения $\mathrm{We} = 1$ непосредственно в этой зоне вдали от начала зоны отвода тепла. В этом случае из-за

уноса жидкости в пар фитиль в зоне нагрева может также осушаться и можно наблюдать капиллярные ограничения мощности, которые должны иметь место при работе трубы на звуковом пределе ниже точки пересечения с кривой *4* (см. рис. 2.41). Эта область возможного осушения фитиля для натриевой тепловой трубы, использованной в экспериментах авторов, располагается при температурах ниже 680° С. Однако в экспериментах осушение фитиля в этой области температур при теплопереносе на уровне звукового предела не наблюдалось.

Итак, влияние уноса жидкости из фитиля в паровой поток на работу тепловой трубы с составным фитилем в области параметров, исследованных в опытах авторов, не обнаруживается. Ответ о возможности образования капиллярных волн непосредственно в мениске жидкости внутри пор фитиля могут дать только эксперименты на специальных моделях.

Глава 3

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН

§ 3.1. ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИЯ. ГАЗОКИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ. КОЭФФИЦИЕНТЫ ИСПАРЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ

Для понимания процессов в тепловых трубах и проведения расчетов важно иметь сведения о следующих процессах тепло- и массообмена: испарении с поверхности фитилей, кипении жидкости в фитилях, конденсации на поверхности жидкости при отсутствии неконденсирующихся газов и наличии их в паровом пространстве тепловой трубы, теплопроводности в насыщенных жидкостью фитилях.

Процессы испарения с поверхности жидкости и конденсации пара на такой поверхности являются динамическими и должны рассматриваться с кинетических позиций. В условиях термодинамического равновесия фаз поток молекул, испаряющихся с поверхности, равен потоку молекул, захватываемых этой поверхностью, «конденсирующихся» на ней. В общем случае не все молекулы, соударяющиеся с поверхностью, удерживаются ею. Часть молекул может отражаться обратно в пар. Доля молекул, конденсирующихся при соударении с поверхностью, отнесенная ко всем молекулам, претерпевшим соударение, получила название *коэффициента конденсации* (в условиях испарения применяется также термин *коэффициент испарения*). Видимый процесс испарения или конденсации — следствие отклонения от условий равновесия, когда нарушается равенство потоков испарения или конденсации (рис. 3.1). При этом температура на поверхности жидкости отличается от температуры насыщения пара над этой поверхностью, т. е. имеется скачок температуры на границе фазового перехода. Имеется и скачок давления, который определяется балансом сил и не соответствует скачку давления, найденному по температурам с использованием связи в состоянии насыщения.

Исходя из газокинетических представлений, некоторые исследователи предложили теоретические зависимости для описания процессов конденсации (испарения) на плоской поверхности жидкости [1—7]. Рассматривались главным образом «медленные» процессы фазового перехода, т. е. такие, при которых отклонения от равновесия сравнительно невелики, а результирующий поток при фазовом переходе много меньше составляю-

щих динамических процессов испарения и конденсации. Для медленных испарения и конденсации, согласно работе [6], в которой рассмотрена наиболее строгая модель процесса, массовая скорость фазового перехода может быть представлена в виде

$$G = \frac{f}{1-0{,}4f}\,\frac{P_0 - P}{g\sqrt{2\pi\bar{R}T_0/M}}. \qquad (3.1)$$

Зависимость (3.1) без существенной ошибки применима при $(P_0-P)/P \leqslant 0{,}1$.

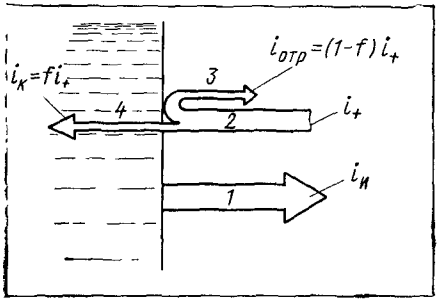


Рис. 3.1. Схема процесса испарения:

1 — поток испаряющихся молекул; *2* — поток молекул, достигающих поверхности жидкости, *3* — поток молекул, отраженных от поверхности жидкости, *4* — поток конденсирующихся молекул

Для «быстрых» процессов фазового перехода, т. е. таких, при которых отклонения от равновесия велики, к сожалению, рассматривались лишь весьма грубые модели. Использование результатов работы [11] для быстрых испарения и конденсации дает возможность получить приближенную формулу

$$G = \frac{8P}{g\sqrt{2\pi\bar{R}T/M}}\left[\frac{1}{f} - \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{f^2} - \frac{1}{f} + \frac{1}{4}\frac{P_0}{P}}\right]\sqrt{\frac{T}{T_0}}, \qquad (3.2)$$

где массовая скорость положительна при конденсации и отрицательна при испарении. При испарении в вакуум массовая скорость испарения может быть найдена по формуле

$$G_{макс} = f\frac{P_0}{g\sqrt{2\pi RT_0/M}}. \qquad (3.3)$$

Из формулы (3.3) видно, что скорость испарения при фиксированной температуре поверхности жидкости не может быть сколь угодно большой, а имеет предел, который существенно зависит от коэффициента испарения f.

Коэффициент испарения (конденсации) сильно зависит от наличия загрязнений на поверхности жидкости. Поверхностные загрязнения могут уменьшить его в сотни и даже тысячи раз. Приведем такой пример. Измеряя скорость испарения капли ртути в вакууме при температуре около 16° С, Кнудсен [8] в пер-

вых опытах получил $f < 1/2000$. Предположив, что причиной столь низкого коэффициента испарения являются загрязнения ртути, а именно вакуумная смазка, он принял дополнительные меры для очистки ртути и аппаратуры от загрязнений и получил $f \approx 1/9$. Затем, чтобы получить значения коэффициента испарения для возможно более чистой ртути, Кнудсен провел опыты с постоянно обновляемой поверхностью ртути. И в этих опытах наконец получил, что коэффициент испарения близок к единице.

Значения коэффициента испарения (конденсации) для чистых веществ меняются в широких пределах. В рассматриваемом случае использования жидкостей в тепловых трубах кинетические эффекты испарения и конденсации могут представлять интерес лишь для жидкометаллических теплоносителей. Многочисленными опытами различных авторов по испарению и опытами авторов книги по конденсации лития, натрия, калия и ртути [9] показано, что для чистой поверхности жидкого металла коэффициент испарения (конденсации) близок к единице.

Отток вещества при испарении и торможение пара при конденсации ведут к тому, что на границе раздела фаз появляется импульс силы — межфазный скачок давления вследствие фазового перехода. Это давление при фазовом переходе может быть представлено формулой

$$P_{\text{ф}} = GWg, \tag{3.4}$$

где G — массовый поток пара, приходящийся на единицу поверхности фазового перехода; W—скорость движения пара в направлении, нормальном к этой поверхности. Это давление необходимо учитывать как при расчете капиллярных ограничений теплопереноса, так и при рассмотрении максимальных удельных тепловых потоков в зоне нагрева тепловых труб.

§ 3.2. МАКСИМАЛЬНЫЕ УДЕЛЬНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ В ЗОНЕ НАГРЕВА ТЕПЛОВЫХ ТРУБ. ТЕРМИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ИСПАРЕНИИ ИЗ ФИТИЛЕЙ

Следует сразу отметить, что значения максимальных удельных тепловых потоков в зоне нагрева тепловых труб с металлическими и неметаллическими теплоносителями различаются на несколько порядков. Малая теплопроводность неметаллических жидкостей и ряд других их свойств приводят к тому, что, как правило, в зоне нагрева тепловых труб не удается обойтись без парообразования внутри фитиля, в то время как для жидких металлов из-за их высокой теплопроводности парообразование идет с поверхности фитиля, а вскипание часто является кризисным явлением. Желание увеличить допустимые тепловые нагрузки, а также уменьшить перепады температуры в фитиле ведет к тому, что оптимальные конструкции фитилей тепловых труб с металлическими и неметаллическими теплоносителями

сильно различаются. Не одинаковы и процессы генерации пара в них. Вместе с тем следует отметить, что принципиального различия в парообразовании для металлов и неметаллов нет, процессы подчиняются единым физическим закономерностям. Однако количественные различия приводят к заметным качественным несовпадениям.

Обратимся сначала к процессам, представляющим интерес прежде всего для труб с металлическими теплоносителями. На рис. 3.2 представлена зависимость максимальных тепловых потоков для тепловой трубы с составным фитилем от температуры. При малых температурах жидкости теплосъем ограничен предельной скоростью испарения в вакуум. Учитывая (3.3), для предельного значения удельного теплового потока при испарении, имеем

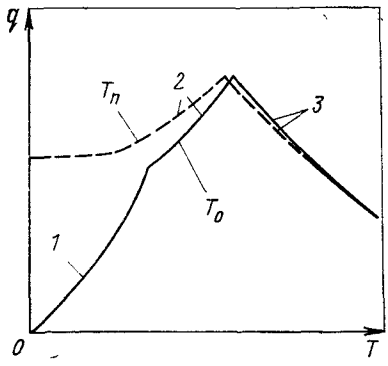


Рис. 3.2. Зависимость максимальных удельных тепловых потоков в зоне нагрева тепловых труб от температуры на поверхности жидкости (сплошные линии) и температуры пара (пунктир):

1 — кинетический предел испарения; *2* — капиллярные ограничения вследствие воздействия давления при фазовом переходе; *3* — ограничения из-за вскипания

$$q_{пр} = rG_{макс} = rf\frac{P_0}{\sqrt{2\pi\tilde{R}T_0/M}}. \quad (3.5)$$

На рис. 3.3 даны предельные значения удельного теплового потока с плоской поверхности испарения для некоторых теплоносителей тепловых труб, рассчитанные при условии $f=1$. В фитилях тепловых труб в зоне нагрева свободная поверхность жидкости занимает лишь часть поверхности фитиля и, как правило, эта поверхность изогнута. Поэтому при расчете предельных значений удельного теплового потока необходимо учитывать поверхностную пористость фитиля $\varepsilon_{пов}$ и развитие поверхности за счет искривления.

Испарение, как уже указывалось, динамически воздействует на поверхность жидкости. Такое воздействие в ряде случаев может оказаться достаточным для достижения капиллярных ограничений, т. е. для осушения фитиля из-за превышения давления, возникающего вследствие фазового перехода, над капиллярным давлением. Вводя поверхностную пористость $\varepsilon_{пов}$ и учитывая, что

$$G \approx q\varepsilon_{пов}/r, \quad (3.6)$$

на основании (3.4) можно записать

$$P_ф \approx q^2 g/(r^2\varepsilon_{пов}^2\rho_п). \quad (3.7)$$

Из выражения (3.7) видно, что давление при фазовом переходе может оказаться большим лишь при малой поверхностной пористости и высоких удельных тепловых потоках. Максимальное значение этого давления может достигать половины давления парового потока у поверхности испарения [10].

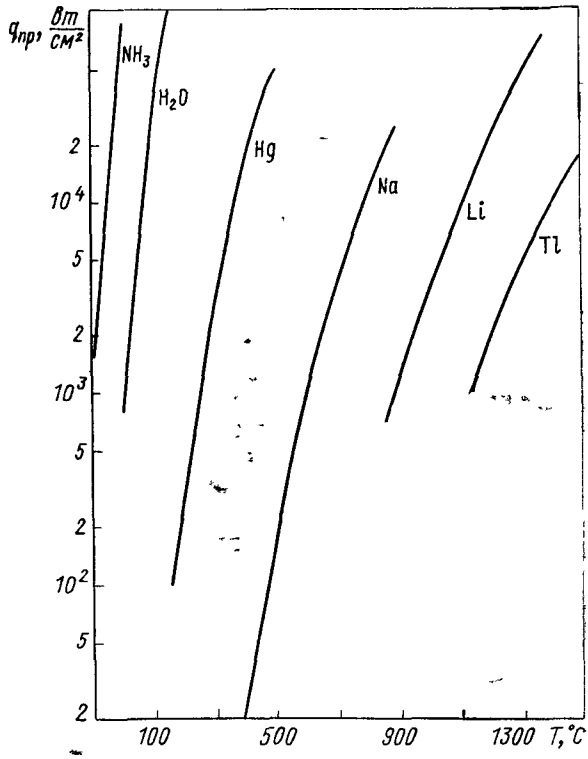


Рис. 3.3. Зависимость предельных значений удельного теплового потока при испарении с плоской поверхности в вакуум от температуры (рассчитана в предположении, что $f=1$)

Если наступление капиллярных ограничений обусловлено лишь давлением при фазовом переходе, то, используя (3.4), (1.13), (3.7) и приравнивая $(\Delta P_{кап})_{макс}$ к $\Delta P_{ф}$, получим формулу для критического удельного теплового потока:

$$q^{ф}_{к\,р} = r\varepsilon_{пов}\sqrt{2\sigma\cos\theta\rho_{п}/R_{эф}}\,. \qquad (3.8)$$

В общем случае помимо перепада давления при фазовом переходе в тепловой трубе по парожидкостному контуру имеются другие перепады давления (обусловленные инерционными эффек-

тами, трением, гравитационными перепадами). Тогда формула для критического теплового потока приобретает вид

$$q_{кр}^{ф} = r\varepsilon_{пов}\sqrt{\rho_{п}(2\sigma\cos\theta/R_{эф} - \Sigma\Delta P)}\,, \qquad (3.9)$$

где $\Sigma\Delta P$ — сумма перепадов давления в парожидкостном контуре тепловой трубы.

Изменение максимальных удельных тепловых потоков при испарении аналогично (хотя эта аналогия весьма ограниченная) поведению максимальных осевых тепловых потоков в тепловой трубе: при последовательном увеличении подводимой мощности в случае интенсивного охлаждения конденсаторной части сначала увеличивается температура поверхности жидкости (связь между мощностью и температурой соответствует кинетическому пределу), а затем наступает осушение фитиля (кризис) из-за капиллярных ограничений.

К кризисным явлениям в составных фитилях приводит также вскипание теплоносителя. Достаточно даже единичного вскипания жидкости, чтобы нарушить работоспособность переносящей тепло трубы. Для анализа критических тепловых потоков, связанных с вскипанием жидкости, важное значение имеет вопрос о зарождении паровой фазы. Чтобы очаг новой фазы (в данном случае паровой) мог существовать и расти в перегретой жидкости, его размер должен быть больше некоторого критического. Если очаг меньше критического размера, то он неустойчив и исчезает через короткий промежуток времени. Очаги новой фазы критических размеров называют *зародышами*. Для радиуса сферического зародыша существует известное соотношение

$$R_{кр} = 2\sigma T_{н}/(\Delta T r \rho_{п}^{н}), \qquad (3.10)$$

где $\Delta T = T_{ж} - T_{н}$ — перегрев жидкости. Таким образом, критический размер зародыша определяется перегревом жидкости ΔT, а также физическими свойствами вещества (σ, r, $\rho_{п}^{н}$) при данных температуре и давлении. Отметим, что с увеличением давления (температуры) радиус парового зародыша уменьшается. На рис. 3.4 (см. [11]) представлена зависимость изменения радиусов парового зародыша $R_{кр}$ от давления для ряда теплоносителей при одинаковом перегреве. Кривые построены при расчете по формуле (3.10). Из рисунка видно, что радиусы паровых зародышей при одинаковом давлении и перегреве для неметаллов в десятки раз меньше, чем для металлов.

Паровые зародыши могут возникать в результате флуктуаций в самой жидкости, причем вероятность образования новой фазы в старой тем меньше, чем больше работа, которая нужна для образования новой фазы. Перегревы, необходимые для вскипания в объеме дегазированных чистых жидкостей, очень велики. Например, в экспериментах при атмосферном давлении

вода могла быть перегрета до 300° С [12]. Полученные на воде результаты соответствуют расчетным значениям перегрева для объемного вскипания при гомогенном образовании зародышей. Для натрия при атмосферном давлении оценка температуры объемного вскипания дает значение $\Delta t \approx 1800°$ С.

Практически почти всегда имеются факторы, облегчающие вскипание. На поверхностях твердых тел работа образования

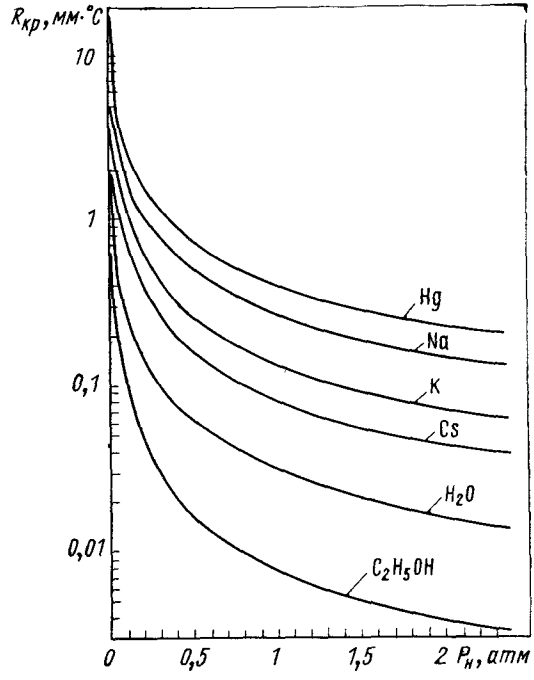


Рис 3 4 Зависимость радиуса парового зародыша от абсолютного давления для некоторых металлов и неметаллических жидкостей при перегреве 1° С

новой фазы, при прочих равных условиях, минимальна, если жидкость не смачивает поверхность. Центрами парообразования могут служить несмачиваемые и смачиваемые впадины, заполненные газом или паром. Это следует из теоретического анализа условий зарождения паровой фазы, выполненного с позиций термодинамики, а также подтверждается экспериментальными работами. Экспериментально [13] показано, что в изотермических условиях устье впадины, служащей центром парообразования, удовлетворительно согласуется с радиусом парового зародыша, рассчитанным по формуле (3.10). При неравномерном поле температур у теплоотдающей стенки для активизации тех

же центров парообразования требуются более высокие перегревы, чем рассчитанные по формуле (3.10).

Малая теплопроводность неметаллических жидкостей, а также малый размер парового зародыша (см рис 3 4) облегчают вскипание неметаллических жидкостей, приводя к парообразованию внутри фитиля даже при небольших относительно удельных тепловых потоках и частичному осушению фитиля. В тепловых трубах с металлическими теплоносителями вскипание для металлов затруднено вследствие высокой теплопроводности металлических жидкостей и больших размеров паровых зародышей. Оценка по формуле (3.10) показывает, что в фитилях одинаковой толщины при одинаковом давлении вскипание для натрия должно происходить при тепловых нагрузках, на четыре порядка более высоких, чем для воды. Даже при очень больших тепловых нагрузках (~ 100 *вт/см*^{2}) и фитилях значительной толщины (порядка 1 *мм*) парообразование для металлических теплоносителей может происходить испарением со свободной поверхности жидкости в поверхностных порах фитиля Это и позволяет использовать преимущества составных фитилей в тепловых трубах с металлическими теплоносителями.

Остановимся, далее, на условиях, при которых возможно вскипание жидких металлов. Эксперименты на ртути [14] показывают, что, когда поверхность нагрева не смачивается жидкостью, кипение начинается при температурах на поверхности нагрева, близких к температуре насыщения. В процессе изготовления тепловых труб с металлическими теплоносителями следует обращать внимание на тщательное смачивание стенки и фитиля теплоносителем. Даже локальное несмачивание стенки в зоне нагрева может привести к преждевременному вскипанию, что для тепловой трубы с составным фитилем грозит выходом ее из строя Для смачивания стенок жидким металлом необходимо выдерживание при повышенных температурах Особое внимание следует обращать на смачиваемость в ртутных тепловых трубах из нержавеющей стали, в которых достижение смачивания затруднено.

Величинами, представляющими большой практический интерес *при нахождении критических удельных тепловых потоков*, обусловленных вскипанием, являются перегревы, необходимые для вскипания жидких металлов В последние годы в связи с проблемой создания реакторов на быстрых нейтронах изучению этих перегревов и механизма вскипания начинают уделять значительное внимание [11, 15—32]. Экспериментальные данные по перегревам при вскипании для жидких металлов в условиях теплосъема естественной конвекцией представлены, в частности, в работах [11, 15—19]. Порядок величин перегревов при вскипании натрия виден из рис. 3.5, где даны области экспериментальных данных из разных работ. Обращает на себя внимание большой разброс полученных в экспериментах значений, кото-

рый обусловлен различиями в подготовке и проведении опытов, особенно в «предыстории» экспериментов.

Процесс вскипания носит статистический характер, причем вероятность образования новой фазы связана с работой, необходимой для образования новой фазы, следующим соотношением:

$$\Psi \sim \exp(-F/(kT)). \qquad (3.11)$$

Показано [31, 32], что работа образования парового зародыша минимальна на несмачиваемой поверхности. Парообразование должно происходить во впадинах на поверхности стенки. Наличие газа или пара, а также несмачиваемость поверхности в этих

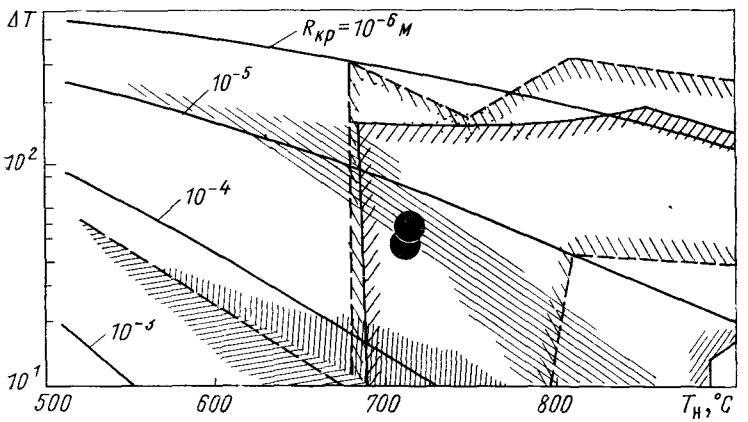


Рис. 3 5 Перегревы при вскипании натрия, полученные различными авторами (точки — опыты ФЭИ по испарению из сеточной капиллярной структуры)

впадинах являются основными причинами снижения перегревов при вскипании в реальных условиях.

В работах [20—24] сделана попытка представить модель вскипания и, исходя из этой модели, аналитически получить зависимости для оценки перегревов и затем проверить экспериментально основные выводы. Модель заключается в следующем. Имеется эквивалентная впадина на поверхности смачиваемого материала, покрытого несмачиваемой окисной пленкой. Жидкий металл сравнительно быстро растворяет окисную пленку со всей поверхности и начинает со временем проникать во впадину. Скорость и степень проникновения зависят от температуры и давления, от количества газа в полости. При подводе тепла и увеличении давления пара и газа в полости вследствие роста температуры поверхность раздела пар — жидкость начинает отступать к выходу из полости. В какой-то момент изменяется

знак кривизны мениска, происходят рост паровой фазы и вскипание жидкого металла.

В период, предшествующий вскипанию, идет «деактивация» впадины вследствие растворения газа и за счет удаления окисной пленки на все большую глубину. В упомянутых выше работах авторы пытались учесть процессы деактивации, причем эксперименты [21, 23—25] подтвердили многие выводы, полученные при рассмотрении такой модели процесса. Однако модель находится в противоречии со следующими фактами: даже при тщательной откачке и очистке установок, длительной приработке, когда можно ожидать полного заполнения впадин щелочным металлом, измеренные перегревы остаются намного ниже тех, которые характерны для спонтанного вскипания в объеме.

На перегревы при вскипании влияет большое число факторов, которые можно подразделить на факторы, относящиеся к предыстории, и факторы, определяющие процесс в момент вскипания. В соответствии с формулой (3.10) увеличение температуры (давления) ведет к уменьшению перегревов. Однако предварительная выдержка поверхности при повышенных температурах и давлении способствует деактивации центров парообразования и повышает перегревы при вскипании [21, 25]. Влияние шероховатости поверхности согласно работам [22, 23] слабо сказывается на перегревах. Чистота жидкого металла влияет на перегрев при вскипании натрия, причем с увеличением содержания окислов перегрев несколько понижается [28]. Ультразвуковые колебания способствуют вскипанию при меньших перегревах. Так, в работе [29] перегрев при вскипании калия был понижен в несколько раз вследствие наложения ультразвуковых колебаний. Влияния нейтронного потока плотностью вплоть до 2×10^{11} *нейтр/(см²·сек)* на перегрев при вскипании натрия в работе [29] не обнаружено.

Следует отметить, что экспериментальные данные по перегревам в цитируемых выше работах получены в условиях, заметно отличающихся от тех, которые наблюдаются в тепловых трубах; опыты проведены при теплосъеме естественной конвекцией и при (как правило) значительно большей загрузке жидкого металла в установку; в некоторых опытах над поверхностью жидкого металла имелся инертный газ; часть данных получена после длительного кипячения жидкого металла. В тепловых трубах загрузка теплоносителя обычно невелика (до нескольких десятков грамм) и, как правило, нет возможности осуществлять приработку поверхности посредством кипячения. Вследствие непрерывного процесса дистилляции загрязнения накапливаются в относительно узкой области зоны испарения, а мелкопористые капиллярные структуры могут затруднять процесс смачивания и способствовать образованию зародышей пара. Таким образом, вопросы вскипания в фитилях тепловых труб нуждаются в специальном изучении.

Обратимся к результатам экспериментальных исследований максимальных удельных тепловых потоков в зоне нагрева тепловых труб с металлическими теплоносителями. В опытах Рейса и Шретцмана [10] измерены предельные тепловые потоки при испарении натрия в короткой вертикально расположенной тепловой трубе с капиллярной структурой в виде далеко отстоящих друг от друга прямоугольных канавок. Тепловая труба внешним диаметром 20 *мм* на внутренней поверхности имела 36 продольных канавок шириной 0,2 *мм*. Отношение ширины канавки к расстоянию между ними составляло 1 : 8. Использовался высокочастотный индукционный обогрев. На стенке тепловой трубы получены удельные тепловые потоки до $3 \cdot 10^2$ *вт/см*^{2}, причем при температуре 815° С удельные тепловые потоки, отнесенные к поверхности канавок, достигали 2×10^3 *вт/см*^{2}. На стенке трубы в местах расположения канавок были видны более или менее темные полосы, что указывало на испарение натрия только из канавок. В нижнем диапазоне температур в этих опытах удельные тепловые потоки, отнесенные к поверхности канавок, примерно соответствуют кинетическому пределу (рис. 3.6), отклоняясь от него по мере повышения температуры. Впрочем, это расхождение не выходит за пределы погрешности приближенных данных работы [10].

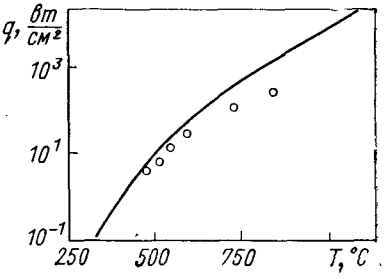


Рис. 3.6. Зависимость максимальных удельных тепловых потоков в зоне испарения натриевой тепловой трубы [10] от температуры (удельные тепловые потоки отнесены к поверхности канавок):
О — —эксперимент; ——— — расчет при $f=1$

Авторы книги провели ряд экспериментов в целях изучения максимальных тепловых потоков при испарении натрия из различных фитилей в паровых камерах [9, 33—35]. Исследование общих закономерностей процессов испарения из фитилей удобно вести на паровых камерах, имеющих относительно небольшие обогреваемые рабочие поверхности. В первых опытах использовалась паровая камера (рис. 3.7), обогреваемая конденсирующимся натриевым паром [9, 33, 34]. Плоский рабочий участок — донышко диаметром 24 *мм* и толщиной 0,3 *мм* — был выполнен из жаропрочной стали и располагался вертикально. На расстоянии 0,45 *мм* от стенки был смонтирован перфорированный экран составного фитиля. Для достижения больших удельных потоков на зеркале испарения использовался экран с малой поверхностной пористостью, равной 0,08. Отверстия в экране толщиной 0,2 *мм* имели диаметр 0,15 *мм* и располагались в шахматном порядке с шагом 0,5 *мм*. Перед проведением экспериментов

камера дважды очищалась посредством наполнения конденсатом натрия и последующего слива его. Типичные данные, полученные после 20 *ч* работы в режиме испарения при высоких тепловых потоках, приведены в табл. 3.1.

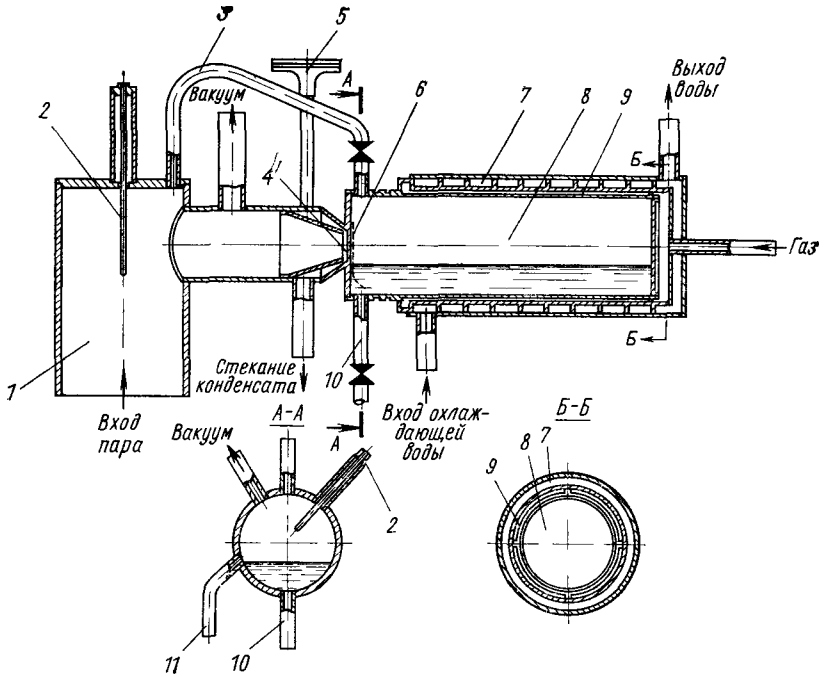


Рис. 3.7. Паровая камера, использованная в экспериментах ФЭИ по изучению испарения натрия из составного фитиля [9]:

1 — паропровод от натриевого парогенератора; *2* — гильза термопар, *3* — линия заполнения паровой камеры, *4* — поверхность конденсации обогревающего пара, *5* — вывод термопар с замерзающим уплотнением; *6* — фитиль, *7* — холодильник калориметр, *8* — паровая камера, *9* — газовый зазор для регулирования теплосъема, *10* — труба для полного слива жидкого металла, *11* — труба для частичного слива жидкого металла

Таблица 3.1

Данные, полученные в опытах ФЭИ по испарению натрия из составного фитиля при обогреве конденсирующимся паром

Параметр	Значения параметров		
Температура стенки, °С	685	700	750
Температура поверхности испарения, °С	645	655	700
Температура пара в камере, °С	610	620	670
Удельный тепловой поток на стенке, 10^2 *вт/см*^{2}	3,45	3,90	2,35
Удельный тепловой поток на поверхности пор, 10^3 *вт/см*^{2}	4,2	4,8	2,9

Сопоставление опытных данных, полученных при условиях, близких к испарению в вакуум, с расчетными значениями кинетического предела показывает, что коэффициент испарения при такой тщательной очистке паровой камеры и натрия от загрязнений близок к единице [9]. В опытах наблюдался кризисный режим осушения составного фитиля (параметры опыта при температуре стенки 700° С; см. табл. 3.1). Расчеты показали, что в этом режиме суммарный перепад давления пар — жидкость был близок к располагаемому капиллярному напору, а перепад давления при фазовом переходе давал наибольший вклад.

Последующие эксперименты [35] проводили на установке, использующей электронный обогрев (рис. 3.8). Хотя, в отличие от обогрева конденсирующимся паром, при электронном обогреве возникает опасность пережога рабочего участка, при таком способе нагрева допустимо проведение опытов при боле высоких температурах и опыты менее трудоемки. В экспериментах использовались электронная лампа и горизонтальный рабочий участок, разработанный авторами работы [11]. На обогреваемом рабочем участке — донышке — был смонтирован фитиль, с поверхности которого и осуществлялось испарение натрия Донышко изготовлялось посредством вакуумной заливки электролитической меди в стакан из нержавеющей стали. После обработки толщина слоя стали составляла 0,5 *мм*. Перед началом опытов паровую камеру трижды промывали дистиллированным натрием. При этом ее наполовину заполняли жидким металлом и выдерживали при 600° С в течение 1 *ч*, затем натрий полностью сливали.

Выполнено несколько серий опытов с различными фитилями. Для того чтобы получить дополнительные данные по критическим тепловым потокам, обусловленным действием давления на межфазной границе, проведены эксперименты с составным фитилем, в котором использовался тот же экран с малой поверхностной пористостью (0.08), что и в описанных выше опытах ФЭИ. Отличие заключалось в том, что для дистанционирования экрана под ним непосредственно на обогреваемой поверхности были проложены в два слоя проволоки диаметром 0,26 *мм,* которые образовывали квадратную решетку. В процессе эксперимента зафиксировано несколько осушений фитиля, обусловленных воздействием давления на межфазной границе. Ограничения удельных тепловых потоков, полученные в этих опытах и опытах на установке с обогревом посредством конденсации пара, представленные в зависимости от температуры пара в камере, даны на рис. 3 9. Заметим, что для фитилей с малой поверхностной пористостью весьма существен эффект восстановления давления (соответственно и температуры насыщения) при расширении пара после выхода из пор фитиля. Если в опытах с обогревом посредством конденсации пара осушение фитиля достигалось увеличением температуры этого

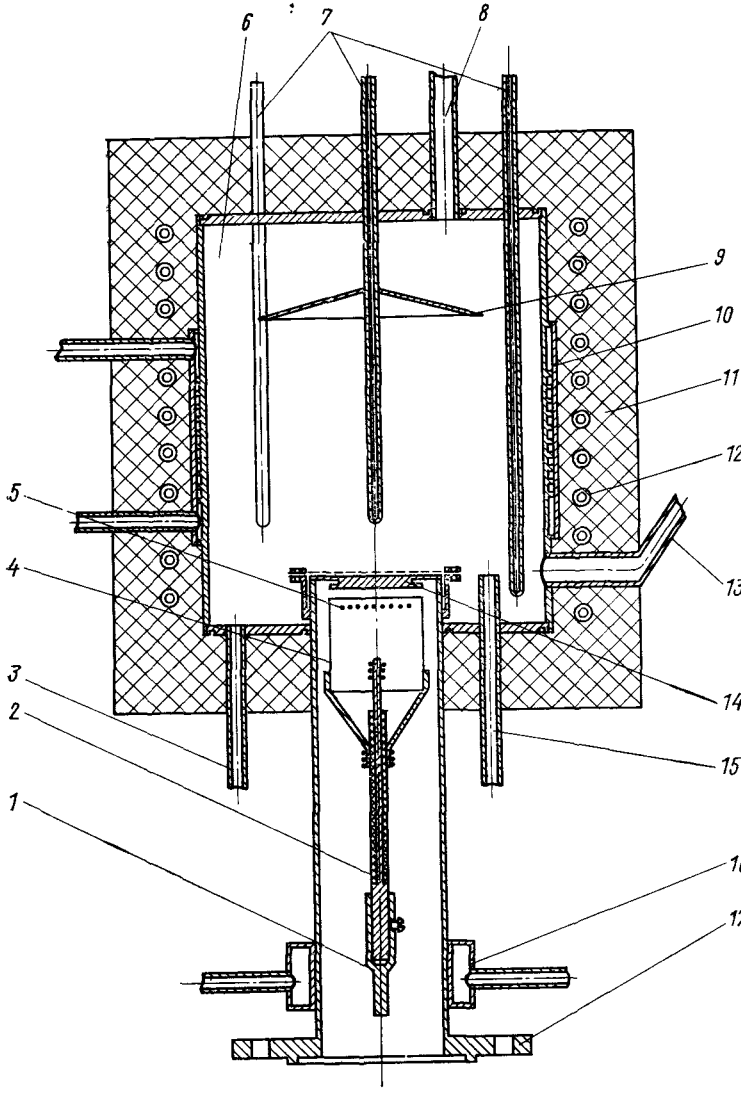


Рис. 3.8. Паровая камера с электронным обогревом, использованиая в экспериментах ФЭИ по изучению испарения натрия из фитилей [35]:

1 — держатель катода; *2* — электроизоляционная втулка; *3* — линия полного слива теплоносителя; *4* — экран; *5* — катод; *6* — паровая камера; *7* — гильзы термопар; *8* — вакуумная линия; *9* — зоитик; *10* — рубашка охлаждения паровой камеры; *11* — теплоизоляция; *12* — нагреватель; *13* — линия заполиеиия системы теплоносителем; *14* — доиышко; *15* — линия слива теплоносителя до уровия донышка; *16* — рубашка водяного охлаждения; *17* — фланец креплеиия

пара, то при электронном обогреве устанавливалась постоянная подводимая мощность, и температура пара, а также жидкости в фитиле понижались путем интенсификации охлаждения паровой камеры. Таким образом, точка *3* на рис. 3.9 должна располагаться на пунктирной линии рис. 3.2 на подъеме кривой вблизи перегиба. Остальные кризисные точки соответствуют дальнейшему подъему этой кривой. Теплоотвод испарением

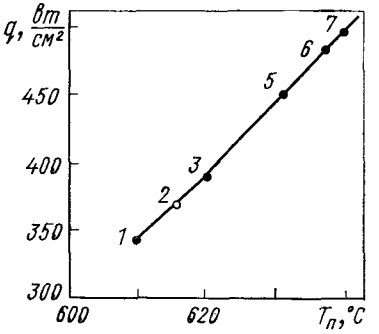


Рис. 3.9. Зависимость максимальных удельных тепловых потоков от температуры в опытах ФЭИ по испарению натрия из составного фитиля с перфорированным экраном, полученная на установке с паровым нагревом (точки *1—3*) [9] и на установке с электронным нагревом (точки *5—7*) [35]:

○ — без осушения фитиля, ● — с осушением фитиля

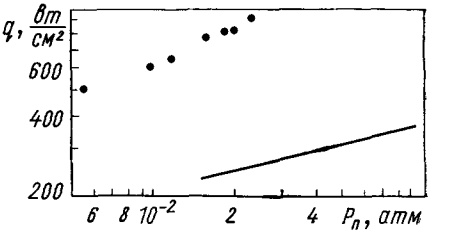


Рис. 3.10. Зависимость удельных тепловых потоков от давления пара, полученная в опытах ФЭИ при испарении натрия из составного фитиля (точки). Для сравнения приведена кривая, усредняющая критические тепловые потоки, полученные в ФЭИ при кипении натрия в условиях естественной конвекции

натрия даже из фитиля столь малой поверхностной пористости позволял в опытах отводить очень большие удельные тепловые потоки на стенке — до 500 *вт/см²*.

Увеличение поверхностной пористости приводит к повышению значений критического удельного теплового потока, обусловленного давлением при фазовом переходе [см., например, соотношение (3.8)]. Для получения высоких значений удельных тепловых потоков также проведены опыты, при которых в качестве экрана составного фитиля использована крупная сетка из проволоки диаметром 0,2 *мм* с квадратной ячейкой 0,2 *мм*. Дистанционирование экрана осуществлялось так же, как и в опытах, описанных выше. Экспериментальные значения удельных тепловых потоков (не критические), полученные в интервале температуры пара в паровой камере 504—582° С, представлены на рис. 3.10. Наибольший удельный тепловой поток на обогреваемой стенке составлял 910 *вт/см²*. Его значение ограничивалось не возможностями теплосъема, а температурой

плавления медной заливки рабочего участка. Сравнение с кривой, описывающей критические тепловые потоки при развитом кипении натрия в условиях естественной конвекции, показывает, что при испарении из фитиля тепловые потоки могут более чем втрое превышать критические тепловые потоки в условиях естественной конвекции. Возможность обеспечения теплосъема при очень больших тепловых потоках — важное преимущество теплосъема испарением жидких металлов из фитилей.

Отметим, что именно в рабочей области между капиллярными ограничениями и ограничениями из-за вскипания (см. рис. 3.2) могут отводиться самые высокие удельные тепловые потоки при испарении жидких металлов из фитилей. Чтобы эффективно использовать возможности теплоотвода при очень высоких удельных потоках, необходимо дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение упомянутых выше ограничений.

В целях получения информации о перегревах, необходимых для вскипания натрия в фитилях, об эффективных размерах центров парообразования в этих условиях проведены опыты с простым многослойным сетчатым фитилем большой толщины. Шесть слоев сетки с квадратной ячейкой размером 0,8 *мм* из проволоки диаметром 0,2 *мм* были уложены на обогреваемой стенке и прижаты к ней с помощью прижимного кольца и одного слоя сетки саржевого плетения № 450 ТУ-14-78-72 (диаметр проволоки основы 0,09 *мм*, утка́ — 0,055 *мм*). Такая конструкция фитиля позволила получить большие перегревы жидкости при относительно малых удельных тепловых потоках. При температурах паровой камеры 715 и 720° С получены перегревы при вскипании 50 и 55° С соответственно. Для этих значений рассчитанные по формуле (3.10) размеры центров парообразования составляют около 20 *мкм* (см. рис. 3.5). При тщательной очистке щелочного металла и длительной приработке теплопередающей поверхности в условиях сстественной конвекции центры парообразования, согласно работе [28], могут составлять около 1 *мкм*. Пониженные перегревы, т. е. бо́льшие размеры центров парообразования, при вскипании натрия в наших опытах, по-видимому, обусловлены следующим. Во-первых, опыты проводились в вакууме и предварительной деактивации впадин за счет проникновения во впадины жидкого металла, как это имеет место при наличии над жидким металлом подушки инертного газа повышенного давления, не было. Во-вторых, уменьшить перегревы при вскипании могли впадины резервуарного типа, которые могли образоваться в сетке либо в местах касания проволочек со стенкой. Однако экспериментального материала в настоящее время по этим вопросам явно недостаточно, чтобы делать окончательные выводы. Эксперименты Шинса [36], в которых зафиксированы перегревы при вскипании натрия, относятся к случаю парообразования на

голой стенке, — используемое в опытах устройство близко по конструкции к бесфитильной тепловой трубе. Имеется также работа Феррела, Девиса, Уинстона [37], включающая экспериментальное изучение испарения калия из мелкопористого фитиля, однако, исходя из направленности ее тематики, целесообразно рассмотреть эту работу ниже — при обсуждении механизма парообразования в гомогенных фитилях.

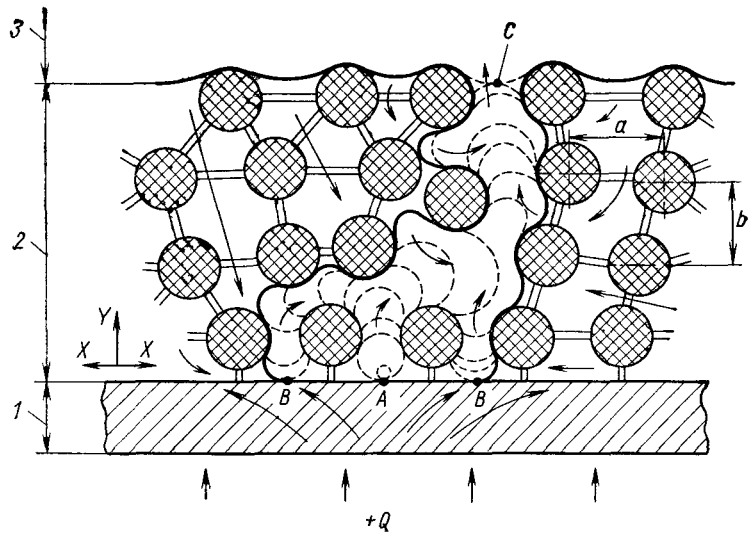


Рис 3.11. Модель парообразования в насыщенных капиллярных структурах:
1 — стенка; *2* — фитиль; *3* — паровой канал

Если для высокотемпературных тепловых труб процессы парообразования зачастую не ограничивают возможностей технического использования этих устройств, то для низкотемпературных и криогенных тепловых труб ситуация совершенно иная — обеспечение достаточно интенсивного теплосъема в зоне нагрева и уменьшение термических сопротивлений фитилей являются актуальной и сложной задачей. В настоящее время выполнено довольно большое число работ, посвященных изучению тепло- и массопереноса при парообразовании в фитилях низкотемпературных тепловых труб и паровых камер, например [37—48].

Наряду с получением экспериментальных данных в этих работах ставились следующие задачи: выявить механизм парообразования в фитилях и создать модель расчета термических сопротивлений; выявить природу критических явлений и количественно описать эти явления; найти конструкции фитилей

и условия, которые позволили бы обеспечить наилучшие характеристики тепловых труб в отношении парообразования.

Многообразие фитилей ведет к разнообразию конкретных условий парообразования. Многие явления характерны как для низкотемпературных, так и для высокотемпературных тепловых труб. Рассмотрим прежде всего парообразование в пористых фитилях, состоящих, например, из нескольких слоев сетки, металлического войлока или пористых спеченных засыпок. Для них в первом приближении можно представить следующую общую двумерную модель [38] (рис. 3.11). Модель состоит из шаров, теплопроводность которых значительно больше, чем теплопроводность окружающей жидкости, и шары соединены между собой с помощью тепловых мостиков, которые поддерживают теплопроводность в направлении Y (в середине рисунка мостики не обозначены для лучшей наглядности). Если на месте A стенки действует зародыш пузырьков пара, то пузырьки будут распространяться в направлении, где расстояние между шарами наибольшее. Если перегрев жидкости в направлении Y достаточен для того, чтобы пузырек расширился (увеличился) до мениска C, то возникает открытый канал пара между местами A и C. Если же пузырек распространяется вдоль стенки так, что и места зародышей B становятся действующими, то это почти несущественно до тех пор, пока сплошная пленка пара не распространится в направлении X у стенки. Вследствие малой теплопроводности пара в этом случае возможны перегрев и пережог стенки — наступает типичный кризис кипения. Уместен вопрос, какая капиллярная структура наиболее пригодна для достижения больших тепловых нагрузок. Очевидно, что такая, в которой облегчено распространение паровой зоны в направлении Y (см. рис. 3.11) и затруднено образование сплошной паровой пленки непосредственно у стенки. С одной стороны, для достижения возможно большего капиллярного давления в тепловой трубе требуются небольшие диаметры капиллярных каналов. С другой стороны, при малых диаметрах каналов больше опасность образования пленки у стены, так как для прохода пара через фитиль требуется бóльшая разность давлений пара между A и C и, соответственно, должен быть велик перегрев жидкости у стенки. Из-за увеличения сопротивления потоку жидкости нельзя сильно уменьшать толщину фитиля. Для жидкости с плохой теплопроводностью необходимо обращать внимание на хорошие тепловые контакты внутри капиллярной структуры, чтобы обеспечивать хорошую теплопроводность в поперечном направлении. Это достигается спеканием частиц или сеток между собой и стенкой.

Для уменьшения опасности распространения паровой пленки вдоль нагреваемой поверхности следует применять фитили с анизотропной пористостью: можно увеличить размер a (см. рис. 3.11) по сравнению с размером b или ввести в фитиль

специальные распределенные на поверхности нагрева каналы для вывода пара. Благоприятное влияние таких эффектов подтверждается в целом ряде экспериментальных работ, в частности в [48, 49].

В работе [48] исследовались разнообразные фитили из сеток, войлочных тканей, спеченных металлических нитей и спеченных металлических зерен. Толщина слоя на горизонтальной поверхности нагрева составляла 0,75—2,5 *мм*. Лучшие результаты были получены с высокопористым металлическим войлоком ($\varepsilon_{об}=0{,}82\div0{,}92$). Максимальные удельные тепловые потоки для воды при атмосферном давлении составляли 44 *вт/см*^{2} при перегреве стенки 12° С. Введением в фитиль желобков шириной 1 *мм* на расстоянии 5 *мм* друг от друга удалось увеличить максимальные удельные потоки до 57 *вт/см*^{2}. Самые высокие удельные тепловые потоки у фитилей из спеченных сеток составляли 28 *вт/см*^{2} для сеток с размером 170 *мкм*. Из-за сильного перегрева стенки (175° С) было достигнуто пленочное кипение.

Фитили из нескольких слоев связанной сетки благоприятствуют распространению пузырька у стенки. Эти явления необходимо учитывать и для тепловых труб с металлическими теплоносителями. В работе Морица [38] опыты проводились с натриевыми тепловыми трубами, фитили которых были изготовлены из сеток с размерами ячеек 390 и 75 *мкм*. Тепловые трубы располагались горизонтально, толщина фитиля составляла 1 *мм*. С фитилями из 11 слоев более мелкой сетки можно было передавать значительно более высокие тепловые нагрузки без кризисных явлений, чем с фитилями из 3 слоев крупной сетки. Это можно объяснить меньшими перегревами при вскипании или большим количеством зародышей, так как последние трубы в противоположность первым не были тщательно прогреты и соответственно дегазированы. На тепловых трубах с крупной сеткой при повышенных тепловых нагрузках наблюдались местные перегревы от 100 до 200° С на внешней стенке зоны нагрева. Горячие пятна достигали в стационарном случае протяженности до 5 *мм*. Несмотря на это, часто тепловую нагрузку можно было значительно увеличить, прежде чем, наконец, наступал кризис. После охлаждения тепловых труб перегревы появлялись постоянно на одном и том же месте, главным образом в верхней половине зоны нагрева. В некоторых случаях при увеличении тепловой нагрузки наблюдались также дополнительные местные перегревы в нижней половине трубы. Кризисные явления без последующего повышения нагрузки никогда не наступали. Напротив, тепловая труба с сеткой, имеющей ячейки размером 75 *мкм*, была разрушена за несколько секунд, хотя вплоть до разрушения местные перегревы стенки не были замечены. Это подтверждает предположение, что после активации зародыша пара для фитиля из тонких се-

ток следует ожидать распространения пленки пара вдоль стенки при меньших тепловых потоках, чем для фитиля из крупных сеток

В работах Феррела с сотр [37, 39, 40, 50, 51] процесс теплосъема в пористом теле изучался на модельных экспериментальных участках Для получения пористого тела, наиболее хорошо поддающегося расчету, использовалась структура, образованная не связанными друг с другом металлическими шарами одинакового размера В работе [40] пористое тело, составленное шарами из монеля, было затоплено водой при атмосферном давлении, обогрев производился снизу Сверху шары прижимались сеткой Последовательно использовались шары разных размеров (диаметром от 127 до 1270 *мкм*), измерялись тепловой поток и разность температуры стенки и температуры насыщения По мере увеличения теплового потока первоначально наблюдалась линейная зависимость между q и Δt, затем при определенном значении теплового потока (критическом тепловом потоке) небольшое увеличение q приводило к очень быстрому повышению температуры поверхности

Полученная линейная зависимость q от Δt не характерна для объемного кипения Механизм теплопереноса заключается в передаче тепла теплопроводностью через шарик и тонкую пленку жидкости примерно постоянной толщины, причем пленка поддерживается в пористом материале капиллярными силами в пределах первого слоя частиц Пар проходит через узкие проходы между шарами Ограничение теплового потока вызвано способностью пористого материала устойчиво удерживать слой жидкости на теплопередающей поверхности Слой этот непрерывно подпитывается за счет перетока жидкости по капиллярным проходам, обеспечивая непрерывное испарение со свободной поверхности жидкости Расчеты теплообмена для модели теплосъема, соответствующей кубической упаковке шаров, дали удовлетворительное количественное и качественное согласие результатов опытов с расчетом

Критические тепловые потоки, измеренные в опытах, оказались бо́льшими для структуры из более мелких шаров. Уменьшение толщины пористой структуры также приводило к увеличению критических тепловых потоков Исходя из предложенной ими модели теплосъема, авторы работы [40] рассчитали значения критических потоков Критическими в расчетах принимались потоки, при которых капиллярные силы и гравитационный подпор оказывались недостаточными, чтобы преодолевать сопротивление при течении паровой фазы в капиллярной структуре При кризисе паровая фаза расширяется и выдавливает жидкость даже из пор первого ряда шаров. Экспериментальные и рассчитанные значения критических тепловых потоков находились в удовлетворительном согласии, что

служит подтверждением предложенного механизма теплосъема и наступления кризиса

В работе [39] подобные опыты проведены в условиях, близко имитирующих работу тепловой трубы Коэффициенты теплопередачи в этих опытах вплоть до критических тепловых потоков также оставались постоянными Таким образом, и эти эксперименты подтверждают, что небольшая толщина' слоя жидкости у стенки сохраняется постоянной вплоть до кризиса (т е вытеснения его паром) В стационарном состоянии не обнаруже ю кипения ни по результатам измерений, ни визуальными наблюдениями Опыты проводились с шарами как из монеля, так и из стекла Значения коэффициентов теплопередачи для фитиля со стеклянными шарами при тех же условиях были в несколько раз ниже Удовлетворительное согласие расчетов, основанных на модели тонкого слоя, с экспериментами получено во всех случаях, за исключением фитиля из шаров самых малых диаметров (254—318 *мкм*), когда в первых опытах коэффициенты теплопередачи были постоянными, но ниже расчетных Критические тепловые потоки также были меньше, чем в последующих опытах с этим же фитилем По-видимому, поверхность раздела фаз в этом случае первоначально была не в первом слое шаров, что и привело к меньшему значению коэффициента теплопередачи

Найдено, что критические тепловые потоки уменьшаются с увеличением угла наклона трубы Это подтверждает предположение о том, что кризис связан с осушением фитиля при разрыве мениска и вытеснением жидкости Уравнение, составленное для критических тепловых потоков, исходя из капиллярных ограничений, предсказывает линейное изменение $q_{кр}$ от φ при условии постоянности объемного содержания жидкости в фитиле В экспериментах с фитилем из монелевых шаров диаметрами 510—630 *мкм* наблюдалось отклонение от линейности (точнее, переход от кривой с одной расчетной пористостью по жидкости к кривой, предполагающей другую пористость) По-видимому, при больших углах наклона φ фитиль не был полностью заполнен даже в первом слое шаров (имелись пустоты там, где был наибольший диаметр пор)

Эксперименты на воде и калии также были выполнены с использованием мелкопористых материалов — войлочного фитиля из нержавеющей стали FM1308 [37, 51] и фитиля из спеченного стального порошка Параметры фитилей были следую щие: толщина 3,2 и 1,5 *мм*, объемная пористость 0,58 и 0,61, проницаемость $0{,}55 \cdot 10^{-10}$ и $0{,}48 \cdot 10^{-10}$ $м^2$, высота капиллярного поднятия 0,26 и 0,35 *м* соответственно Экспериментальная установка, использовавшаяся в обеих работах, одна и та же (рис 3 12) Фитиль имел вид прямоугольника шириной 4,5 *см* и длиной 30,5 *см*. Испарение происходило в верхней части фитиля на высоте 5,08 *см*, нижняя часть фитиля была опущена

в жидкость. Нагрев осуществлялся излучением от графитового нагревателя через блок из нержавеющей стали, в котором были заделаны два ряда термопар для нахождения температуры стенки и удельных тепловых потоков. Проводились измерения температуры объема жидкости в установке и температуры пара. Опыты могли проводиться как при вертикальном, так и при горизонтальном положении фитиля. Экспериментальные данные для воды при температуре 100° С и для калия при 593° в опытах с войлочным стальным фитилем даны на рис. 3.13. Для воды коэффициенты теплоотдачи при испарении из фитиля составляли 11,3 *квт*/(*м*²·°С) как для вертикального, так и для горизонтального его положения. Для калия при вертикальном положении фитиля коэффициент теплоотдачи несколько увеличивался с увеличением удельных тепловых потоков, стремясь к постоянному значению 10,2 *квт*/(*м*²·°С). В опытах с использованием фитиля из спеченного стального порошка при вертикальном положении, наоборот, значение коэффициента теплоотдачи для калия уменьшалось с увеличением тепловых потоков от 18,2 до 14,8 *квт*/(*м*²·°С). Расчеты коэффициента теплоотдачи, исходя из теплопроводности полностью насыщенного жидкостью фитиля, дали близкие к экспериментальным результаты для калия, но не для воды, что указывает на различие моделей парообразования для калия и воды.

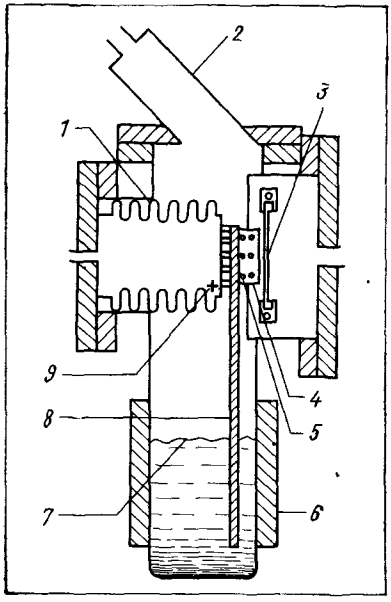


Рис. 3.12. Схема установки:
1 — сильфон; *2* — конденсатор; *3* — графитовый нагреватель; *4*— обогреваемый блок; *5* — термопара; *6* — нагреватель парогенератора; *7* — уровень жидкости, *8* — фитиль; *9* — ось вращения

Попытаемся представить основные модели теплопереноса и парообразования в пористых фитилях, а также изменение процессов по мере увеличения теплоподвода. На рис. 3.14 схематично представлены три такие модели.

Модель I. Весь фитиль насыщен жидкостью и парообразование идет с его поверхности.

Модель II. Жидкостью насыщен слой фитиля, непосредственно прилегающий к поверхности нагрева, поверхность раздела пар — жидкость заглублена в пористый фитиль.

Модель III. Паровая фаза располагается преимущественно у поверхности нагрева. Фитиль насыщен жидкостью главным образом в верхней части, прилегающей к паровому каналу.

На этом же рисунке качественно дано изменение перепада температур пар — стенка в зависимости от теплового потока для случаев, в которых преимущественно реализуется та или иная модель парообразования.

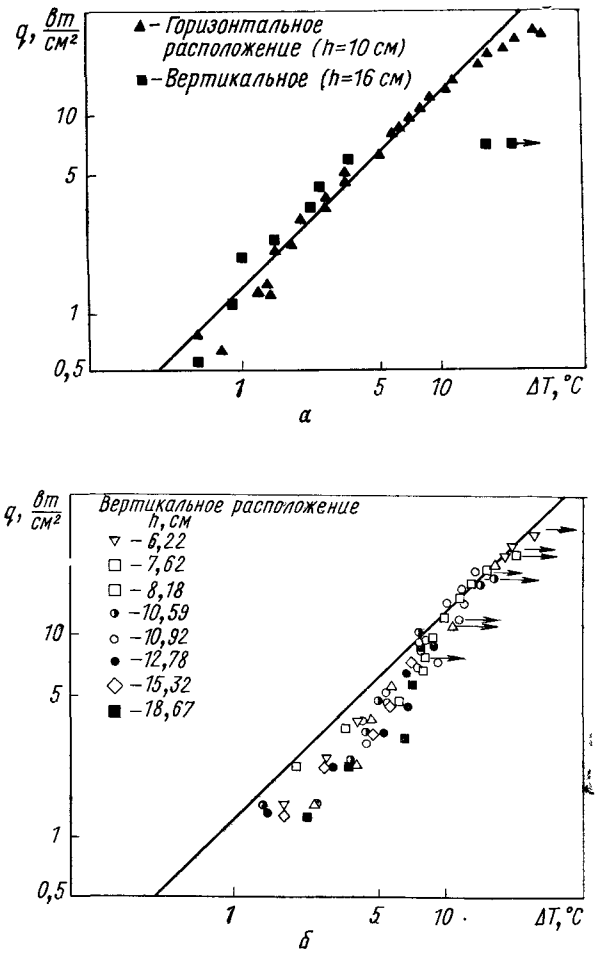


Рис. 3 13. Удельные тепловые потоки, представленные в зависимости от перепада температур пар — стенка при испарении из мелкопористого фитиля [37, 51]:

а — вода, *б* — калий, *h* — высота фитиля над объемом жидкости в парогенераторе; стрелка около экспериментальной точки указывает на наличие кризиса

Для жидких металлов, имеющих хорошую теплопроводность и большие перегревы при вскипании, как правило, вплоть до кризисных явлений может сохраняться модель I парообразова-

ния и коэффициенты теплоотдачи могут иметь почти постоянные значения (см. рис. 3.14, *а*). Кризис, т. е. осушение фитиля, может наступать вследствие двух причин: из-за вскипания теплоносителя (наличие больших перегревов при вскипании приводит к «запариванию» капиллярной структуры) либо вследствие капиллярных ограничений, которые вызваны действием давления при фазовом переходе в совокупности с другими

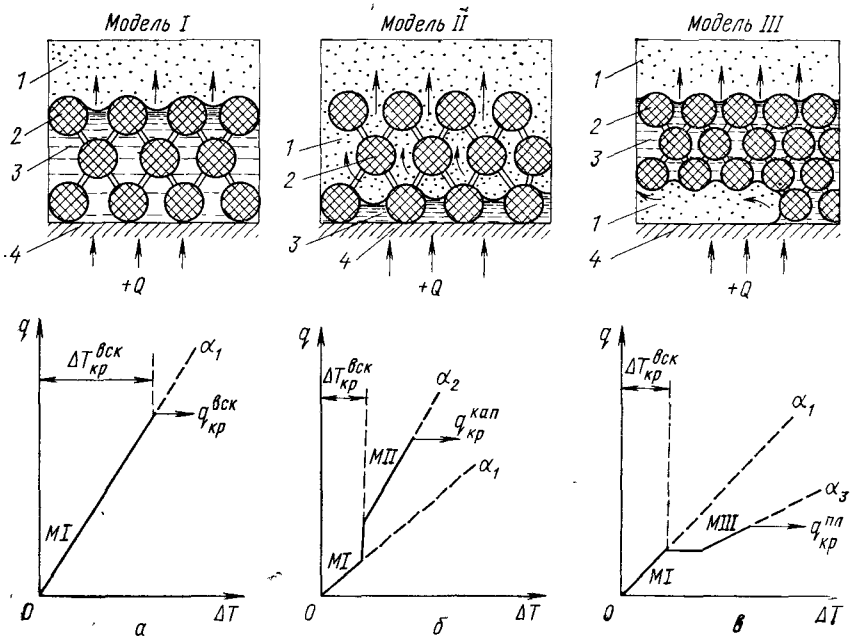


Рис. 3.14. Модели парообразования в фитилях и измеиение удельного теплового потока в зависимости от температурного перепада:
1 — пар; *2* — фитиль; *3* — жидкость; *4* — стенка

потерями по парожидкостному контуру. Модель I будет иметь место и для низкотеплопроводных неметаллических жидкостей при относительно невысоких удельных тепловых потоках, когда парообразование еще не началось (см. рис. 3.14, *б* и *в*). Однако сколько-нибудь заметной эта область может быть лишь при высокой теплопроводности «скелета» фитиля (т. е. его металлической основы).

При вскипании низкотемпературных жидкостей внутри фитиля парожидкостная структура и механизм парообразования перестраиваются, причем реализуется либо модель II, либо модель III. Модель II, как это показали, например, описанные выше работы Феррела и др. [39, 40], характерна для гомогенной структуры фитиля. Кризис обусловлен выдавливанием жидкости из близлежащих к нагреваемой поверхности пор, т. е. вызван

наступлением капиллярных ограничений. Вклад гидравлического сопротивления при течении пара внутри пористой структуры часто является основным в балансе давлений, который определяет критическую нагрузку.

Сравнение критических тепловых потоков, полученных в опытах [51] на калии и воде, с расчетом по формуле, основанной на модели капиллярных ограничений, показало следующее. Для калия получено удовлетворительное согласие расчета с экспериментом, что указывает на существование первой модели механизма парообразования, когда фитиль полностью насыщен жидкостью, а испарение идет с его поверхности. Для воды такая модель парообразования оправдана лишь при относительно малых тепловых потоках. При больших потоках экспериментальные значения $q_{кр}$ оказываются существенно ниже расчетных, что указывает на парообразование внутри фитиля и лишь частичное заполнение его жидкостью.

Для выяснения модели парообразования в работе [51] предприняты измерения электрического потенциала зондом, перемещающимся поперек фитиля, состоящего из не связанных между собой стеклянных шариков малого размера (диаметрами 250—320 *мкм*), сверху закрытых сеткой. На основе сравнения измерений в работающей и неработающей тепловой трубе найдено, что пар генерируется вблизи нагреваемой стенки внутри фитиля, т. е. в указанных условиях имеет место модель III парообразования.

Чтобы выявить особенности неоднородных фитилей, проводили также эксперименты с фитилями, состоящими из двух слоев. Один слой толщиной 2,03 *мм* имел поры размером около 70 *мкм*, второй, толщиной 0,508 *мм*, выполнялся с порами 30 *мкм*. Двуслойный фитиль был спечен из порошков (материал — нержавеющая сталь) и имел размеры 6,99×25,4 *см* при толщине 2,54 *мм*. Такие же размеры имели однородные фитили с порами 70 и 30 *мкм*. Полученные данные приведены в табл. 3.2.

Эти данные показывают, что лучшим из гомогенных фитилей оказывается крупнопористый. Двухслойный фитиль с мелкими порами у поверхности нагрева хотя и дает возможность иметь более высокие критические тепловые потоки, однако теплоотдача в нем хуже.

В работе [52] с помощью инфракрасного детектора и микроскопа высокой разрешающей способности проведены наблюдения на водяных тепловых трубах с фитилями из медных сеток, никелевого и медного войлока, из спеченных порошков меди или никеля. Обращалось большое внимание на обеспечение хорошего термического контакта фитиля со стенкой, а также на дегазацию воды.

Наблюдения показали, что когда фитиль хорошо контактирует с нагреваемой поверхностью, то пленка жидкости в фи-

Таблица 3.2а

Критические тепловые потоки в зависимости от длины адиабатической зоны при испарении воды из пористых однородных и неоднородных фитилей [51]

Длина адиабатической зоны, *м*	Критические тепловые потоки [*дж*/(*м*²·*сек*·°К)] для фитилей с размером пор			
	30 *мкм*	30 и 70* *мкм*	70 и 30* *мкм*	70 *мкм*
0,152	44 160	82 020	55 200	91 480
0,127	47 320	85 180	56 780	107 000
0,102	52 050	101 000	59 940	107 000

Таблица 3.2б

Коэффициенты теплоотдачи при испарении воды из пористых однородных и неоднородных фитилей [51], *дж*/(*м*²·*сек*·°К)

30 *мкм*	30 и 70* *мкм*	70 и 30* *мкм*	70 *мкм*
2730	3180	5220	8520

* В табл. 3.2а и 3.2б первый размер пор дан для слоя, прилегающего к поверхности нагрева.

тиле равномерно распределена в зоне испарения и имеет примерно постоянную толщину. Толщина пленки меньше толщины фитиля, но заглубление ее поверхности трудно предсказать, поскольку оно зависит от детальной структуры фитиля. Можно, однако, постулировать, что жидкость отступает вглубь фитиля до уровня, где капиллярные силы максимальны, а потери на трение при течении жидкости минимальны.

Детальные наблюдения не обнаружили макроскопических проявлений пузырькового кипения. Хотя существование очень малых пузырей возможно, в опытах они не наблюдались. Как данные по теплоотдаче, так и данные по критическим тепловым потокам показывают, что механизм пузырькового кипения не столь важен при рассмотрении моделей процесса. Наличие фитиля затрудняет или даже препятствует процессу образования больших пузырей, с которыми обычно бывает связано пузырьковое кипение. Важен вывод: поскольку нет паровой пленки, которая обычно сопровождает пузырьковое кипение, то тепловые трубы способны к теплоотводу при бо́льших тепловых нагрузках, чем при ядерном кипении.

Если контакт фитиля с нагреваемой поверхностью плохой, то преобладает совершенно иной механизм парообразования.

В области плохого контакта генерируется большое количество пара внутри насыщающей фитиль жидкости. Пар должен проходить через насыщенный жидкостью фитиль. Сопротивление жидкости приводит к тому, что при этом возникают пульсации, выбросы капель и брызг.

При хорошем контакте фитиля со стенкой процесс теплопередачи очень стабилен. Процесс осушения развивается медленно и не сопровождается флуктуациями и пульсациями.

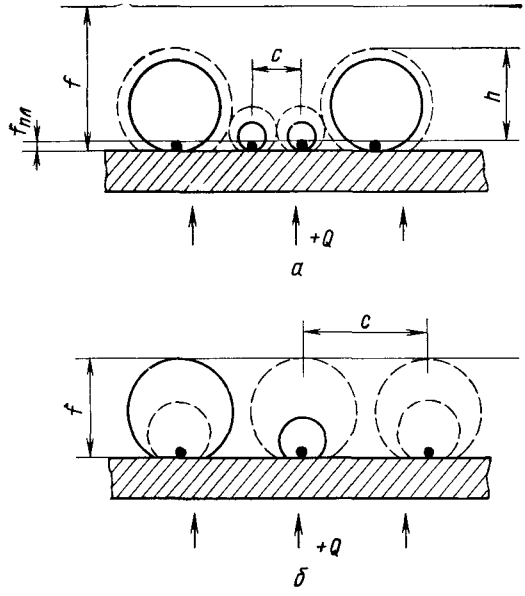


Рис. 3.15. Образование пузырьков при кипении в тоиком слое жидкости

Осушение начинается при четко определенном значении теплового потока в наиболее чувствительной части испарителя (верхняя часть начала зоны нагрева). Тепловые трубы, имеющие наибольший капиллярный напор и малые потери давления на трение жидкости и пара, дают наибольшие значения критических тепловых потоков. Исходя из этих положений, следует для повышения $q_{кр}$ рекомендовать изготовление тепловых труб с экранами, покрывающими глубокие канавки в адиабатной зоне, и с мелкопористой капиллярной структурой (например, из спеченных порошков) в испарительной зоне. Когда желательно иметь высокие значения коэффициента теплоотдачи в зоне нагрева, канавочная структура с глубокими канавками предпочтительнее. В работе [52] показано, что предварительная оксидация меди дает хорошую гарантию смачивания медного фитиля в процессе работы.

Парообразование в открытых канавках рассмотрено, например, в работе [38]. Интерес при этом представляют особенности кипения в тонких слоях жидкости, т. е. в слоях, толщина которых соизмерима с диаметром пузырька пара. При этом можно различать два крайних случая (рис. 3.15): *а* — размеры слоя таковы, что пузырьки до момента выхода пара из жидкости касаются друг друга и сливаются; *б* — пузырьки не сливаются до момента выхода пара из жидкости.

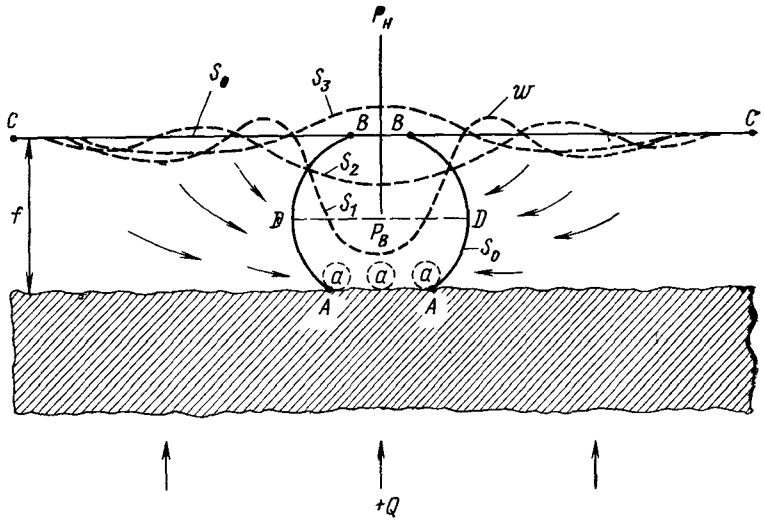


Рис 3.16 Разрушение пузырька пара при достижении им свободной поверхности жидкости

В случае *а* слияние пузырьков может привести к образованию либо более крупного пузыря (случай сводится к *б*), либо тонкой паровой пленки, которая уже способна приводить к локальному перегреву стенки.

Разрушение пузырька пара, соприкасающегося своей поверхностью с поверхностью слоя жидкости, происходит следующим образом (рис. 3.16). Если в верхней части пузыря возникло небольшое отверстие, то накладываются три эффекта, которые ведут к быстрому разрушению пузырька.

1. Так как давление пара в пузырьке $P_в$ больше, чем давление пара над жидкостью $P_н$, то пар стремится выйти из пузырька в области над жидкостью.

2. Из-за экстремальной кривизны образующих *A—B—C* в точках *B* образующие сокращаются очень быстро (уменьшается поверхность вследствие поверхностного натяжения).

3. Все образующие *D—D* стягиваются силами поверхностного натяжения.

В нижней половине полого шара образующие $A—A$ могут стягиваться беспрепятственно. При этом пленка жидкости смыкается у стенки, причем в определенных условиях небольшие объемы пара a могут сохраняться под пленкой и вновь служить для зарождения пузырьков. В верхней половине полого шара прежде всего расширяется отверстие $B—B$, так как вначале выравнивается кривизна вблизи точек B. Вызванная этим волна жидкости w идет по поверхности S_0 в направлении к точкам c. Спутное течение жидкости образуется в результате полученного распределения давления. Изменение формы поверхности показано пунктирными линиями S_1, S_2, S_3. Весь процесс происходит взрывообразно (в течение времени порядка 10^{-8} *сек*).

Для достижения больших тепловых нагрузок при парообразовании в тонком слое необходимо, чтобы отношения h к f (см. рис. 3.15) и соответственно c к f оставались постоянно больше единицы. Расстояние c между двумя зародышами недоступно предварительному расчету; необходимо хотя бы качественно представить, какие факторы оказывают влияние на h/f и c/f. Отношение h/f уменьшается при увеличении граничного угла, увеличивается с ростом тепловой нагрузки, давления насыщенного пара, шероховатости стенки, с ростом содержания газа в жидкости и с уменьшением теплопроводности и теплоемкости стенки. Итак, для достижения возможно бо́льших тепловых нагрузок на поверхности нагрева, покрытой тонким слоем жидкости, при отсутствии сил тяжести необходимо иметь: 1) малую толщину слоя f у стенки; 2) хорошее смачивание стенки жидкостью; 3) гладкие поверхности нагрева; 4) полностью дегазированные, отфильтрованные и чистые жидкости; 5) большую теплопроводность и теплоемкость стенки.

Если эти условия выполнены в достаточной степени, то h/f и c/f больше единицы и образования сплошной паровой пленки не произойдет, не наступит и кризис.

Парообразование в открытых канавках в основном соответствует парообразованию в тонком слое. Если пузырек достигает поверхности раздела фаз, то он быстро лопнет. Неизвестно, останется ли в основании желобка остаточный пузырек, который будет служить зародышем. При очень острых желобках этого можно ожидать и, следовательно, перегрев стенки, необходимый для роста пузырька, может быть очень маленьким. Отметим, что образование пузырьков может влиять на сопротивление потоку жидкости, хотя не будет приводить к отказу в работе тепловой трубы с канавочной капиллярной структурой. Расчетные соотношения имеются лишь для случая невозмущенного (без кипения) потока жидкости в канавках.

Образование пузырьков в тепловых трубах нарушает их работу также из-за уноса жидкости в пар при разрыве пузырьков. Жидкость распыляется в паровом пространстве. Часть распыленной жидкости, не достигая противоположной стенки, уно-

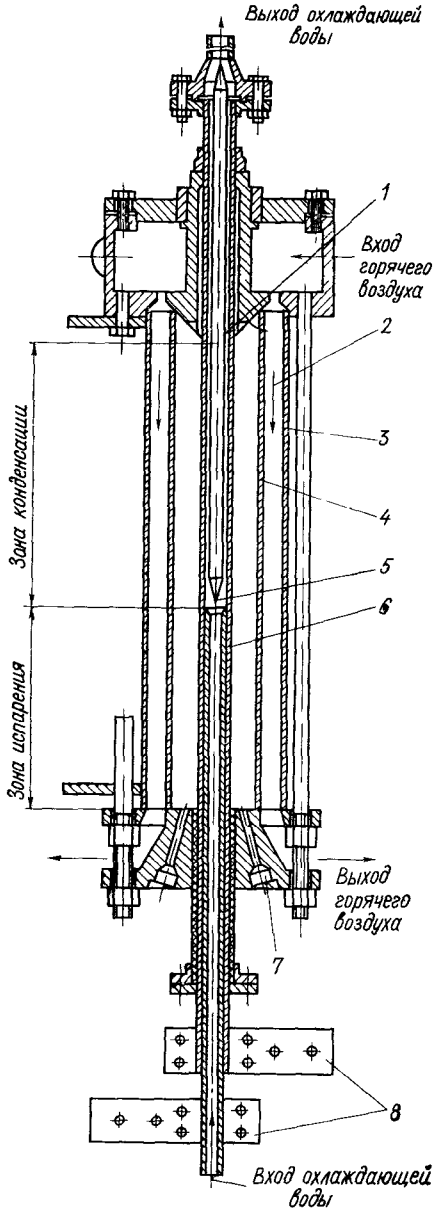


Рис. 3 17. Тепловая труба для визуального наблюдения за процессом кипения:

1 — термопара, *2* — горячий воздух, *3* — наружная стеклянная труба, *4* — внутренняя стеклянная труба, *5* — термопара, *6* — стальная труба с фитилем (канавки), *7* — вывод термопар и датчиков давления, *8* — токоподводы

сится паровым потоком в направлении холодного конца тепловой трубы и теряется для теплопередачи. Другая часть, приобретая некоторую скорость в направлении течения пара и возвращаясь в слой жидкости, замедляет его.

Кроме того, пузырьки нарушают непрерывное течение жидкости и образуют поверхностные волны. При высоких значениях тепловых потоков число пузырьков возрастает, и, в конце концов, течение жидкости прерывается.

В работе [53] проведены визуальные наблюдения за образованием пара и распределением жидкости в специально сконструированной водяной тепловой трубе (рис. 3.17). Тепловая труба состояла из трех вертикально расположенных концентрических труб: находящаяся в центре стальная труба внешним диаметром 20 *мм* имела капиллярную структуру в виде канавок на внешней поверхности; две концентрически расположенные вокруг нее трубы изготовлены из стекла. Нижняя часть стальной трубы обогревалась с помощью электронагревателя, а верхняя часть охлаждалась потоком воды.

При удельном тепловом потоке через боковую поверхность до 20 *вт/см*^{2} на ней наблюдалось только поверхностное испарение. При этом скорость пара была настолько мала, что поверх-

ность оставалась абсолютно гладкой. Увеличение плотности теплового потока на 10—20% приводило к образованию большого количества пузырьков в жидкости фитиля и разбрызгиванию жидкости на стеклянную стенку. Поверхностные волны, образующиеся в местах пузырения, распространялись вдоль капилляров. По мере того как увеличивались потери жидкости вследствие разбрызгивания и жидкость не возмещалась за счет подачи по капиллярам, происходило высыхание жидкости в фитиле.

Таблица 3.3

Радиальные тепловые потоки, полученные в экспериментах с тепловыми трубам

Теплоноситель	Фитиль	Температура, °С	Удельный тепловой поток, *вт/см²*	Литература
Гелий	Сетка из нержавеющей стали	—269	0,09	[54]
Азот	То же	—163	1,0	[54]
Аммиак	Различные фитили	20—40	5—15	[55]
Этанол	Сетка из нержавеющей стали (4; 254 *мкм*)*	90	1,1	[56]
Метанол	Никелевая	25—30	0,03—0,4	[57]
	Никелевый войлок	30	0,24—2,6	[57]
	Сетка горизонтальная (1; 127 *мкм*)	25	0,09	[57]
	То же, с отрицательным наклоном в 2,5 *см*	25	0,03	[57]
Вода	Различные фитили	140—180	25—100	[55]
	Сетка	90	6,3	[56]
	Сетка из нержавеющей стали (254 *мкм*)	90	4,5	[56]
	Никелевый войлок	90	6,5	[57]
	Спеченная медь	60	8,2	[58]
Ртуть	Сетка из нержавеющей стали	360	180	[59]
Калий	То же	750	180	[59]
	Различные фитили	700—750	180	[55]
Натрий	Сетка из нержавеющей стали	760	230	[59]
	Различные фитили	850—950	200—400	[55]
	Сетка из нержавеющей стали (3; 390 *мкм*)	925	214	[60]
	То же (508; 7 *мкм*)	775	1250	[61]
Литий	Ниобий с 1% циркония	1250	205	[55]
	То же	1500	115	[62]
	SGS-тантал	1600	170	[62]
	W-26 Re с канавками	1600	120	[63]
	W-26 Re с канавками	1700	120	[63]
Серебро	Тантал с 5% вольфрама	—	410	[63]
	W-26 Re с канавками	2000	155	[63]

* В скобках указаны число слоев сетки и размер ячейкн.

Дальнейшее увеличение тепловой нагрузки приводило к образованию множества пузырьков собирающихся в большие пузыри. Нагретая стенка полностью высыхала, а температура

стенки быстро возрастала. Несмотря на обилие жидкости, нагреваемая стенка не смачивалась из-за явления Лейденфроста. После прекращения подачи тепла стенка не восстанавливала свою смачиваемость до тех пор, пока ее температура не достигала температуры насыщения пара. Горячая стенка охлаждалась главным образом с помощью теплопроводности, фронт жидкости медленно продвигался, постепенно закрывая перегретое пятно.

В заключение для того, чтобы дать читателю представление о радиальных тепловых потоках, полученных в экспериментах с различными теплоносителями, приведем табл. 3.3. Это не критические тепловые потоки. Однако они дают представление об уровне значений, достигнутых в настоящее время. Конечно, эти значения следует соотносить с условиями проведения опытов. Описание опытов приведено в оригинальной литературе, на которую даны ссылки.

§ 3.3. ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ

Не останавливаясь на общих вопросах конденсации, которые детально изложены в литературе, обратимся к специфике процессов конденсации в тепловых трубах. Наибольший интерес применительно к тепловым трубам могут представлять следующие вопросы:

1) происходит ли теплоотвод на всей поверхности фитиля или лишь на поверхности менисков жидкости;

2) какова в процессе теплообмена при конденсации роль термического сопротивления фазового перехода;

3) какое влияние в процессе тепло- и массообмена при конденсации оказывают неконденсирующиеся газы;

4) какое влияние на тепло- и массообмен при конденсации оказывает многокомпонентность теплоносителя.

Рассмотрим каждый из поставленных вопросов.

Размер поверхности теплообмена при конденсации. Зачастую мокрая точка в тепловой трубе располагается либо в конце конденсаторной зоны, либо в средней ее части, и тогда часть поверхности фитиля может оказаться не закрытой менисками жидкости. Поскольку в тепловых трубах для фитилей используются смачиваемые материалы, то, согласно теории зарождения новой фазы, на обращенной в паровое пространство поверхности фитиля для образования жидкости практически не требуется переохлаждения и на ней образуется слой жидкости, из которого под действием капиллярных и других сил жидкость стекает в поры фитиля. В тонких слоях движение может осуществляться под действием расклинивающего давления. Однако, по-видимому, в большинстве случаев транспортировка конденсата с поверхности фитиля происходит за счет капиллярных и гравитационных эффектов, а также за счет трения о пар-

Термическое сопротивление фазового перехода при конденсации. Сразу отметим, что для низкотемпературных жидкостей термическое сопротивление фазового перехода, как правило, ничтожно мало и его можно не учитывать. Для тепловых труб с жидкометаллическими теплоносителями оно может быть заметным лишь при низких давлениях пара. Это сопротивление следует учитывать для тепловых труб в пусковых режимах, а также для паровых камер, если они работают при пониженных давлениях пара.

Как уже указывалось в § 3.1, для осуществления видимого процесса фазового перехода необходимо, чтобы условия равновесия между паровой и жидкой фазами были нарушены. При конденсации необходимо, чтобы температура насыщения пара была выше температуры поверхности жидкости. В тепловых расчетах удобно имеющийся при этом скачок температуры на границе пар—жидкость связать с понятиями термического сопротивления или коэффициента теплоотдачи при фазовом переходе и определить их как

$$R_{\Phi} \equiv 1/\alpha_{\Phi} = \Delta t_{\Phi}/q = \Delta t_{\Phi}/(rG + c_p G \Delta t). \qquad (3.12)$$

Массовый поток вещества в формуле (3 12) может быть вычислен при использовании зависимостей (3.1), (3.2), если известен коэффициент конденсации. Отметим, что при малой интенсивности фазового перехода α_{Φ} не зависит от удельного теплового потока.

Авторами проведены непосредственные измерения скачков температуры на границе раздела фаз для конденсации с постоянно обновляющейся поверхностью раздела [9]. С помощью подвижных термопар измерялось распределение температур в паровой области, в конденсате, наполнявшем ванночку — конденсатор, и в стенке конденсатора. При этом могли быть определены как теплоотдача на границе раздела фаз пар—жидкость, так и контактные сопротивления на границе раздела жидкий металл—твердая стенка из нержавеющей стали. Примеры измеренных распределений температур даны на рис. 3.18. Поскольку при повышенных температурах значения коэффициента теплоотдачи α_{Φ} возрастают и точность их измерений уменьшается, помимо опытов с подвижной термопарой авторами были проведены также опыты по измерению теплоотдачи при конденсации натрия на вертикальной стенке. Высокая точность измерений обеспечивалась, в частности, заделкой термопар в медную, покрытую тонким слоем стали стенку конденсатора.

При отсутствии примесей в конденсате контактного сопротивления для натрия и калия, находящихся у стальной стенки, не обнаружено. Коэффициенты теплоотдачи при фазовом переходе в условиях тщательной очистки паров от неконденсирую-

щихся газов соответствовали расчетным газокинетическим соотношениям при коэффициенте конденсации, близком к единице (рис. 3.19). При давлениях пара выше 0,1 *атм* значения коэффициентов теплоотдачи столь велики, что точное определение их становится затруднительным и теряет практический интерес. Это подтвердили опыты по конденсации быстро движущегося калия в трубах.

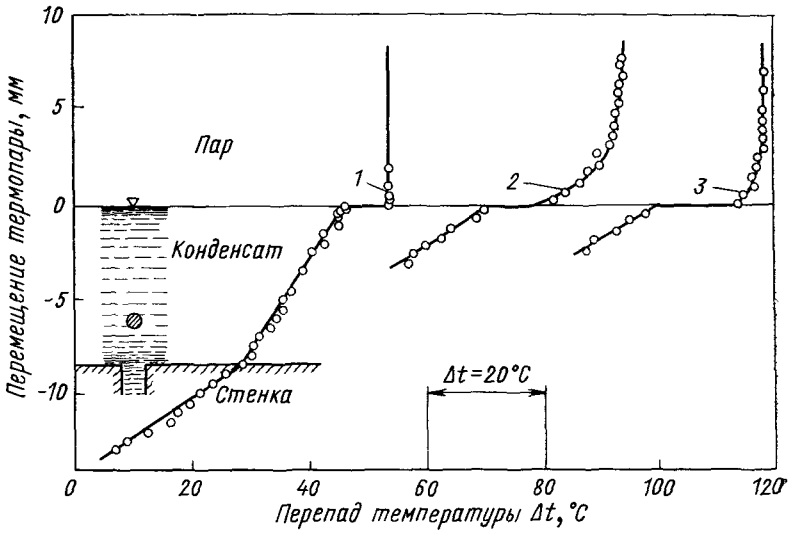


Рис. 3.18. Примеры измеренных при конденсации в опытах ФЭИ распределений температур в паре, конденсате и стенке конденсатора:

1 — чистый пар калия при 349° С, *2* — пар лития с добавкой гелия при 767° С, *3* — пар натрия с добавкой лития при 800° С

В экспериментах на ртути [9] имелась возможность сток жидкости осуществлять не с краев ванночки, а со дна, т. е. прекращать обновление поверхности. В этом случае, как показали визуальные наблюдения, на свободной поверхности жидкого металла накапливались загрязнения — происходило помутнение зеркально чистой поверхности ртути. Измерения $\alpha_ф$ указывали на постепенное уменьшение коэффициента конденсации. Загрязнения состояли, по-видимому, из неблагородных металлов, растворимых в ртути, и их окислов. При испарении ртути вместе с ее атомами в паровую фазу уносятся атомы неблагородных металлов (никеля, железа и др.) из адсорбированного на поверхности ртути слоя. Окисление неблагородных металлов происходит в паровой фазе и на поверхности конденсата в результате взаимодействия с кислородом воздуха, следы которого могут быть в ртутном паре. Известно, что

дистилляция ртути в присутствии воздуха наиболее эффективна для уменьшения содержания неблагородных металлов [73].

Увеличение термического сопротивления фазового перехода вследствие накопления поверхностных загрязнений в жидкости, по-видимому, может наблюдаться и в ртутных тепловых трубах или паровых камерах, однако их влияние сказывается лишь

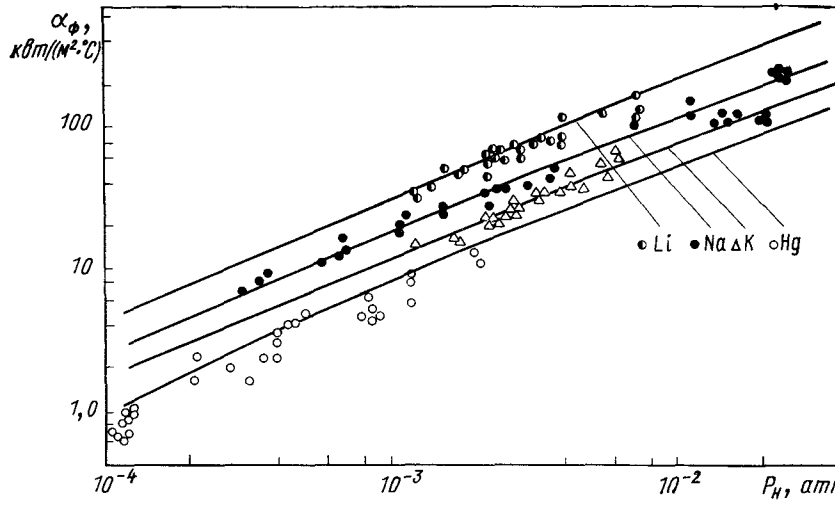


Рис 3 19 Зависимость коэффициента теплоотдачи при фазовом переходе от давления пара (точки — эксперименты ФЭИ по конденсации щелочных металлов и ртути; линии — расчет по газокинетическим зависимостям при $f=1$)

при весьма низких давлениях пара. Щелочные металлы не способны образовывать на своей поверхности пленку из окисленных инородных металлов, и для них не следует ожидать подобных эффектов.

К существенному снижению интенсивности теплообмена при конденсации приводит попадание в паровое пространство трубы неконденсирующихся газов.

Тепло- и массообмен при конденсации в присутствии неконденсирующихся газов. При наличии неконденсирующихся газов в паровом пространстве тепловой трубы, чтобы найти распределение газа в ней и изменение коэффициентов теплопередачи, необходимо привлечь известное уравнение диффузии:

$$\rho d\rho_{i0}/d\tau = \operatorname{div}\left[\rho D\left(\nabla\rho_{i0} + K_т \Delta T/T + K_р \nabla P/P\right)\right] + G_{Vi}, \quad (3.13)$$

где $K_т$ и $K_р$ — коэффициенты термо- и бародиффузии соответственно. Как правило, в рассматриваемых нами условиях эффектами термо- и бародиффузии можно пренебречь ($K_т=0$;

$K_р=0$) и ограничиться стационарной во времени задачей. Тогда дифференциальное уравнение диффузии приобретает простой вид:

$$\mathbf{W}\nabla\rho_{i0} = D\nabla^2\rho_{i0} + G_{vi}/\rho. \qquad (3.14)$$

При одномерной задаче использование граничных условий (рис. 3.20), когда известны P — полное давление и $P_к''$ — парциальное давление пара у поверхности конденсации, приводит к формуле Стефана:

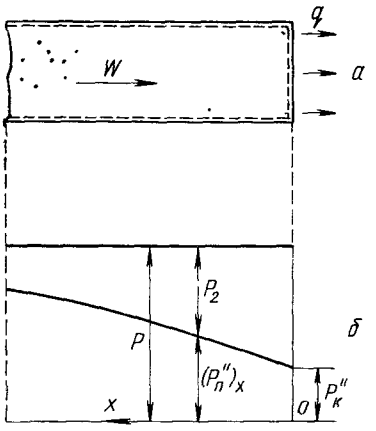


Рис. 3.20. К вопросу о конденсации в присутствии неконденсирующихся газов:

а — конденсатор, *б* — распределение давлений пара и газа по нормали к поверхности конденсатора

$$G = \frac{DPM}{x\tilde{R}T}\ln\frac{P - P_к''}{P - (P_п)_x''}. \qquad (3.15)$$

Вследствие оттока массы пара из смеси у поверхности конденсации происходит накопление неконденсирующихся газов. Изменение концентрации газа в одномерном случае подчиняется экспоненциальному закону, причем чем больше тепловой поток при конденсации, тем больше показатель экспоненты, тем сильнее меняется парциальное давление газа по мере приближения к стенке.

Понижение парциального давления пара по мере приближения к поверхности конденсации приводит соответственно и к понижениям температуры насыщения смеси. Обусловленный этим перепад температуры в парогазовом слое, хотя он целиком определяется явлениями массопереноса, для удобства тепловых расчетов часто связывают с тепловым потоком при конденсации и используют понятие диффузионного термического сопротивления:

$$R_т^{диф} = \Delta t_{диф}/q = \frac{T\left(P_к'\right) - T\left(P\right)}{rG}. \qquad (3.16)$$

Применительно к тепловым трубам обычно приходится решать двумерную диффузионную задачу, причем в ряде случаев (чаще для низкотемпературных тепловых труб) эта задача является сопряженной — при переносе тепла необходимо учитывать также влияние теплопроводности стенки тепловой трубы.

Для тепловых труб с большим удельным теплопереносом вследствие того, что медленно протекающие диффузионные процессы не могут конкурировать с интенсивным конвективным переносом массы, обычно весь газ концентрируется в концевой

части конденсаторной зоны трубы, образуя газовую пробку, в месте нахождения которой, если нет добавочного обогрева, наблюдается резкий спад температуры. Если же скорости продольно обтекающего потока пара малы, а зона наиболее интенсивного теплоотвода расположена не в конце трубы, то возможно и «зависание» газа в этой зоне с образованием значительного диффузионного сопротивления в процессе тепло- и массопереноса при конденсации.

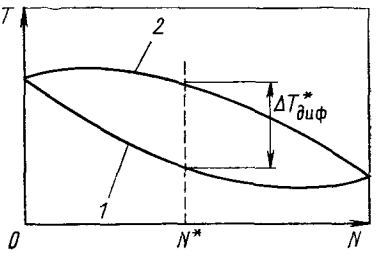


Рис. 3.21. Фазовая диаграмма температура — состав для бинарной смеси при P=const:
1 — состояние жидкости на линии насыщения, *2* — состояние пара

Тепло- и массообмен при конденсации многокомпонентных теплоносителей. Уравнения диффузии (3.13) и (3.14) справедливы и тогда, когда описывается процесс конденсации многокомпонентных смесей. У поверхности конденсации также формируется диффузионный слой, в котором имеет место изменение парциальных давлений компонент, и парциальное давление низкокипящего теплоносителя возрастает по мере приближения к поверхности теплоотвода. Однако в отличие от случаев с неконденсирующимся газом, когда поверхность раздела фаз непроницаема для этого компонента смеси, для смеси конденсирующихся паров поверхность раздела проницаема для всех компонентов.

Для одномерной задачи распределение высококипящего компонента в диффузном слое подчиняется соотношению

$$G_в = \frac{D_P M_в}{x\tilde{R}T} \ln \frac{N_0 - N_{ст}}{N - N_x}, \qquad (3.17)$$

где $G_в$ — массовый поток высококипящего компонента к поверхности конденсации; N_0, $N_{ст}$ и N_x — мольная концентрация высококипящего компонента соответственно в жидкости, паре у поверхности конденсата и на расстоянии x от нее.

Диффузионное сопротивление, вернее, перепад температуры насыщения в многокомпонентном диффузионном слое в отличие от случая с неконденсирующимся газом не может расти беспредельно. Предельное значение этого перепада температуры может быть найдено при использовании диаграммы температура—состав для заданного давления смеси. На рис. 3.21 для примера представлена такая диаграмма для бинарной смеси. При подаче в конденсатор пара с мольным соотношением компонентов N^* максимальный перепад температуры насыщения не может превышать $\Delta T^*_{диф}$. В замкнутых системах, какими являются тепловые трубы, возможно большее или меньшее разделение компонентов по длине трубы.

Глава 4

ДИНАМИКА ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

§ 4.1. ДИНАМИКА ПУСКА ТЕПЛОВЫХ ТРУБ. ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУР В ПУСКОВЫХ РЕЖИМАХ

Для практического использования тепловых труб необходимо знать, при каких условиях труба может быть выведена на рабочий режим, знать явления, мешающие пуску, иметь данные о распределении температур вдоль трубы. Работа тепловой трубы в пусковом режиме зависит от конструкционных особенностей трубы, от способов обогрева и охлаждения, от графика изменения во времени подводимой мощности. Тепловые трубы, как правило, предназначены для изотермической работы при определенной температуре и передаваемой мощности. Способ пуска тепловой трубы, не представляющий каких-либо осложнений, — изотермический ее разогрев (охлаждение) до рабочей температуры и постепенное увеличение подводимой к тепловой трубе мощности до заданного значения. Однако часто такой способ пуска неудобен или даже невозможен. Как правило, одновременно с разогревом осуществляется и отвод тепла от зоны конденсации тепловой трубы.

При пуске тепловой трубы возникают вопросы, какова допустимая скорость подвода тепла, возможен ли пуск тепловой трубы при данном способе подвода тепла и законе отвода его, какова связь между подводимой и передаваемой мощностью в зависимости от температур в трубе.

Перед рассмотрением этих вопросов остановимся на основных понятиях, необходимых для понимания процесса пуска.

Разновидности пусковых режимов. Можно наблюдать три основных пусковых режима, различающихся формой изменения профилей температур по длине трубы. Они представлены на рис. 4.1.

Равномерный пуск (см. рис. 4.1, *а*) наблюдается в том случае, когда плотность пара высока при температуре окружающей среды. При подводе тепла сразу возникает достаточная циркуляция теплоносителя. Такой пуск обычно может осуществляться довольно быстро и без каких-либо осложнений. Примеры равномерного пуска — пуск аммиачных тепловых труб, когда подвод тепла начинается при комнатной температуре.

Фронтальный пуск (см. рис. 4.1, *б*) наблюдается, когда плотность пара при температуре окружающей среды так

низка, что средний свободный пробег молекул превышает диаметр парового канала.

По мере нагрева плотность пара в горячей зоне возрастает и средний свободный пробег молекул становится малым по сравнению с диаметром парового канала. В горячей зоне пар течет уже как сплошная среда, в холодном же конце конденсатора наблюдается свободно-молекулярный режим течения. Между этими зонами существует переходная область. Существенным становится влияние сжимаемости, так как достигаются сверхзвуковые скорости течения пара. Возможна конденсация жидкости в виде капель внутри парового потока, поскольку пар образуется в условиях, близких к условиям насыщения, и затем переохлаждается при быстром расширении в сторону конденсационной зоны. При таком пуске теплоноситель зачастую в начальный момент при температуре окружающей среды находится в твердом состоянии. Примером фронтального пуска может служить пуск натриевой тепловой трубы с полностью удаленными из парового канала неконденсирующимися газами.

При интенсивном теплоотводе всегда есть опасность выпарить теплоноситель из зоны нагрева, сконденсировать и заморозить его в зоне охлаждения, прервав этим замкнутую циркуляцию теплоносителя. При таком пуске возможны перегрев зоны теплоподвода и пережог трубы.

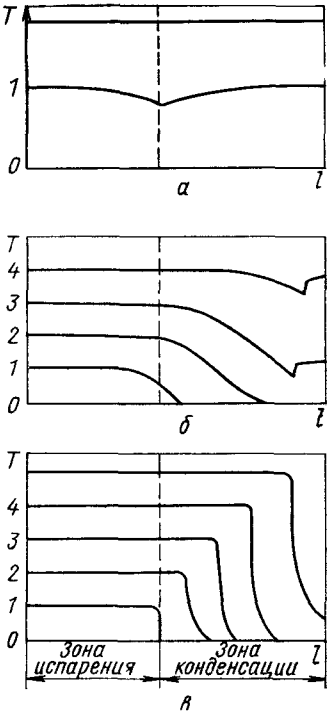


Рис 4 1 Распределение температур по длине тепловой трубы при различных условиях пуска:

а— равномерный пуск, *б*— фронтальный пуск при отсутствии неконденсирующихся газов, *в* — фронтальный пуск при наличии неконденсирующихся газов Нумерация режимов принята последовательной во времени

Фронтальный пуск тепловой трубы при наличии в ней неконденсирующихся газов (см. рис. 4.1, *в*). Сначала равномерно разогревается только зона нагрева. По мере возрастания давления пара неконденсирующийся газ оттесняется из области испарения. Это происходит до тех пор, пока давления пара и газа не выравняются и между ними не появится вполне определенная, хотя и несколько размытая, поверхность раздела. При дальнейшем росте температуры возрастает давление пара и увеличивается длина зоны, занятой паром. Пар будет оттеснять неконденсирующийся газ, сжимая его в холодном конце трубы. Такой пуск выполняется быстро и пред-

ставляет меньшую опасность в отношении пережога из-за вымораживания.

Описанные выше три пусковых режима представляют собой предельные случаи. Имеются, конечно, и различные промежуточные распределения температур при пуске, зависящие от плотности пара и количества неконденсирующихся газов перед пуском.

Измеренные распределения температур вдоль тепловой трубы. В общем случае пуска распределения температур по длине тепловой трубы в различные моменты времени определяются различными факторами, прежде всего такими, как уровень и скорость нарастания подводимой к трубе мощности, условия теплоотвода, теплофизические свойства теплоносителя.

Для многих технических задач интерес представляют квазистационарные распределения температур по длине высокотемпературных тепловых труб в режиме пуска из состояния с замороженным теплоносителем при подводе тепла только в зоне испарения без экранирования зоны конденсации.

Авторы книги проводили экспериментальные исследования распределений температур по длине натриевой тепловой трубы при фронтальном режиме пуска с малым количеством неконденсирующихся газов в паровом канале трубы и без газов. Распределения температур, измеренные с помощью подвижной микротермопары, расположенной непосредственно в паровом канале, при медленном разогреве горизонтальной натриевой тепловой трубы представлены на рис. 4.2. Время разогрева составляло около 90 *мин*. Начиная с режима *8* поля температур измерялись при стационарной работе тепловой трубы с указанной переносимой мощностью.

В процессе пуска в трубе имели место различные режимы течения пара в зависимости от температуры: свободно-молекулярный (от температуры плавления до 250° С), промежуточный (в пределах 250—400° С) и режим сплошного или вязкостного течения пара при температуре выше 400° С. Границы режимов течения парового потока обычно характеризуются значением числа Кнудсена (безразмерного параметра, определяемого как отношение среднего свободного пробега молекул L к характерному размеру канала). Для анализа течения пара в тепловой трубе за характерный размер можно принять диаметр парового канала $d_{\text{п}}$. Тогда границы перехода одного режима течения к другому определяются следующим образом: $L/d_{\text{п}}<0{,}01$ — вязкостное течение; $L/d_{\text{п}}>1{,}00$ — молекулярное течение; $0{,}01<L/d_{\text{п}}<1{,}00$ — промежуточный режим течения.

При низких давлениях пара средний свободный пробег молекул велик и характер молекулярного течения пара в основном определяется взаимодействием свободно движущихся молекул со стенками трубы. Молекулы пара соударяются между собой относительно редко. При высоких значениях давления

пара, когда средний свободный пробег молекул пара мал по сравнению с диаметром парового канала (число Кнудсена мало), соударения между молекулами происходят часто и характеристики вязкостного течения в этом случае определяются молекулярными взаимодействиями. Переход от молекулярного

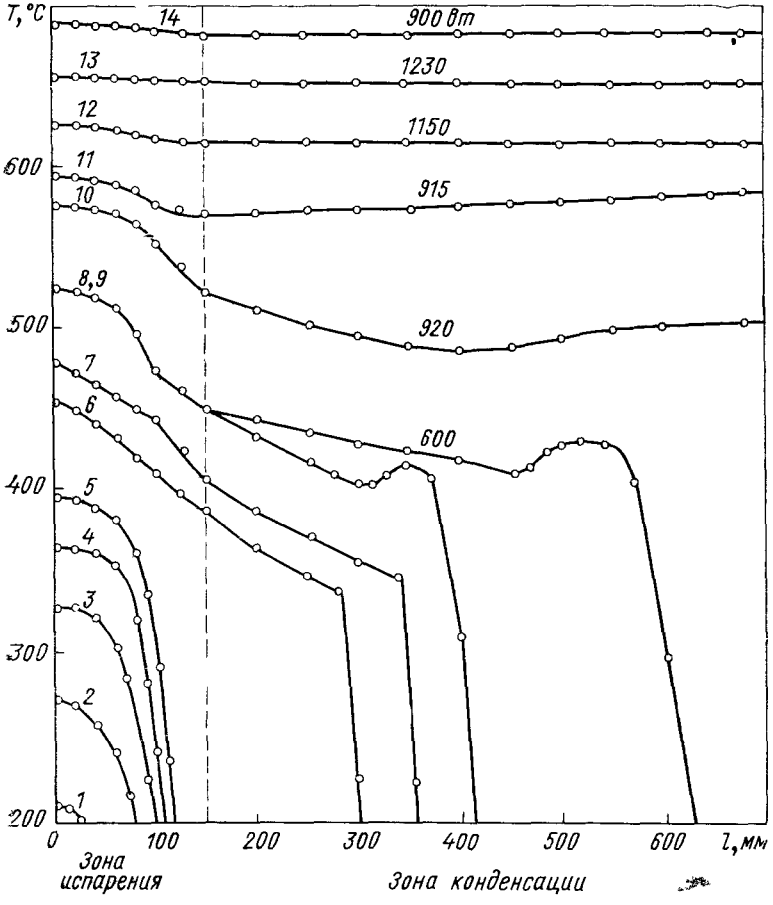


Рис 4 2 Распределение температур в квазистационариых режимах при пуске натриевой тепловой трубы

течения к вязкостному происходит при промежуточных значениях числа Кнудсена. В этом режиме течения оба типа соударений влияют на характер течения, а для описания течения обычно используют полуэмпирические выражения.

Измеренные распределения температур пара по длине трубы показывают, что вначале происходит разогрев только зоны испарения (поля температур *1—5* на рис. 4.2). В зону охлаж-

дения тепло поступает лишь посредством теплопроводности, и значение его весьма мало. Осевой теплоперенос незначителен до тех пор, пока средний свободный пробег молекул пара превышает диаметр парового канала. С ростом температуры в зоне нагрева трубы поток молекул пара из зоны испарения в зону конденсации увеличивается. Работе трубы в режимах *5* и *6* на рис. 4.2 соответствуют свободно-молекулярный и промежуточный режим течения, а в режимах, начиная с режима *8*, — поток сплошной массы. В зоне конденсации при интенсивном теплоотводе для трубы, работающей на звуковом пределе мощности, могут быть реализованы сразу три режима течения: в начале зоны конденсации — сплошной поток пара, далее — промежуточный и свободно-молекулярный режимы. При этом по всей длине зоны конденсации скачка уплотнения нет, а давление пара в зоне свободно-молекулярного режима течения близко к нулю. Дополнительный подвод тепла к тепловой трубе, работающей на звуковом пределе, приводит к увеличению температуры пара в тепловой трубе. В зоне конденсации из-за отсоса массы поток пара может быть сверхзвуковым (режимы *6*, *7* на рис. 4.2). В конце зоны конденсации (у торца трубы или у фронта парогазовой смеси) скорость парового потока равна нулю. Переход от сверхзвуковой скорости потока пара в начале зоны конденсации к дозвуковой в конце ее (при работе трубы в режиме сплошного потока массы по всей длине зоны теплоотвода) возможен лишь при наличии скачка уплотнения. Местоположение его по длине зоны конденсации, как уже указывалось, определяется условиями теплоотвода. При работе трубы на звуковом пределе мощности по длине ее имеют место значительные перепады температуры.

Распределения температур в режимах *10—14* измерены при стационарной работе трубы с теплопереносом меньше звукового предела. Характер распределения температур пар по длине трубы различен. Степень изотермичности трубы растет по мере уменьшения отношения переносимой мощности к звуковому пределу. При относительно высоких значениях давления (режимы *12—14*) пар в трубе практически изотермичен.

Медленный и быстрый пуск. Диаграмма мощность—температура при пуске. Динамику пуска можно проследить на примере простейшего случая высокотемпературной тепловой трубы с отводом тепла посредством теплопроводности через равномерно распределенное термическое сопротивление. Такое рассмотрение проведено Коттером [1]. Предполагается, что начальная температура тепловой трубы T_1 равна температуре охлаждающей среды. Предполагается также, что пуск заключается в подводе тепловой мощности $Q_и$, равномерно распределенной по длине испарителя, но переменной по времени пуска, до тех пор, пока труба не дойдет до стационарного режима с температурой T_2 и переносимой мощностью Q_2. Если трубу

принимать как одномерный объект и считать, что температура — функция расстояния по оси трубы x и времени τ, можно записать уравнения:

$$-F\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{эф}\frac{\partial T}{\partial x}\right)+c_p\frac{\partial T}{\partial \tau}=\begin{cases}\dfrac{Q_и}{l_и} & \text{— для испарителя;}\\ -\dfrac{Q_2}{l_к}\dfrac{(T-T_1)}{(T_2-T_1)} & \text{— для конденсатора,}\end{cases} \tag{4.1}$$

где F — площадь сечения тепловой трубы; $\lambda_{эф}$ — эффективная теплопроводность трубы в осевом направлении; T — температура тепловой трубы; $l_и$ — длина зоны испарения; $l_к$ — длина зоны конденсации; c_p — теплоемкость, приходящаяся на единицу длины трубы.

Отметим, что эффективная теплопроводость $\lambda_{эф}$ сильно зависит от состояния пара в тепловой трубе. При молекулярном течении тепло в основном передается теплопроводностью по стенке и капиллярной структуре, заполненной теплоносителем. При развитом течении пара тепло главным образом переносится паром.

Уравнение (4.1) указывает на два различных характеристических времени, определяющих переходный режим. Первое из них, $\tau_Q=c_p l_к(T_2-T_1)/Q_2$, связано с подачей тепла, необходимого для подъема температуры до окончательного рабочего значения. Для типичных тепловых труб с достаточно высокими характеристиками это время колеблется в пределах от 10 до 100 *сек*. Второе характеристическое время $\tau_\lambda=c_p l_к^2/(\lambda_{эф}F)$, связано с интенсивностью передачи тепла вдоль трубы. Это время сильно зависит от процесса, определяющего эффективную теплопроводность $\lambda_{эф}$. При низкой температуре, когда плотность пара очень мала и средний свободный пробег велик по сравнению с диаметром трубы, тепло главным образом передается только теплопроводностью, характеристическое время этого процесса обычно выше 10^3 *сек*. Когда давление пара теплоносителя достигает значения, превышающего 10^{-2} *мм рт. ст.*, конвективный перенос скрытой теплоты парообразования становится сравнимым по значению с теплопроводностью. Как только давление пара достигает 1 *мм рт. ст.*, в пределах температур от 100 до 200° С совершается переход к сплошному потоку пара. Эффективная теплопроводность $\lambda_{эф}$ увеличивается во много раз, и характеристическое время τ_λ обычно становится меньше 1 *сек*.

В результате сравнения характеристических времен верной в первом приближении оказывается очень простая тепловая модель процесса пуска. Можно предположить, что теплоперенос внутри тепловой трубы незначителен всюду, где температура более низка, чем температура T_c. Всюду, где температура вы-

ше T_c, теплоперенос так велик, что устанавливается почти постоянная температура во всей этой области. При $T=\text{const}$, распространенной на всей длине испарителя $l_и$ и на дополнительном расстоянии l в конденсаторе, остальная часть которого находится при температуре T_1, интегрирование уравнения (4.1) дает для испарителя

$$Q_и = Q + cl_и dT/d\tau \tag{4.2}$$

и для конденсатора

$$Q = lc_p d(T - T_1)/d\tau + Q_2 l(T - T_1)/[l_к(T_2 - T_1)], \tag{4.3}$$

где Q — тепло, переносимое от испарителя к конденсатору.

При мощности $Q_и$, заданной в виде определенной функции времени, уравнения (4.2) и (4.3) содержат три зависящие от времени переменные: Q, T и l. Требуемое дополнительное соотношение получается из газодинамического рассмотрения.

Предполагая, что скорость пара в конце испарителя звуковая и что пар и жидкость находятся почти в равновесии, поток энергии, соответствующий звуковому пределу, определим соотношением

$$Q_{зв} = F_п r P_0 (k/\tilde{R}T)^{1/2} \exp[r(1/T_0 - 1/T)\tilde{R}], \tag{4.4}$$

где $F_п$ — площадь поперечного сечения парового канала; P_0 — давление насыщенного пара при произвольной исходной температуре; k — показатель адиабаты (отношение теплоемкостей пара); $\tilde{R}$ — газовая постоянная для единицы массы пара.

Все реальные режимы пуска $Q_и = f(\tau)$ находятся между двумя экстремальными случаями:

медленный пуск, при котором $Q_и$ увеличивается от 0 до Q_2 так медленно, что тепловая труба проходит через ряд, по существу, установившихся состояний;

быстрый пуск, при котором $Q_и = 0$ при $\tau = 0$ и $Q_и = Q_2$ при $\tau > 0$.

При $T_1 > T_c$, т. е. в случае, когда пуск трубы происходит из состояния с большим давлением пара, пуск равномерный и $l = l_к$. Из (4.3) следует, что медленный пуск соответствует линейному соотношению

$$Q = Q_2(T - T_1)/(T_2 - T_1). \tag{4.5}$$

Уравнение (4.5) соответствует линии AC на рис. 4.3, где представлена диаграмма мощность — температура. Для быстрого пуска из формул (4.2) и (4.3) следует:

$$(l_и + l_к) Q = l_к Q_2 + l_и Q_2 (T - T_1)/(T_2 - T_1). \tag{4.6}$$

Уравнение (4.6) соответствует линии BC на рис. 4.3. Очевид-

но, что в данном случае любой пуск будет осуществляться по траектории, лежащей в пределах треугольника ABC.

При $T_1 < T_c$, т. е. в случае, когда пуск трубы происходит из состояния с очень малым давлением пара, сначала $Q=0$. Нагревается только испаритель до тех пор, пока T не станет равно T_c в точке E. С этого момента состояние системы должно следовать кривой звукового предела, какой бы ни был способ пуска, пока l не станет равно $l_к$. Для случая медленного пуска

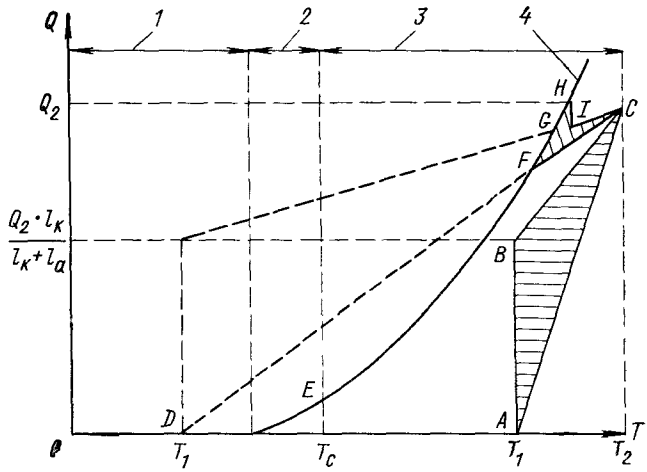


Рис. 4 3 Диаграмма пуска высокотемпературной тепловой трубы:

1 — молекулярное течение, *2* — переходная область течения, *3* — сплошное течение, *4* — звуковой предел переносимой мощности

из (4.3), подставляя $Q=Q_{зв}(T)$, получим выражение для определения длины горячей зоны:

$$l/l_к = (Q_{зв}/Q_2)\,(T_2 - T_1)/(T - T_1). \qquad (4.7)$$

Как только l станет равным $l_к$, система начнет следовать линейному соотношению (4.5), т. е. соответствовать линии FC.

Для быстрого пуска можно показать, что горячая зона достигнет конца конденсатора в некоторой точке интервала GH. Точка G лежит на пересечении звукового предела и линии уравнения (4.6), GC — отрезок этой линии. В точке H имеем $Q_{зв}=Q_2$. Система затем перейдет к отрезку GI и продолжит движение к точке C вдоль линии GC. Таким образом, начиная с молекулярного режима течения, область возможных программ пуска состоит из кривой DEF и неправильного многоугольника $FGHICF$.

Изменение подводимой к испарителю мощности во времени можно представить экспоненциальной функцией:

$$Q_н = Q_2 [1 - \exp(-\tau/\tau_0)], \qquad (4.8)$$

где $\tau_0 = c/\lambda$. В этом случае изменение мощности во времени, как показано в работе [1], при использовании соотношений (4.2) и (4.3) имеет вид

$$C(\tau) = Q_2 \left\{ 1 - \frac{1}{\tau_Q/\tau_0 - 1} \left[\frac{\tau_Q}{\tau_0} \exp(-\tau/\tau_Q) - \exp(-\tau/\tau_0) \right] \right\}. \qquad (4.9)$$

На рис. 4.4 качественно представлено изменение мощности, переносимой тепловой трубой во времени в соответствии с зависимостью (4.9).

Однако представленная выше модель пуска, как показано в работе [2], не всегда оправдана. Коттер предполагает, что поток пара достигает скорости звука на границе испарителя, что должно приводить к падению температуры в этой точке. Однако для высокотемпературных литиевых тепловых труб, охлаждаемых излучением, при достаточно большом теплоподводе в экспериментах наблюдается иная картина: температура поднимается до определенного уровня и затем остается постоянной, в то время как температурный фронт, имеющий форму ступеньки, перемещается постепенно вдоль конденсаторной части к ее концу. Критическое сечение, примерно соответствующее положению фронта, может переместиться в конденсаторную зону тогда, когда вязкостный эффект, т. е. трение, преобладает над инерционным в горячей части зоны теплоотвода, а конденсация в основном происходит сразу же за критическим сечением, т. е. там, где стенка холодная.

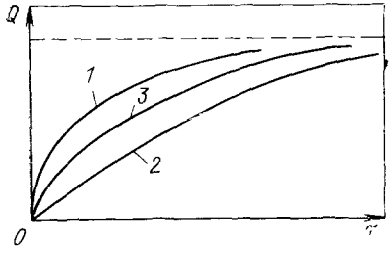


Рис. 4.4. Изменение теплопереноса во время пуска по модели Коттера:
1 — быстрый разогрев, *2* — медленный разогрев, *3* — промежуточный случай

В работе [2] приведено упрощенное теоретическое рассмотрение пуска, основанное на модели фронтального разогрева и одномерном уравнении движения, учитывающего вязкостный эффект. Опытные данные, полученные при быстром индукционном нагреве литиевой тепловой трубы, сравнивались с результатами расчетного исследования. Тепловая труба имела диаметр 1,25 *см* и длину 35 *см*. Корпус выполнен из сплава на основе тантала. Фитиль составной — тонкостенная трубка из танталовой сетки с зазором 0,4 *мм*, укрепленная внутри корпуса. На расстоянии 1,25 *см* от конденсаторного конца на равных расстояниях вдоль образующей в тепловую трубу были задела-

ны три вольфрам-рениевых термопары. Измерения температуры с помощью самописца показали, что скорость распространения фронта составляла около 1,1 *см/сек* (по расчету 0,95 *см/сек*). Экспериментально найденное значение промежуточной температуры, при которой происходит распространение конденсаторной зоны, было на несколько десятков градусов ниже расчетного.

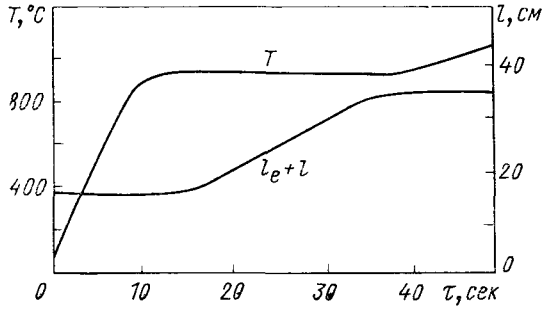


Рис 4 5 Зависимость роста температуры и длины горячей зоны от времени для литиевой тепловой трубы [2]

На рис. 4.5 для примера показаны результаты расчета роста температуры и длины горячей зоны во времени при теплоподводе 1 *квт*.

В целом, можно считать, что эксперименты подтверждают применимость разработанной в работе [2] расчетной модели пуска при очень интенсивном теплоподводе. Пусковые характеристики тепловых труб исследовались также в работах [3—5].

Ступенчатое распределение температуры по длине трубы при медленном пуске является довольно грубой моделью для рассмотрения процесса. Удобно ввести и использовать понятие *эффективной температуры* конденсатора при сбросе тепла, т. е. температуры, при которой от изотермическго конденсатора отводилось бы то же количество тепла, что и в реальном случае. Эффективная температура зависит от закона теплоотвода. Например, при отводе тепла теплопроводностью, когда

$$q = k(T - T_1), \tag{4.10}$$

где T — температура в данной точке конденсатора; T_1 — температура охладителя; k — коэффициент теплопередачи, эффективная температура определяется как

$$T_{эф} = \int_0^{l_к} T\, dl/l_к. \tag{4.11}$$

При излучении в вакуум, когда

$$q = cT^4, \tag{4.12}$$

эффективная температура конденсатора может быть представлена интегралом

$$T_{эф} = \left(\int_0^l T^4 dl / l_к \right)^{1/4}. \tag{4.13}$$

Стартовая температура. При использовании тепловых труб часто нужно знать, с какой температуры при заданном законе

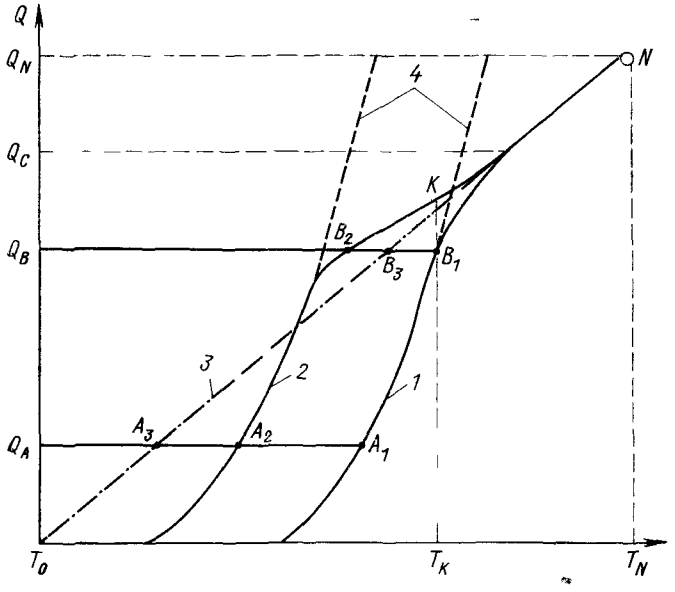


Рис. 4.6. Изменение температур по длине высокотемпературной тепловой трубы при медленном ее разогреве (точка *N* соответствует номинальному режиму работы):

1 — температура в начале зоны испарения; *2* — температура в начале зоны конденсации, *3* — эффективная температура конденсатора при сбросе тепла, *4* — кривые звукового предела мощностн, построенные в зависимости от температур в начале зон испарення и конденсации

теплоотвода тепловая труба становится практически изотермичной. На рис. 4.6 представлена диаграмма мощность — температура для высокотемпературной тепловой трубы. В зависимости от подводимой мощности в квазистационарном тепловом режиме представлены температуры в начале испарителя, конденсатора и эффективная температура при теплосбросе. Рассматривается медленный разогрев, когда тепловая труба в процессе пуска проходит ряд стационарных температурных

состояний, подводимое в зоне нагрева тепло сбрасывается в зоне конденсации.

В процессе пуска при мощности Q_A, когда скорость течения пара достигает звуковой на входе в конденсатор, температура в начале испарителя A_1 заметно выше температуры в начале конденсаторной зоны A_2 и выше эффективной температуры конденсатора. Этот случай соответствует температурному распределению типа *1—9* на рис. 4.2.

При мощности выше Q_B и температуре в начале зоны нагрева выше $T_к$ скорости пара в трубе становятся дозвуковыми, переносимая мощность лимитируется не звуковыми ограничениями, а возможностями теплоотвода в конденсаторной части, T_3 может быть выше T_2 (точки B_3 и B_2 на рис. 4.6).

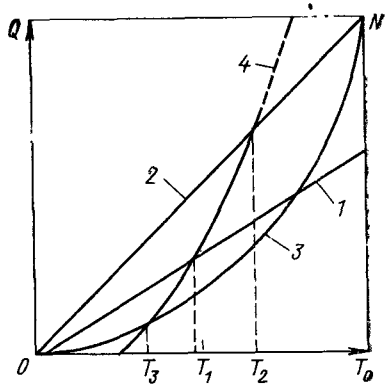


Рис. 4 7. К вопросу о стартовой температуре тепловой трубы

Начиная с этого момента повышение мощности и соответственно температуры приводит к быстрому выравниванию температуры вдоль трубы и наступлению изотермического режима ее работы. Температуру, превышение которой приводит к изотермичности трубы, условимся называть *стартовой*. Для оценки положения стартовой точки необходимо построить кривую звуковых ограничений *1* и кривую теплосъема *3*. Отметим, что разница температур в начале испарительной и конденсаторной частей в звуковых режимах для тепловых труб с металлическими теплоносителями не очень велика (для натриевых и калиевых труб она порядка 50° С).

Хотя наступление изотермического режима работы и соответствует температурам несколько (ненамного) выше температуры $T_к$, для однозначности именно эту температуру удобно определить как *стартовую*. Кривая *1* может быть построена при использовании зависимости для звукового предела; кривая *3* — исходя из заданного закона теплоотвода.

Стартовая температура зависит от интенсивности охлаждения конденсатора и способа теплоотвода. Увеличение интенсивности теплоотвода за счет теплопроводности (например, вследствие изменения теплопроводности газа в газовом зазоре), а также из-за увеличения поверхности теплосброса приводит к повышению стартовой температуры Это видно из рис. 4 7, где переход от кривой теплосъема *1* к кривой *2* приводит к перемещению стартовой точки от температуры T_1 к T_2. Для одинаковой номинальной температуры и мощности при теплосъеме излучением стартовая температура имеет меньшее значение, чем

при конвективном теплосъеме. Это видно из рис. 4.7 (ср. температуры T_2 и T_3), на котором кривая *3* представляет собой теплосъем излучением, кривая *2* — теплосъем телопроводностью; кривая *4* — звуковой предел переносимой мощности. При высокой стартовой температуре, находящейся в зоне действия звуковых капиллярных ограничений, может наблюдаться наступление капиллярных ограничений мощности в процессе пуска тепловой трубы, и тогда тепловая труба может вообще не выйти на рабочий режим.

Иногда приходится принимать специальные меры для уменьшения стартовой температуры. Например, холодильник — излучатель может быть покрыт экраном, который после разогрева излучателя испаряется или сбрасывается. Для облегчения пуска применяются, например, дополнительный подогрев конденсаторной части и (при конвективном теплосъеме) отключение подачи охладителя.

§ 4.2. ЗАПОЛНЕНИЕ КАПИЛЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ ЖИДКОСТЬЮ

Как в экспериментах, так и при техническом использовании тепловых труб часто приходится сталкиваться с пуском их после осушения фитиля. От заполнения фитиля зависит как время восстановления работоспособности тепловых труб, так зачастую и характеристики теплопереноса. Осушение может иметь различные причины.

1. Гравитационное осушение обусловлено воздействием сил тяжести на жидкость (в общем случае рассмотрения — воздействием массовых сил).

2. Тепловое осушение связано с теплоподводом к тепловой трубе и обусловлено превышением циркуляционных ограничений либо критических тепловых потоков при нагреве.

Когда устраняются причины, вызвавшие осушение, фитиль под действием сил поверхностного натяжения или массовых сил снова заполняется Эксперименты показывают, что во многих случаях восстановление работоспособности тепловых труб требует проведения определенных операций и значительного времени. Для низкотемпературных и особенно криогенных тепловых труб вследствие малых значений капиллярных сил время заполнения может достигать от нескольких минут до нескольких часов.

Обратимся к соотношениям, которые позволяют оценить время заполнения фитиля для ряда случаев: при наличии и отсутствии теплоподвода, при наличии и отсутствии перегрева стенки в осушенной части и при воздействии гравитации.

Время заполнения фитиля жидкостью. Рассмотрим задачу, когда происходит заполнение фитиля с одинаковой по длине трубы гомогенной капиллярной структурой [6]. На участке движения жидкости задана линейная плотность теплового потока

$q(x)$, в осушенной части в начальный момент существует перегрев стенки $\Delta T(x)$, который ликвидируется продвигающейся по фитилю жидкостью (рис. 4.8). Температура жидкости в процессе заполнения не меняется, тепло, отводимое от стенки, тратится на испарение жидкости. Задано начальное положение фронта жидкости ($x_к = x_1$), скорость движения фронта в начальный

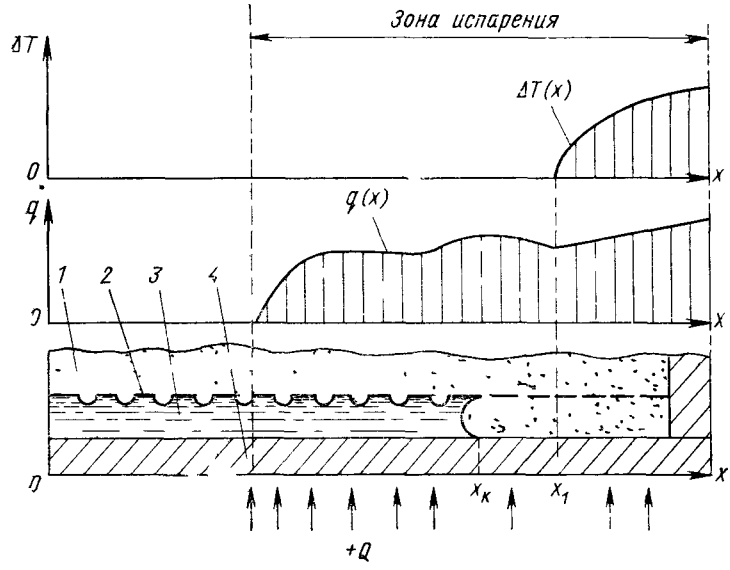


Рис 4 8. К вопросу о заполненни фитнля жндкостью:
1 — паровой канал, *2* — фитиль, *3* — жидкость, *4* — стенка

момент равна нулю Движение жидкости ламинарное Уравнение движения в дифференциальной форме в этом случае имеет вид

$$\rho \partial W/\partial \tau + \mu V_ж/kF + \partial P/\partial x = 0, \qquad (4.14)$$

где $V_ж$ — объемный расход жидкости. При медленном заполнении первым членом уравнения (4 14) можно пренебречь, и оно превращается в уравнение Дарси. Отметим, что погрешность, связанная с отбрасыванием первого члена, может возникать лишь в начальный момент движения фронта, когда скорость фронта велика и, следовательно, неточности определения времени заполнения мало сказываются.

Для объемного расхода жидкости $V_ж$ через поперечное сечение фитиля запишем выражение

$$\frac{dV_ж}{dx} = F\frac{dx_к}{d\tau} + \int_x^{x_к} \frac{q}{r\rho_ж}\,dx + \frac{c_p \Delta T(x_к)}{r\rho_ж}\frac{dx_к}{d\tau}, \qquad (4.15)$$

где c_p — теплоемкость стенки, приходящаяся на единицу длины трубы. Первый член в правой части уравнения (4.15) обусловлен движением фронта жидкости, второй — наличием теплоподвода с линейной плотностью теплового потока $q(x)$, а третий — имеющимся перегревом стенки $\Delta T(x)$.

Полный перепад давления на участке $0—x_к$ равен $\Delta P = \int_0^{x_к} dP/dx$. Используя (4.14) — (4.15), запишем в общем виде уравнение

$$\frac{\Delta PFk}{\mu} = F\frac{dx_к}{d\tau}x_к + \int_0^{x_к}\left(\int_x^{x_к}\frac{q}{r\rho}\,dx\right)dx + \frac{c_p\Delta T(x_к)}{r\rho}x_к\frac{dx_к}{d\tau}. \quad (4.16)$$

Уравнение (4.16) может быть использовано для анализа частных случаев задачи о заполнении. Приведем некоторые примеры.

1. При постоянном по длине нагреваемой части удельном тепловом потоке, т. е. при граничных условиях

$$q(x) = 0 \qquad \text{при } 0 < x < x_0;$$
$$q(x) = q = \text{const} \quad \text{при } x > x_0,$$

где x_0 — начало участка нагрева, выражение для τ имеет вид

$$\tau = \int_x^{x_к}\frac{F + c_p\Delta T(x_к)/r\rho}{\Delta PFk/\mu - (q/r\rho)(x_к^2 - x_0^2)/2}x_к dx_к. \quad (4.17)$$

Интеграл (4.17) может быть взят, если известна функция распределения $\Delta T(x_к)$.

2. При постоянном по длине осушенной части перегреве, т. е. при $\Delta T(x_0) = \Delta T = \text{const}$, решение для $x_1 < x_0 < x_к$ имеет вид

$$\tau = \frac{F + c_p\Delta T/(r\rho)}{\Delta PF/\mu}\,\frac{x_0^2 - x_1^2}{2} + \frac{F + c_p\Delta T/(r\rho)}{c/(r\rho)}\ln\left[\frac{\Delta PF/\mu}{\Delta PF/\mu - (q/r\rho)(x_к^2 - x_0^2)/2}\right]. \quad (4.18)$$

3. При отсутствии теплоподвода и перегрева движение фронта жидкости подчиняется параболическому закону:

$$\tau = [\mu/(\Delta Pk)](x_к^2 - x_1^2)/2. \quad (4.19)$$

Время заполнения фитиля при этом прямо пропорционально вязкости жидкости, обратно пропорционально проницаемости фитиля и движущему напору. При движении лишь за счет ка-

тиллярных сил оно пропорционально комплексу μ/σ. Значение этого комплекса и соответственно время заполнения для различных теплоносителей меняются в широких пределах (рис. 4.9).

При наличии теплоподвода возможен случай, когда заполнения фитиля на части нагреваемой зоны не происходит. Из решения (4.18) видно, что при $\tau \to \infty$ существует предельное

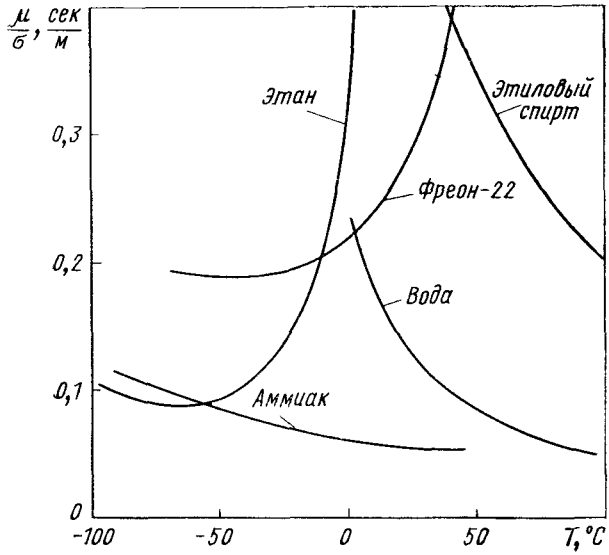


Рис 4 9 Зависимость комплекса μ/σ от температуры для ряда теплоносителей низкотемпературных тепловых труб

расстояние $(x_к)_{макс}$, на которое может распространяться жидкость:

$$(x_к)_{макс} = \sqrt{2\Delta P F k r \rho/(\mu q) + x_0^2}\ . \qquad (4.20)$$

Выше рассматривались условия, когда ΔP — полный перепад давления в жидкости — постоянен. Если тепловая труба находится в гравитационном поле в наклонном положении, то перепад давления меняется линейно по мере перемещения фронта жидкости (если не учитывать изменения уровня лужи — избыточного объема жидкости над фитилем):

$$\Delta P = \Delta P_1 - \rho g x_к \sin\varphi. \qquad (4.21)$$

4. При постоянном по длине нагрева тепловом потоке и наличии вдоль осушенной части постоянного перегрева, учитывая влияние гравитации, получаем

$$(x_к)_{макс} = \sqrt{a^2 + x_0^2 + (\Delta P_1 Fk/\mu)(2r\rho/q)} - b, \qquad (4.22)$$

где $a = (r\rho^2 g \sin\varphi/q)(Fk/\mu)$; $b = \Delta P_1/(\rho g \sin\varphi)$. Это ограничение получено при $b > x_0$. Если же $b \leqslant x_0$, то выражение для $(x_к)_{макс}$ имеет более простой вид:

$$(x_к)_{макс} = b. \qquad (4.23)$$

На основе подобного подхода могут быть получены соотношения для других разнообразных случаев.

Восстановление работоспособности после осушения тепловых труб экспериментально исследовалось, например, в работе [6]. В опытах с тепловым осушением использовались трубы, имеющие гофрированную капиллярную структуру и заполненные фреоном-22. Длина тепловых труб 100 *см*, диаметр 12 *мм*, длина зон испарения и конденсации 10 *см*. Опыты проводились при температуре —100° С на двух тепловых трубах. Измеренный максимальный теплоперенос при наклоне против силы тяжести (горячий конец трубы выше холодного на 5 *мм*) для каждой из труб составлял 15 *вт*. При этом же наклоне на каждую из тепловых труб подавалась нагрузка 17 *вт*. С помощью поставленных в начале и конце зоны нагрева термопар фиксировалось время осушения этой зоны. После осушения теплоподвод снимался полностью или частично. В результате серии опытов было определено, что время осушения зоны нагрева (заглубления фронта жидкости в адиабатический участок) равно 3—5 *мин*. Время восстановления работоспособности тепловой трубы (соответствует времени заполнения зоны нагрева жидкостью и восстановлению изотермичности) равно: при полностью снятой нагрузке 40 *мин*, при нагрузке 7,5 *вт* 80—90 *мин*.

Время восстановления работоспособности после гравитационного осушения определялось на двух тепловых трубах, заправленных аммиаком. Капиллярная структура выполнена из свернутой никелевой сетки. Длина трубы 100 *см*, длина зоны испарения и конденсации 10 *см*. После осушения в вертикальном положении трубы переводились в положение с горячим концом трубы выше холодного на 10 *мм*. При температуре 20° С и тепловой нагрузке 15 *вт* время восстановления работоспособности этих труб равнялось 3—5 *мин*.

Следует отметить, что экспериментальные тепловые трубы имели неоднородную капиллярную структуру. Механизм заполнения такой системы несколько отличен от механизма заполнения однородной структуры, поскольку в первом случае преимущественное движение жидкости происходит в участках повышенной проницаемости с одновременным заполнением участков с низкой проницаемостью.

Влияние условий и качества заполнения капиллярной структуры на работу тепловых труб с составными фитилями. Преи-

мущество тепловых труб с составным фитилем реализуется лишь при надежном заполнении фитиля теплоносителем. Одна из главных причин, препятствующих восстановлению работоспособности фитиля тепловой трубы, — появление в процессе заполнения паровых или парогазовых пузырей внутри капиллярной структуры. При определенных условиях, на которых мы остановимся ниже, возможно длительное существование таких паровых и тем более парогазовых пузырей. Пузыри при увеличении теплоподвода могут служить центрами парообразования, приводят к заполнению паром и к осушению составного фитиля в зоне нагрева [7]. Пузыри, задерживаясь в артериях тепловых труб, могут существенно снижать максимальный теплоперенос, перекрывая сечение артерии и повышая тем самым гидравлическое сопротивление при течении жидкости в области расположения пузыря. При соединении пузыря с паровым пространством трубы происходят осушение фитиля и переход работы трубы из режима составного фитиля в режим простого фитиля, так как при частичном осушении фитиля капиллярный напор определяется уже размерами жидкостного канала, а не порами на поверхности экрана. Для заполнения фитиля после его осушения тепловая нагрузка на трубу не должна превышать мощности, обеспечиваемой капиллярным напором, который определяется размерами жидкостного канала. Выполнения этого условия достаточно для повторного заполнения фитиля и обеспечения работоспособности составного фитиля труб с экраном в виде тонкостенной перфорированной трубки. Выполнение этих же условий не гарантирует успешной работы теплоьой трубы с составным фитилем, экран которого изготовлен в виде многослойной пористой трубки. Это связано с трудностями заполнения такого рода фитилей без паровых пузырей.

Рассмотрим условия образования пузырей на примере тепловой трубы с составным фитилем кольцевого типа. Жидкость в гравитационном поле поднимается на полную высоту зазора в том случае, если капиллярный потенциал $\Psi_к$ выше гравитационного Ψ_g, т. е.

$$\varkappa = \frac{\Psi_к}{\Psi_g} = \frac{\sigma/a}{gh_з} > 1, \qquad (4.24)$$

где a — половина ширины зазора под экраном составного фитиля; $h_з$ — высота гидростатического столба жидкости для верхней части заполняемого зазора. Величину $\varkappa$ удобно ввести для дальнейшего анализа; назовем ее *коэффициентом заполняемости фитиля.* Составной фитиль с экраном в виде многослойной сетки заполняется неравномерно. Практически могут реализовываться случаи, когда скорость распространения фронта теплоносителя, заполняющего фитиль, различна в зазоре и

в самом пористом экране фитиля. Фронт жидкости в зазоре может продвигаться, несколько опережая фронт жидкости в пористом экране, а также отставать от него. После осушения фитиля экран составного фитиля имеет температуру, близкую к температуре пара в трубе, а стенка трубы в зоне нагрева в месте осушения фитиля перегревается. Необходимость снятия этого перегрева замедляет продвижение фронта жидкости в зазоре. Фронт жидкости в таких условиях может продвигаться быстрее по пористому экрану, чем в зазоре. В результате опережающего заполнения пористого экрана жидкостью замыкание паровых или парогазовых пузырей в зазоре неизбежно.

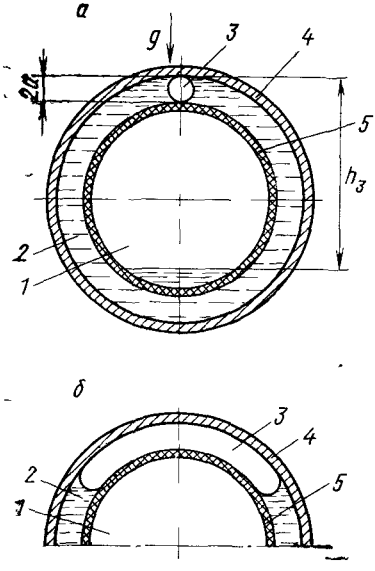


Рис. 4.10. Замыкание паровых пузырей в зазоре составного фитиля: быстрое заполнение, размеры пузыря невелики (*а*), медленное заполнение, образовался пузырь больших размеров (*б*):

1 — паровой канал, *2* — жидкость, *3* — пузырь; *4* — корпус трубы; *5* — пористый экран

В зависимости от условий заполнения и характеристик фитиля размер парогазовых пузырей может быть различным. Очевидно, что радиус кривизны мениска пузыря $\rho_{пуз}$ лежит в интервале $a/2<\rho_{пуз}<a$. Меньший радиус кривизны соответствует условиям быстрого заполнения фитиля, когда фронт жидкости внутри экрана не успевает опережать фронт в зазоре фитиля. Пузырь в таком случае имеет сферическую форму. При медленном заполнении под экраном могут образоваться пузыри большой протяженности, радиус кривизны мениска которых близок к a (рис. 4.10).

Образовавшиеся пузыри в дальнейшем могут либо исчезнуть (паровые сконденсироваться, а газовые раствориться), либо сохраниться и служить причиной нарушения работоспособности тепловой трубы. Рассмотрим условия, определяющие «живучесть» пузырей. Для пузыря условие динамического равновесия, т. е. баланса сил на границе пар — жидкость, может быть записано в виде

$$P_п + P_г - P_ж - \sigma/\rho_{пуз} = 0, \qquad (4.25)$$

где $P_п$ и $P_г$ — парциальные давления пара и газа в пузыре; $P_ж$ — давление в окружающей жидкости. При отсутствии неконденсирующихся газов в пузыре, т. е. при $P_г=0$, сохранение баланса сил возможно только при наличии перегрева жидкости. Перегрев, необходимый для баланса сил, принято называть

критическим. Согласно (4.25), критический перегрев может быть записан в виде

$$\Delta T_{кр} = \frac{\sigma}{\rho_{пуз}\,(dP/dT)_н}. \qquad (4.26)$$

При такой записи пренебрегаем зависимостью давления пара от кривизны как несущественной из-за относительно большого размера пузырей и считаем, что $(\Delta T_{кр}/T) \ll 1$. Итак, если $\Delta T > \Delta T_{кр}$, то пузырь увеличивает свои размеры, при $\Delta T < \Delta T_{кр}$ пузырь уменьшается в размерах за счет конденсации.

При наличии неконденсирующихся газов из (4.25) следует, что

$$\Delta T_{кр} = \frac{1}{(dP/dT)_н}\left(\frac{\sigma}{\rho_{п,з}} - P\right). \qquad (4.27)$$

Таким образом, наличие неконденсирующихся газов уменьшает критический перегрев при фиксированной кривизне фитиля. Анализ уравнения (4.27), проведенный для случая постоянства количества газа внутри пузыря, показывает, что одинаковому перегреву могут соответствовать два равновесных размера пузыря. При меньшей кривизне мениска состояние равновесия является метастабильным и легко переходит либо в устойчивое состояние и размер пузыря сохраняется, либо в неустойчивое — и пузырь начинает неограниченно расти.

Даже при полной конденсации пара пузырь с неконденсирующимся газом не исчезает. Лишь при растворении газа в жидкости может быть ликвидирован парогазовый пузырь. Процесс растворения лимитируется диффузией газа в жидкость, т. е. процессом, который, как известно, протекает очень медленно, поэтому время исчезновения парогазовых пузырей очень велико.

Перегрев жидкости в тепловых трубах обусловлен несколькими причинами. В неработающих трубах, т. е. не переносящих тепло, перегрев связан с растяжением жидкости гидростатическими силами. Условимся называть такой перегрев $\Delta T_г$ *гидростатическим*. В переносящих тепло трубах, кроме того, возникает перегрев, связанный с перепадом давления вследствие циркуляции теплоносителя; назовем такой перегрев $\Delta T_ц$ *циркуляционным*. С переносом тепла теплопроводностью через фитиль в радиальном направлении связан перегрев $\Delta T_{рад}$, который условимся называть *радиальным*. Проанализируем каждый из названных выше перепадов. Для удобства анализа используем безразмерный относительный перегрев v, отнеся имеющийся перегрев к критическому. Следовательно, пузырь при $v > 1$ увеличивается в объеме, при $v < 1$ уменьшается, при $v = 1$ сохраняет свои размеры.

Относительный гидростатический перегрев для парового пузыря можно представить формулой

$$\nu_г = \frac{\gamma_ж h_п}{\sigma/\rho_{пуз}} \tag{4.28}$$

или, используя понятие коэффициента заполняемости (4.24), формулой

$$\nu_г = h_п \rho_{пуз}/(\varkappa h_з a). \tag{4.29}$$

Для наиболее характерного пузыря ($\rho_{пуз} \approx a$), образовавшегося в верхней части фитиля горизонтально расположенной тепловой трубы ($h_п \approx h_з$), гидростатический перегрев обратно пропорционален коэффициенту заполняемости

$$\nu = 1/\varkappa. \tag{4.30}$$

Для низкотемпературных тепловых труб вследствие малого поверхностного натяжения коэффициенты заполняемости $\varkappa$, как правило, ненамного больше единицы (особенно, если учитывать локальные технологические отклонения от среднего размера зазора). При этих условиях значение $\nu_г$ близко к единице, т. е. к критическому значению, при котором пузыри способны длительно сохраняться и нарушать работоспособность тепловой трубы.

Стремление увеличить теплоперенос приводит к тому, что и фитили высокотемпературных тепловых труб могут выполняться с зазорами, близкими к предельным по заполняемости, а следовательно, и в них гидростатические перегревы могут быть весьма близки к критическим даже для горизонтального положения.

Относительный циркуляционный перегрев по определению записывается в виде

$$\nu_ц = \Delta P_ц \Big/ \left(\frac{\sigma}{\rho_{пуз}}\right), \tag{4.31}$$

где $\Delta P_ц$ — перепад давления в данном сечении трубы, который возникает между жидкостью в фитиле и паром в паровом канале вследствие циркуляции теплоносителя.

В характерном для низкотемпературных тепловых труб случае, когда перепады давления в паровом канале малы по сравнению с перепадами давления в жидкости и, следовательно, перепады давления системы пар — жидкость пропорциональны переносимой мощности, для перегрева в начале зоны испарения можно записать выражение

$$(\nu_ц)_0 = Q\rho_{пуз}/(Q_{макс} R_{эф}). \tag{4.32}$$

Если же перепады давления системы пар — жидкость главным образом определяются разгоном парового потока (случай,

часто встречающийся при работе тепловых труб с металлическими теплоносителями), то

$$(\nu_{ц})_0 = (Q/Q_{макс})^2 (\rho_{пуз}/R_{эф}), \qquad (4.33)$$

где Q — переносимая тепловой трубой мощность; $Q_{макс}$ — максимальная переносимая мощность, задаваемая из условия капиллярных ограничений; $R_{эф}$ — эффективный радиус пор экрана.

Эффективный радиус пор экрана, как правило, в десятки раз меньше радиуса кривизны пузыря. Радиус кривизны пузыря имеет размер порядка половины зазора под экраном. Из соотношений (4.32) и (4.33) видно, что даже при мощности во много раз меньшей, чем максимальная, может достигаться критический перегрев в испарительной части тепловой трубы ($\nu > 1$).

При нахождении критического радиального перегрева для паровых пузырей, замкнутых в жидкости внутри составного фитиля, необходимо прежде всего учесть испарение жидкости в пузырь вблизи стенки трубы, конденсацию пара на поверхности экрана, обращенной к пузырю, и испарение жидкости с внешней поверхности экрана в этой части. Давление пара в пузыре, входящее в уравнение баланса сил (4.25), определяется характером протекания всех этих процессов и зависит от большого числа факторов: теплопроводности жидкости и стенки, эффективной теплопроводности насыщенного жидкостью экрана и толщины его, продольных и поперечных размеров пузыря, уровня температур, плотности теплового потока и др. Для оценки критического радиального перегрева запишем следующее соотношение для относительного радиального перегрева:

$$\nu_{рад} = \frac{q\rho_{пуз}(dP/dT)_н}{\lambda_{ж}\sigma}\left(a\Psi + b\frac{\lambda_{ж}}{\lambda_{эк}}\right), \qquad (4.34)$$

где q — плотность теплового потока; $\lambda_{ж}$ и $\lambda_{эк}$ — соответственно теплопроводность жидкости и эффективная теплопроводность экрана; b — толщина экрана; Ψ — безразмерная величина порядка единицы, учитывающая влияние различных процессов (испарение и конденсацию внутри пузыря и др.).

Из соотношения (4.34) видно, что радиальный перегрев уменьшается с уменьшением давления пара. Вследствие малой теплопроводности теплоносителей в низкотемпературных тепловых трубах даже при небольших плотностях тепловых потоков радиальные перегревы при давлениях пара порядка 1 *бар* и выше могут существенно превышать критические перегревы в зоне нагрева. Качественно картина изменения результирующего перегрева по длине тепловой трубы представлена на рис. 4.11. Для горизонтально расположенных или слабо наклоненных тепловых труб наибольшие перегревы характерны для испарительной зоны. В зоне конденсации радиальный недогрев способствует ликвидации находящихся там пузырей.

Наблюдения за поведением паровых пузырей, проведенные авторами на стеклянных тепловых трубах с составными фитилями и ацетоном или этиловым спиртом в качестве теплоносителей, показали следующее. В условиях, когда перегрев ниже критического, паровые пузыри для низкотемпературных теплоносителей способны существовать длительное время — минуты и даже часы. На продолжительность существования пузырей очень сильно влияет наличие в них неконденсирующихся газов. Даже в переохлажденной жидкости пузырек полностью не исчезает сразу, он может исчезнуть лишь в результате длительного процесса растворения газа в жидкости.

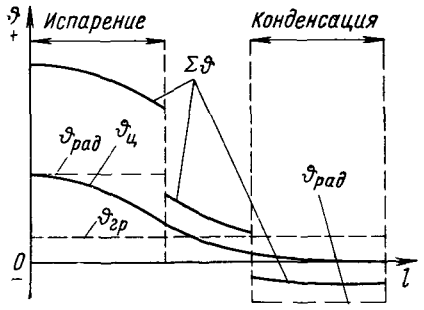


Рис. 4 11. Измеиение перегрева жидкости в верхней части фитиля по длине горизонтально расположенной тепловой трубы

Были проведены измерения времени конденсации парового пузыря в составном фитиле на стеклянной модели тепловой трубы с ацетоном. Схема модели показана на рис. 4.12. Экран составного фитиля, изготовленный из мелкой сетки саржевого

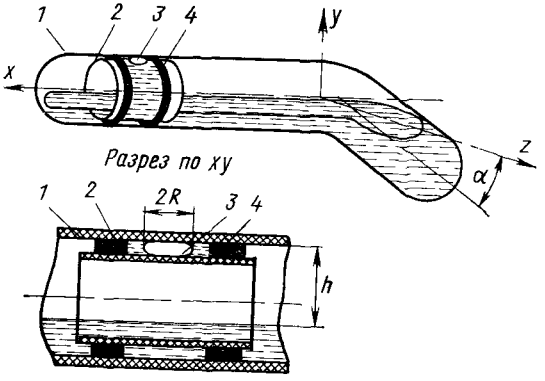


Рис 4 12 Схема модели для наблюдения времени конденсации паровых пузырей:
1 — стеклянный корпус, *2* — экран, *3* — пузырь, *4* — уплотнение фиксирующее зазор под экраном

плетения (диаметр проволоки утка́ 0,032 *мм*, основы — 0,064 *мм*), располагался на расстоянии 0,15 *мм* от стенки. Перегрев в опытах создавался гидростатически, модель находилась в изотермических условиях при температуре около 20° С.

Заполнение ацетоном проводилось двумя способами: с удалением неконденсирующихся газов при замораживании теп-

лоносителя и с удалением из конденсаторной части паров вместе с неконденсирующимися газами, когда ацетон кипятили при температуре около 70° С. В первом случае газы не полностью удаляются из модели (остаются следы их), во втором случае удается тщательно очистить модель от неконденсирующихся газов. Некоторые результаты этих опытов представлены на рис. 4.13 и 4.14. При неполном удалении неконденсирующихся газов пузырь при относительном перегреве $\nu=0{,}82$ способен существовать более 10 *мин*. При тщательной очистке от газов пузырь при такой же величине конденсируется за 7 *сек*. Таким образом, наличие даже следов газа может приводить к резкому увеличению времени существования пузыря.

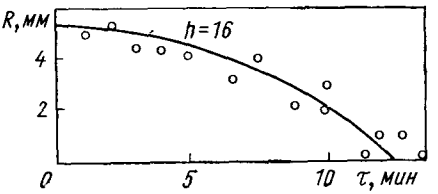


Рис 4.13 Экспериментальная зависимость изменения радиуса пузыря в модели тепловой трубы с ацетоном от времени (неконденсирующиеся газы не полностью удалены из модели)

В процессе заполнения фитиля жидкостью при строго однородных по величине зазорах под экраном пузыри должны образоваться в верхней части фитиля. Наблюдения показывают, что в реальных тепловых трубах не удается строго выдержать од-

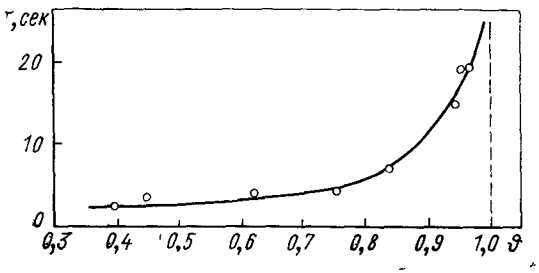


Рис. 4 14. Зависимость времени конденсации парового пузыря от относительного перегрева в модели тепловой трубы с ацетоном (неконденсирующиеся газы полностью удалены, начальный диаметр пузыря 4 *мм*)

нородность зазоров и жидкость, обтекая при заполнении фитиля области с увеличенными зазорами, может замыкать паровые пузыри в самых различных частях фитиля. Наибольшую опасность при работе тепловых труб представляют пузыри, сохранившиеся в испарительной зоне. При перегревах выше критических они увеличиваются в размерах, вытесняя жидкость из-под фитиля. Некоторое время тепловая труба продолжает переносить тепло, хотя в местах нахождения паровых пузырей и происходит

перегрев стенки. Но увеличение гидравлического сопротивления для жидкости в зазоре под фитилем и транспортные ограничения при переносе жидкости вдоль экрана над местом расположения пузыря приводят к разрыву жидкости в пóрах экрана над пузырем. Полость пузыря соединяется с паровым каналом, и происходит осушение большей части фитиля в нагреваемой зоне трубы. Вследствие этого резко увеличивается термическое сопротивление при переносе тепла, бóльшая часть нагреваемой стенки почти не охлаждается.

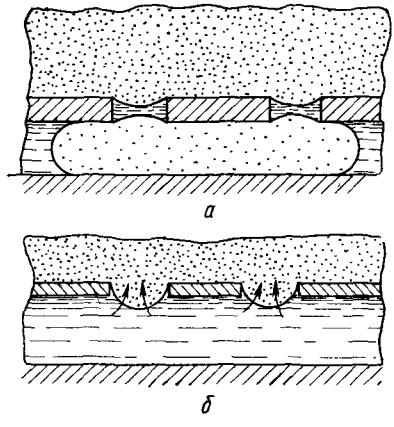


Рис. 4.15. К вопросу о возможности выхода парового пузыря через перфорированный экран: толстостенный экран — пузырь может сохраниться *(а)*; тонкостенный экран — пузырь вытесняется через поверхностные поры *(б)*

Определенную опасность могут представлять сохранившиеся пузыри не только в испарительной, но также и в адиабатической или конденсаторной зоне тепловой трубы. В работающих тепловых трубах, как показывают наблюдения, пузыри не перемещаются вместе с потоком жидкости до тех пор, пока их размер в процессе конденсации пара в пузыре не станет меньше зазора под экраном.

Если движущиеся пузыри малых размеров не успеют сконденсироваться (для парогазовых пузырей такая вероятность особенно велика) и попадут в зону с большими перегревами, то и они приведут к нарушению работоспособности тепловой трубы. Наблюдения показали, что при первоначальном заполнении составного фитиля с экраном из перфорированной фольги пар и газ полностью вытесняются из зазора жидкостью. Однако если предварительно такой экран был смочен жидкостью, то возможно образование пузырей (рис. 4.15). Особенно в том случае, когда экран толстостенный, т. е. в его порах после смачивания может сохраняться жидкость. В тонкостенном экране, когда мениски жидкости смыкаются, линза жидкости в порах не может сохраняться. Такие тонкостенные перфорированные экраны используются для удаления парогазовых пузырей из фитилей тепловых труб.

Из рассмотренного анализа становится ясно, какие меры необходимо предпринимать для предотвращения нарушения работоспособности тепловых труб паровыми и парогазовыми пузырями. Тщательное удаление неконденсирующихся газов существенно облегчает задачу ликвидации пузырей. Уменьшение зазоров под экраном увеличивает критические перегревы,

отодвигая опасную область длительной жизни пузырей. Понижение температуры, так называемое «захолаживание», снижает радиальные и циркуляционные перегревы, создавая благоприятные условия для конденсации в тех случаях, когда не удается полностью исключить перенос тепла. Строго горизонтальное расположение трубы, а также вращение ее вокруг продольной оси создают условия для достижения минимального гидростатического перегрева в каждой области фитиля при подготовительных операциях в целях ликвидации пузырей. Наконец, использование тонкостенных экранов, в которых отсутствует продольная проницаемость, позволяет исключить образование паровых пузерей при заполнении составного фитиля или организовать зону удаления пузырей в начальный период работы тепловой трубы.

Хотя проведенное выше рассмотрение влияния пузырей проводилось на примере тепловых труб с составными фитилями, очевидно, что его результаты справедливы и для тепловых труб с артериальными фитилями, для которых паровые и парогазовые пузыри представляют ту же, если не большую, опасность.

Рассмотрим некоторые особенности пуска тепловых труб с составными фитилями, а также вопрос о капиллярных ограничениях мощности труб при охлаждении.

§ 4.3. ОСОБЫЕ СЛУЧАИ ПУСКОВОЙ ДИНАМИКИ

Эксперименты по восстановлению работоспособности высокотемпературных тепловых труб. Тепловые трубы с составными фитилями, как уже подчеркивалось выше, легче теряют свою работоспособность и труднее ее восстанавливают, чем трубы с простыми фитилями.

Когда нагрев осуществляется либо циркулирующим теплоносителем, либо посредством конденсации пара, для восстановления работоспособности тепловой трубы с составным фитилем после осушения чаще всего необходимо захолаживание трубы.

Для труб с различной конструкцией фитиля, различной геометрией и условиями теплосъема температура захолаживания различна. В опытах, проведенных авторами книги [8], для натриевой тепловой трубы с экраном в виде перфорированной трубки после осушения фитиля при температурах выше 680° С захолаживание необходимо было проводить до температур 660° С и ниже. При температуре выше 670° С капиллярность зазора ($\delta = 0{,}5$ *мм*) либо совсем не обеспечивает заполнения фитиля, либо скорость заполнения очень мала. Для заполнения фитиля необходимо отвести тепло, аккумулированное в конструкционных элементах зоны осушения фитиля. На рис. 4.16 представлены зависимости коэффициента K от температуры

$$K = (\Delta P_{\text{кап}})_{\text{заз}}/\Sigma\Delta P_{\text{потерь}}, \qquad (4.35)$$

являющегося отношением капиллярного напора, развиваемого зазором для протока жидкости, к перепаду давления по парожидкостному тракту тепловой трубы. В величине потерь давления учитывалось влияние гидростатического столба жидкости. Коэффициент K, по существу так же как и $\varkappa$, является коэффициентом заполняемости капиллярной структуры, только в более общем случае — не в статических условиях, а при работе трубы в режиме простого фитиля. Если $K>1$ (капиллярный напор в зазоре превышает сумму потерь давления по парожидкостному тракту), то теплоноситель должен заполнять зазор фитиля полностью. При $K<1$ теплоноситель не сможет заполнить всю капиллярную структуру и труба не будет работать в режиме составного фитиля.

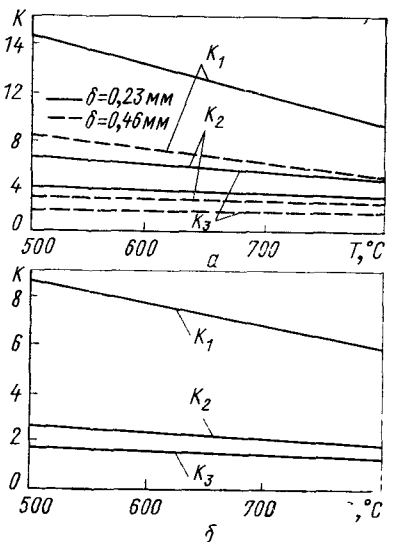


Рис. 4.16 Зависимость коэффициента заполнения зазора составного фитиля в верхней точке начала испарительной зоны от температуры: для тепловой трубы с двухслойным сетчатым экраном (*а*) и тепловой трубы с перфорированным экраном (*б*):
K_1 — без учета гравитации, K_2 — с учетом гравитации для горизонтального положения трубы, K_3 — при наклоне испарительного конца на расстояние диаметра трубы по отношению к сечению, где размещается мокрая точка

На рис. 4.16 представлены зависимости для четырех условий работы трубы. Зависимость K_1 рассчитана для работы трубы без учета влияния гравитации (учитывались только потери давления по пару и жидкости с учетом местоположения мокрой точки). Потери давления по парожидкостному тракту рассчитаны для теплопереноса в трубе, измеренного в экспериментах при водяном охлаждении с постоянно вакуумируемым газорегулируемым зазором. В отсутствие сил гравитации значение K_1 понижается с ростом температуры, оставаясь значительно больше единицы в исследуемом диапазоне температур (до 800° С). Учет гравитации для горизонтально работающей трубы приводит к значительному уменьшению коэффициента заполняемости — зависимость K_2 на рис. 4.16, *а*. При расчете суммарного перепада давлений в этом случае учитывается необходимость подъема жидкости на высоту диаметра трубы.

Эксперименты проводились на тепловой трубе, установленной с небольшим наклоном против силы тяжести. Коэффициент заполняемости фитиля для максимального отклонения конца трубы от горизонтали (до 20 *мм*) против силы тяжести представлен зависимостью K_3. Из расчетных оценок следует, что при

температуре ниже 660—670° С фитиль с перфорированным экраном может заполниться при работе трубы с теплопереносом, соответствующим теплоотводу через постоянно вакуумируемый зазор. Это и подтвердили эксперименты. Если температура захолаживания после осушения фитиля выше 680° С, то фитиль трубы не может быть заполнен теплоносителем и труба не работает в режиме составного фитиля.

Таким образом, для заполнения зазора фитиля с экраном в виде перфорированной трубки необходимо, чтобы $K>1$. Выполнения этого условия недостаточно для заполнения составного фитиля с экраном из нескольких слоев сетки. Авторами проведены опыты на натриевой тепловой трубе с экраном из многослойной саржевой сетки [8]. Труба длиной 960 *мм* обогревалась на участке 350 *мм*, а теплоотвод осуществлялся на длине 460 *мм*. Диаметр парового канала составлял 12 *мм*. На рис. 4.16, *б* представлены зависимости коэффициента заполняемости фитиля данной трубы от температуры в горизонтальном положении под действием капиллярного напора, развиваемого зазором шириной 0,23 *мм* при работе тепловой трубы с теплопереносом, соответствующим теплоотводу к воде через вакуумируемую щель. Коэффициент заполняемости фитиля при работе трубы без учета гравитации K_1 в диапазоне температур вплоть до 800° С весьма высок. Влияние сил гравитации хотя и существенно понижает коэффициент заполняемости, однако он остается высоким — даже при работе трубы против сил тяжести при отклонении от горизонтали на размер диаметра парового канала. Таким образом после теплового осушения фитиля, например, при достижении капиллярных ограничений должно происходить заполнение фитиля теплоносителем сразу же после удаления газа из газорегулируемой щели. Однако, как показали эксперименты, последующее нагружение трубы после выдержки ее с теплопереносом при постоянно вакуумируемой щели без проведения режима захолаживания приводило к работе трубы лишь в режиме простого фитиля. На рис. 4.17 представлены результаты измерений мощности натриевой тепловой трубы с составным фитилем и экраном из нескольких слоев саржевой сетки с указанием о проведении режима захолаживания. Видно, что для данной тепловой трубы переход ее в режим работы составного фитиля после осушения осуществлялся только при захолаживании до температур 400° С. Понижение температуры до 400° С и последующий разогрев трубы до 750—850° С по условиям способа нагрева требовали нескольких часов (до 8—10 *ч*). За это время осуществлялась ликвидация паровых пузырей, находящихся под экраном составного фитиля

Итак, восстановление работоспособности тепловой трубы после ее осушения требует частичного или полного снятия нагрузки и проведения режимов захолаживания до температур, при которых выполняется условие $K>1$. Для тепловых труб с

составными фитилями, в которых экран обладает продольной проницаемостью, обеспечения этого условия недостаточно, необходимо создавать предпосылки для конденсации паровых пузырей под экраном фитиля.

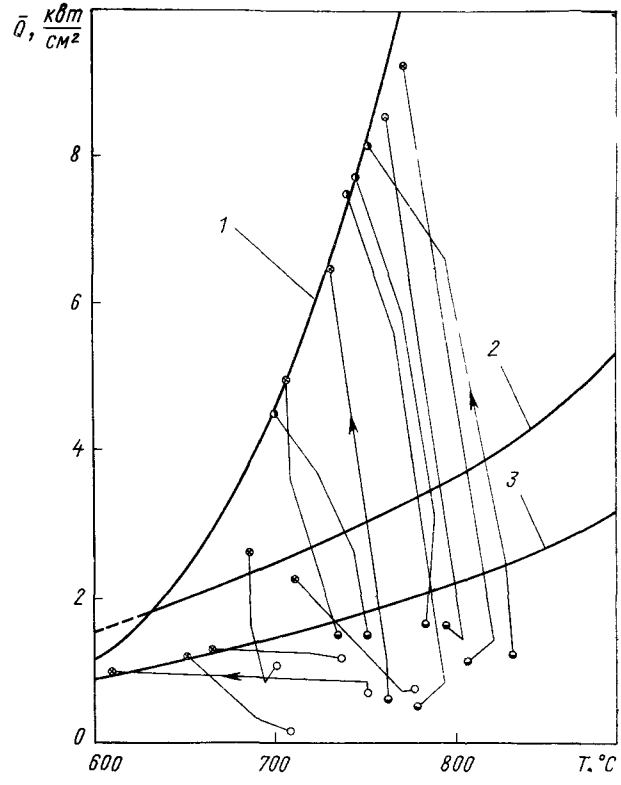


Рис. 4.17. Зависимость максимальной мощности тепловой трубы с составиым фитилем, имеющим два сетчатых экрана, от температуры и захолаживания:

○ — увеличение теплоподвода без предварительного захолаживания, ◒ — увеличение теплоподвода после предыдущего захолаживания, ◑ — работа на звуковом пределе мощности, ⊗ — капиллярные ограничения мощности, *1* — расчетная кривая звукового предела мощности, *2* — расчетная кривая капиллярных ограничений при $\delta_ж$=0,072 *мм*, *3* — то же, при $\delta_ж$=0,1 *мм*

Пуск тепловых труб с составными фитилями из состояния с замороженным теплоносителем. При пуске тепловой трубы из состояния с замороженным теплоносителем и подводе тепла только в зоне нагрева может произойти нарушение работы трубы из-за вымораживания теплоносителя из зоны испарения в зону конденсации. Вероятность вымораживания теплоносителя

увеличивается для труб с интенсивным теплоотводом, а также для труб с большим отношением длины зоны конденсации к зоне нагрева.

Один из способов, облегчающих пуск трубы из замороженного состояния, — ввод в тепловую трубу неконденсирующихся газов. Количество газа в трубе в исходном (холодном) состоянии должно быть минимально возможным, но достаточным для обеспечения фронтального разогрева при пуске. Такому условию удовлетворяет количество газа, давление которого при температуре плавления теплоносителя несколько превышает давление насыщенного пара. В целях облегчения пуска трубы без газа и без предварительного прогрева трубы по всей длине иногда предусматривается некоторый избыток теплоносителя, который размещают (в холодном замороженном состоянии) в зоне испарения. Для тепловых труб с интенсивным теплоотводом и такая мера может оказаться недостаточной. В таком случае трубу следует снабжать специальным пусковым нагревателем. Для нагрева могут быть использованы пусковые тепловые трубы, как это предложено в работе [9]. Наличие пусковых труб, конечно, значительно усложняет конструкцию и технологию изготовления тепловых труб.

Для изучения процессов, происходящих при пуске, авторы книги осуществили пуски натриевых тепловых труб из состояния с замороженным теплоносителем при различных условиях [8]. Часть опытов проводилась при отсутствии газа в паровом канале трубы. Изучалось также влияние неконденсирующихся газов на процесс пуска при различных способах организации теплоотвода. Проводился медленный разогрев трубы с перфорированным экраном, длина зоны испарения которой была равна 100 *мм* и длина зоны охлаждения 550 *мм*.

Пуск трубы при отсутствии неконденсирующихся газов в паровом канале с водяным охлаждением через постоянно вакуумируемый зазор между корпусом тепловой трубы и рубашкой охлаждения происходил без каких-либо осложнений. При температуре выше 480° С мощность трубы полностью определялась возможностями теплоотвода. Разогрев зоны конденсации до температур, близких к температуре зоны нагрева трубы, происходил начиная с 400—420° С. Однако при этих температурах разогревалась только ближняя к зоне нагрева часть зоны теплоотвода. В диапазоне температур 460—480° С происходил разогрев всей зоны теплоотвода, а при температурах выше 490° С труба работала практически в изотермичном режиме. Измерение максимальной мощности трубы в этом случае пуска указывало на работу трубы с составным фитилем.

Пуски трубы при более интенсивном теплоотводе (в газорегулируемом зазоре — аргон) и отсутствии неконденсирующихся газов в паровом пространстве трубы приводили к осушению ее

в диапазоне температур 510—520° С. Время пусков менялось от 1 до 3 *ч*. Осушение фитиля трубы происходило вследствие вымораживания теплоносителя. Измерения поля температур во время пуска показали, что температура части зоны конденсации оставалась ниже точки плавления теплоносителя. Температура осушения (510—520° С) лежит значительно ниже минимально возможной температуры осушения из-за капиллярных ограничений мощности трубы, работающей в режиме составного фитиля. Согласно экспериментам, минимальная температура осушения фитиля для данной тепловой трубы равна 550° С вследствие капиллярных ограничений при работе на звуковом пределе мощности.

Исследование процесса пуска при максимально возможном теплоотводе для данной конструкции трубы (в газорегулируемом зазоре — гелий) показало, что осушение трубы происходило на линии звукового предела максимальной мощности при температуре 505—510° С. Время пуска изменялось от 2 до 3 *ч*. Измерение полей температур по длине трубы в процессе пуска показало, что труба в зоне отвода тепла разогревалась на длине не более 150—200 *мм* при достижении температуры осушения, т. е. практически на большей части зоны конденсации теплоноситель был заморожен.

Пуск трубы при наличии неконденсирующихся газов в паровом пространстве проводился при наличии в трубе аргона в количествах 0,3 и 1,21 $см^3$, взятых при нормальных физических условиях. С такими количествами аргона пуск трубы осуществлялся при теплоотводе водой через постоянно вакуумируемый зазор и затем с аргоном и гелием в нем.

Пуск трубы при постоянном вакуумировании зазора аргоном в трубе в количестве 0,3 $см^3$ осуществлялся в течение 6 *ч*. Несмотря на длительное время пуска (это могло способствовать вымораживанию теплоносителя), измерение максимальной мощности трубы в конце процесса пуска указало на нормальную работу в режиме составного фитиля. В таких же условиях пуск трубы был осуществлен в течение 3,5 *ч* при значительно большем количестве аргона (1,21 $см^3$). При достижении 520° С в зоне нагрева трубы почти вся зона конденсации была заполнена газом, а теплоноситель в зоне нахождения газа был заморожен. При разогреве трубы до 560—570° С зона, занятая газом, составляла половину зоны конденсации (250 *мм*), при 585° С она уменьшилась до 150 *мм*. При температуре 600—610° С практически вся труба была изотермична. Измерение мощности трубы показало, что труба работала в режиме простого фитиля. Переход трубы в режим работы с простым фитилем можно объяснить только осушением составного фитиля вследствие вымораживания теплоносителя в процессе пуска. Уменьшение времени пуска почти в два раза (с 3,5 до 2 *ч*) не дало эффективных результа-

тов — труба по-прежнему выходила на режим работы простого фитиля.

Увеличение теплоотвода (в газорегулируемый зазор подавался аргон) приводило к тому, что осушение трубы происходило в диапазоне температур 530—540° С. По мере увеличения времени пуска осушение фитиля происходило при более низких температурах: 530—535° С и ниже. Увеличение количества аргона в паровом пространстве трубы до 1,21 $см^3$ не привело к возможности пуска трубы с последующей ее работой в режиме составного фитиля.

Пуск трубы с максимальным теплоотводом (в зазоре — гелий) приводил к осушению трубы в работе на звуковом пределе мощности при различной температуре в зависимости от продолжительности времени пуска и от количества неконденсирующегося газа в трубе. При наличии 0,3 $см^3$ аргона в трубе осушение фитиля происходило при 535—540° С, а при 1,21 $см^3$ осушение фитиля имело место при 510 ° С.

Итак, натриевая тепловая труба в опытах авторов успешно запускалась, т. е. работала в расчетном режиме составного фитиля, при теплоотводе излучением. Увеличение теплоотвода (подача аргона в газорегулируемый зазор) приводило к затруднениям при пуске — фитиль в зоне нагрева осушался вследствие переноса теплоносителя в зону конденсации и его вымораживания. На процесс пуска отрицательно влияет увеличение интенсивности теплоотвода и положительно — введение небольшого количества неконденсирующихся газов, а также уменьшение времени пуска.

В экспериментах с электрическим обогревом отмечено, что ступенчатый нагрев — подача мощности, затем ее сброс с постепенным увеличением мощности и многократным повторением этих операций — может существенно облегчать пуск. Это, по-видимому, связано с тем, что при отключении нагрева осуществляется повторное заполнение осушенной зоны нагрева, т. е., в конечном счете, эффект аналогичен увеличению количества теплоносителя в зоне нагрева.

Капиллярные ограничения теплопереноса при охлаждении низкотемпературных и криогенных тепловых труб. При переходе с одного температурного режима на другой меняется теплосодержание как самой тепловой трубы, так и соединенных с ней масс. При охлаждении расход теплоносителя оказывается больше, чем в стационарных условиях работы. Для низкотемпературных и особенно криогенных тепловых труб, обладающих малым теплопереносом, это может приводить к наступлению капиллярных ограничений мощности.

Рассмотрим нестационарный режим работы тепловой трубы длиной l, имеющей теплоемкость массы в зоне испарения $c_и$, и линейную теплоемкость тепловой трубы c_l [6]. Полагая

постоянными температуру и геометрические параметры по длине трубы, уравнение (4.14) представим в интегральном виде

$$\Delta P = \frac{l_{эф}}{r\varepsilon F}\left[\frac{dQ_и}{d\tau} - \left(\frac{l}{l_{эф}}\,\frac{c_l}{2} + c_и\right)\frac{d^2T}{d\tau^2}\right] + \\ + \frac{\nu}{r}\,\frac{l_{эф}}{kF}\left[Q_и - \left(\frac{l}{l_{эф}} + c_и\right)\frac{dT}{d\tau}\right] - \rho g h, \qquad (4.36)$$

где $l_{эф}$ — эффективная длина трубы; ε — поверхностная пористость сечения капиллярной структуры; k — проницаемость; h — превышение испарительного конца трубы над конденсаторным.

Влияние инерционного члена характеризуется двумя факторами: первый определяется скоростью изменения подводимой нагрузки $Q_и$, второй определяется второй производной теплосодержания трубы и массы испарителя. Обычно влиянием первой составляющей инерционного члена можно пренебрегать по сравнению со второй.

Хотя в соотношении (4.36) не содержится в явном виде массовая теплоемкость конденсатора $c_к$, она, входя в уравнение теплового баланса, является неявным параметром этого соотношения. Не задавая конкретно законы теплообмена при подводе и отводе тепла, уравнение теплового баланса можно представить в виде

$$Q_и(\tau) - Q_к(\tau) = (c_и + c_l + c_к)\,dT/d\tau. \qquad (4.37)$$

Из последнего уравнения определяется первая, а по ней и вторая производные температуры, если известны во времени функции подводимой $Q_и(\tau)$ и отводимой $Q_к(\tau)$ мощности.

Часто граничные условия теплообмена могут быть сформулированы следующим образом: в зоне испарения на трубу подается мощность $Q_и(\tau)$, в зоне конденсации отвод тепла осуществляется к холодильнику, температура которого $T_0(\tau)$, при этом также задан коэффициент теплоотдачи $\alpha(T, T_0, \tau)$. При такой формулировке задачи очевидно, что при $\alpha \to \infty$ температура тепловой трубы, независимо от изменения нагрузки $Q_и$, следует за температурой холодильника, т. е. $T(\tau) = T_0(\tau)$, а следовательно, и $dT/d\tau = dT_0/d\tau$. Если же $T_0 = \text{const}$, то не меняется и температура трубы. Таким образом, с учетом замечания о малом значении составляющей $(l_{эф}/r\varepsilon F)\,(dQ_и/d\tau)$ инерционного члена задача, несмотря на то что подводимая нагрузка $Q_и$ переменна, решается по уравнениям стационарного процесса. Как следует из уравнений (4.36) и (4.37), при прочих равных условиях увеличение теплоемкости конденсатора ведет к уменьшению влияния нестационарности процессов при подводе и отводе тепла.

Нужно отметить, что в переходных режимах тепловых труб с составными фитилями (в том числе артериальными) необходимо не ориентироваться на усредненные во времени характе-

ристики, а требовать выполнения неравенства $\Delta P_{\text{кап}} \geqslant \Delta P$ в каждый момент времени. Даже кратковременное нарушение этого условия ведет к осушению фитиля, повторное заполнение которого может потребовать специальных операций.

Приведем примеры влияния нестационарности на ограничение теплопереноса в тепловой трубе. Опыты проводились на тепловой трубе, заправленной фреоном-22 [6]. Длина трубы 1 *м*; масса медного блока, соединенного с испарителем, 0,32 *кг*; масса тепловой трубы 0,3 *кг*; масса блока, соединенного с конденсатором, 1,2 *кг*. Капиллярная структура выполнена из гофрированной сетки. Трубы при испытании расположены с наклоном (горячий конец трубы выше холодного на 10 *мм*).

В первой серии опытов без нагрева ($Q_{\text{и}}=0$) тепловая труба охлаждалась от $+20°$ С до $-100°$ С, причем темп охлаждения последовательно от опыта к опыту менялся от 10 до 130° С/*ч*. При темпе охлаждения $dT/d\tau=130°$ С/*ч* и температуре $T=-80°$ С было зафиксировано осушение тепловой трубы. Аналогичная операция охлаждения тепловой трубы проводилась при подводе $Q_{\text{и}}=5$ *вт*. При $dT/d\tau=60°$ С/*ч* и $T=10°$ С труба осушалась, хотя в стационарном режиме при 10° С осушение наблюдалось лишь при мощности 12 *вт*.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

§ П.1.1. ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА

Целью расчета может быть либо выбор конструкционной схемы тепловой трубы, удовлетворяющей требованиям конкретного применения, либо поверочный расчет, т. е. определение характеристик тепловой трубы выбранной конструкции. В первом случае расчеты обычно подразделяются на несколько этапов.

На первом этапе — этапе предэскизного проектирования — определяются теплоносители, которые могут быть использованы в необходимом интервале температур, удовлетворяя требованиям эксплуатации. Чаще всего, основное требование эксплуатации — обеспечение необходимого теплопереноса при заданном перепаде температур между источником тепла и его приемником.

Теплоносители по максимальному теплопереносу обычно сравнивают, используя комплексы параметров, определяющих качество теплоносителя. Вопросы выбора теплоносителя детально будут рассмотрены, в частности, в подготавливаемой нами книге «Технологические основы тепловых труб». После того как определен теплоноситель, подбирают материалы и конструкцию тепловой трубы. Вопросы такого выбора также будут рассмотрены в указанной книге.

Далее, на стадиях эскизного и рабочего проектирования проводится поверочный расчет тепловой трубы. Расчет делается в целях определения характеристик трубы в широком диапазоне температур — от температуры пуска до температуры, несколько превышающей температуры рабочего диапазона. На этой стадии, как правило, определяют звуковые, капиллярные и другие ограничения мощности, предельные и критнческне тепловые нагрузки в зоне нагрева, температурные перепады (термические сопротивления), а также возможности осуществления теплоотвода н регулирования параметров тепловой трубы. Оценки характеристнк могут быть проведены с нспользованием приближенных формул для расчета тех или иных параметров трубы. На стадии рабочего проектирования необходимо провести детальный расчет параметров тепловых труб с использованием методов расчета, дающих наибольшую точность. При этом проводятся также расчеты по оптимизации конструкционных параметров тепловой трубы.

При расчетах параметров тепловых труб с высокой точностью удобно использовать ЭВМ. Программы для расчета на ЭВМ в настоящее время разрабатываются с использованием, как правило, формализованных алгоритмических языков. Ниже даны рекомендации по расчету как составляющих баланса давления по парожидкостному тракту в тепловой трубе, так и некоторых наиболее важных характеристик тепловых труб, а также приложены программы для расчета параметров парового потока (давление, температура, скорость и др.) и потока жидкости и для расчета звуковых и капиллярных ограничений максимальной мощности тепловой трубы.

§ П.1.2. СОСТАВЛЯЮЩИЕ БАЛАНСА ДАВЛЕНИЯ

Капиллярное и гидростатическое давление. Капиллярное давление на границе раздела в мениске жидкости описывается формулой Лапласа:

$$P_{\text{кап}} = \sigma\,(1/R_1 + 1/R_2), \qquad \text{(П.1)}$$

где R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны мениска. Характеризуя мениск кривизной его поверхности $1/R$, выражение для капиллярного давления в порах фитиля с использованием формулы Лапласа запишем в виде

$$P_{\text{кап}} = 2\sigma/R, \tag{П.2}$$

где $2/R = 1/R_1 + 1/R_2$.

Максимальное капиллярное давление в порах фитиля с учетом того, что краевой угол смачивания жидкостью материала фитиля отличен от нуля, может быть представлено соотношением

$$(P_{\text{кап}})_{\text{макс}} = 2\sigma \cos\theta/R_{\text{эф}}, \tag{П.3}$$

где $R_{\text{эф}}$ — эффективный радиус пор в фитиле.

Заполнение трубы обычно производится с небольшим избытком так, чтобы фитиль в зоне конденсации был затоплен. Тогда движущий перепад капиллярных давлений в тепловой трубе определяется разностью капиллярных давлений в сухой и мокрой точках:

$$\Delta P_{\text{кап}} = (2\sigma/R)_{\text{сух}} - (2\sigma/R)_{\text{мок}}, \tag{П.4}$$

где индекс «сух» относится к сухой точке, индекс «мок» — к мокрой. Как правило, вторым членом в выражении (П.4) можно пренебрегать по сравнению с первым. Тогда выражение для максимального движущего капиллярного перепада давлений имеет вид

$$(\Delta P_{\text{кап}})_{\text{макс}} = (\sigma \cos\theta/R_{\text{эф}})_{\text{сух}}. \tag{П.4а}$$

В дальнейшем индекс «сух» опустим, полагая, что параметры отнесены к сухой точке.

Для наиболее часто встречающихся капиллярных структур максимальный эффективный радиус может быть представлен следующими формулами.

Круглая пора радиусом $R_{\text{отв}}$ или диаметром $d_{\text{отв}}$

$$1/R_{\text{эф}} = 2/R_{\text{отв}} = 4/d_{\text{отв}}. \tag{П.5}$$

Пора квадратной формы с размером стороны квадрата $2a$

$$1/R_{\text{эф}} = 2/a. \tag{П.6}$$

Канавочная структура и щелевой зазор. Если фитиль тепловой трубы представляет собой прямоугольные канавки шириной $2a$ и глубиной $2b$, причем $b > a$, то форма мениска будет цилиндрической и

$$1/R_{\text{эф}} = 1/a. \tag{П.7}$$

Для мениска в щели шириной $2a$ между пластинами, а также для кольцевого зазора величиной $2a$ между коаксиальными цилиндрами $R_{\text{эф}}$ может быть определен по этой же формуле.

Клиновидная структура. Такой структурой являются треугольные, прямоугольные и трапецневидные канавки в режиме частичного осушения, эксцентрический зазор и др. Для клиновидной структуры фитиля характерно изменение радиуса кривизны мениска в процессе работы трубы при изменении степени заполнения канала теплоносителем. Кривизна мениска (в этом случае использование понятия эффективного радиуса поры нецелесообразно) определяется выражением

$$1/R = 2(1 - \sin\gamma)/(h \sin\gamma), \tag{П.8}$$

где 2γ — угол при вершине клиновидной структуры; h — глубина заполнения канала, определяемая расстоянием от вершины угла до поверхности мениска по биссектрисе угла.

Сложные структуры. Для многих капиллярных структур (сетки саржевого плетения, спеченные пористые структуры и др.) форма мениска не

сводится к простейшим легко рассматриваемым случаям. Для таких структур $R_{эф}$ определяется опытным путем.

Так, в частности, для односторонних саржевых сеток на основании опытов с сетками № 80, 90, 120, 450 ГОСТ 3185—65 [1] авторами получено следующее соотношение:

$$\frac{1}{R_{эф}} \simeq \frac{1}{1/d_{ут} + 4/s}, \qquad (П.9)$$

где $d_{ут}$ — диаметр проволок утка; s — шаг между проволоками основы.

Изменение гидростатического давления в жидкости на длине трубы, определяемое воздействием столба жидкости, рассчитывается по формуле

$$\Delta P_г = \rho_ж g l_{эф} \sin \varphi, \qquad (П.10)$$

где φ — угол наклона трубы к горизонту; $l_{эф}$ — расстояние от сухой точки до мокрой; g — ускорение свободного падения (в общем случае ускорение, создаваемое воздействием массовых сил).

Для горизонтально работающих тепловых труб иногда приходится учитывать изменение гидростатического давления на высоте диаметра парового канала:

$$\Delta P_г = \rho_ж g d_{вн}. \qquad (П.11)$$

Изменение давления пара по длине трубы. Расчет изменения давления в паровом потоке — наиболее сложный вопрос при определении составляющих потерь давления по парожидкостному тракту в тепловой трубе.

Ламинарный режим течения пара. При условии, что длина каждой зоны (испарительной, адиабатической и конденсаторной) намного больше диаметра парового канала, а тепловой поток постоянен по длине, на основе анализа уравнений Навье — Стокса для несжимаемого потока Буссе [2] получил следующие соотношения.

Для испарительной зоны

$$\Delta P_{п.и} = 4 \frac{\mu w_{макс} l_и}{R_п^2} \left[1 + 0{,}61\,\mathrm{Re}_r + \frac{0{,}61\,\mathrm{Re}_r}{3{,}6 + \mathrm{Re}_r}\right] \frac{x^2}{l_и^2}, \qquad (П.12)$$

где $w_{макс} = Q/(\pi \rho_п r R_п^2)$ — средняя скорость парового потока в аднабатической зоне; $\mathrm{Re}_r = Q/(2\pi\mu_п l_и r)$ — радиальное число Рейнольдса в зоне испарения; x — текущая координата по длине трубы, отсчитываемая от торца в зоне испарения.

Для адиабатической зоны

$$\Delta P_{п.а} = \frac{8\mu w_{макс}\, x}{R_п^2} \left[1 + \frac{0{,}106\,\mathrm{Re}_r}{18 + 5\,\mathrm{Re}_r} \frac{1 - \exp\left[-30x/(\mathrm{Re}\, R_п)\right]}{x/(R_п\,\mathrm{Re})}\right], \qquad (П.13)$$

где $\mathrm{Re} = 2Q/(\pi R_п \mu r) = 4\mathrm{Re}_r l_и/R_п$ — осевое число Рейнольдса; x отсчитывается от начала аднабатической зоны.

Для конденсаторной зоны (получено лишь для случая, когда $|\mathrm{Re}_r^к| > 1$)

$$P(x) = P(x = l_к) + 4\left(\mu w_{макс} l_к/R_п^2\right)\left[1 - \mathrm{Re}_r^к\,(7/9 - 8a/27 + 23a^2/405)\right] \times \\ \times (1 - x/l_и)^2, \qquad (П.14)$$

где $a = f(x, \mathrm{Re}_r^к, a_0)$ — поправка к профилю скорости (дана на рис. 2.1). Если на входе в зону конденсации профиль скорости пуазейлев, то $a_0 = 0$, а если профиль скорости косинусоидальный, то $a_0 = 0{,}665$.

При $|\mathrm{Re}_r^к| \leqslant 1{,}15$ имеет место ниспадающий профиль давления в паре по длине зоны конденсации и мокрая точка при отсутствии влияния гидро-

статического давления всегда расположеиа в коице тепловой трубы. Полное падение давления в паре по длине трубы при равномерном подводе н отводе тепла можио определять без учета ннерцноиного эффекта по формуле

$$\Delta P_{\text{п.и}} + \Delta P_{\text{п.а}} + \Delta P_{\text{п.к}} = 4\mu \left(w_{\text{макс}}/R_{\text{п}}^2\right) [l_{\text{и}} + 2l_{\text{а}} + l_{\text{к}}]. \qquad \text{(П.15)}$$

По мере роста $\mathrm{Re}_r^{\text{к}}$, начнная от значения $\mathrm{Re}_r^{\text{к}}=1{,}15$, мокрая точка может смещаться от конца зоны конденсацин к ее началу. Мокрая точка может достнгать начала зоны теплоотвода при $|\mathrm{Re}_r^{\text{к}}|=1{,}7$ ($a_0=0$). Однако если поправка к профнлю скорости отлнчна от нуля $a_0>0$, то $\mathrm{Re}_r^{\text{к}}$ должно быть соответственно больше значення 1,7 н должно нзменяться лннейно в пределах от 1,7 до 2,7 при измененнн a_0 от 0 до 0,665.

Прн расположенни мокрой точкн в начале зоны конденсацни перепад давления по пару равен сумме потерь давлення на испарнтельной н адиабатической частях:

$$\Delta P_{\text{п.и}} + \Delta P_{\text{п.а}} = 4\left(\mu w_{\text{макс}}/R_{\text{п}}^2\right)[l_{\text{и}}(1 + F\ \mathrm{Re}_r) + 2l_{\text{а}}], \qquad \text{(П.16)}$$

где $F=7/9-[17\,\mathrm{Re}_r/(36+10\,\mathrm{Re}_r)]\exp[-(7{,}5/\mathrm{Re}_r)(l_{\text{а}}/l_{\text{и}})]$. В этом случае для приближеиного расчета можно также нспользовать более простую формулу (П.3):

$$\Delta P_{\text{п.и}} = Q^2/\left(8\rho_{\text{п}} R_{\text{п}}^4 r^2\right). \qquad \text{(П.17)}$$

Формула (П.17) записана без учета потерь трення. Ее использованне оправдано при существенном преобладанин инерционных потерь давления над потерямн из-за трення.

Переходный н турбулентный режимы течения пара. При $\mathrm{Re}_r \gg 1$ косинусондальный профнль скоростн, характерный для ламннарного режима течения пара, сохраняется в зоне испарения вплоть до $\mathrm{Re}=10^5$. Вдув пара приводит к тому, что турбулентность в потоке постепенно нарастает с увелнченнем Re. Поэтому коэффнцнент трения можно представить в виде суммы двух слагаемых, в которой первым членом является коэффицнент трения для ламинарного течення пара прн косннусондальном профиле скорости, а второй член учнтывает турбулентную добавку, пропорциональную Re (П.4):

$$f_{\text{тр}} = 2\pi^2/\mathrm{Re} + 0{,}03/\mathrm{Re}^{0,2}. \qquad \text{(П.18)}$$

Для зоны испарения перепад давлеиия в паре за счет разгона и треиня представлен формулой

$$\Delta P_{\text{п.и}} = (8/\pi^2)\left[Q^2/\left(d_{\text{п}}^4 r^2 \rho_{\text{п}}\right)\right][\pi^2/4 + f_{\text{тр}} l_{\text{и}}/d_{\text{п}}], \qquad \text{(П.19)}$$

где первый член во вторых квадратных скобках отражает нзменение давления в паре вследствие ускорения потока (инерционный вклад), а второй — измененне из-за трения.

В адиабатической зоне коэффицнент трення определяется с использованием формулы Блазиуса и формула для перепада давления имеет внд

$$\Delta P_{\text{п.а}} = 0{,}0107\left[\mu_{\text{п}}^{1/4} l_{\text{а}}/\left(\rho_{\text{п}} R_{\text{п}}^{19/4}\right)\right](Q/r)^{7/4}. \qquad \text{(П.20)}$$

Для конденсаторной зоны перепад давлення можно не учнтывать, так как мокрая точка при интенсивном теплопереносе расположена в начале этой зоны.

Развитое турбулентное течение пара. *В зоне испарения* практическн весь перепад давлення определяется ннерционным вкладом и рассчнтывается по формуле (П.17). *Для адиабатической зоны* тепловой трубы тренне необходимо рассчитывать с учетом шероховатостн стенкн. *В кон-*

денсаторной зоне для коротких тепловых труб, когда $\mathrm{Re}_r^{\kappa} \gg 1$, мокрая точка находится в начале этой зоны и давления пара и жидкости по длине этой зоны практически равны. *Для длинных тепловых труб,* работающих в переходном и турбулентном режимах течения пара на некоторой части трубы, при местоположении мокрой точки в конце трубы расчет перепада давления в паре по всей длине трубы выполняется без учета инерционного эффекта, учитывается только трение. При этом каждый участок трубы рассчитывается отдельно с учетом режима течения. В зоне испарения и конденсации могут иметь место участки с ламинарным, переходным и даже турбулентным режимами течения пара. Для каждого участка следует использовать соответствующее режиму течения значение коэффициента трения.

При расположении мокрой точки в произвольном месте зоны конденсации при любом режиме течения пара расчет по зонам испарения и адиабатической следует проводить в соответствии с режимом течения. В зоне конденсации потери давления необходимо учитывать только на участке от начала этой зоны до местоположения мокрой точки. Из инерционного вклада, имеющего место в зоне испарения, исключается та часть, которая восстанавливается на участке до мокрой точки, т. е. учитывается только часть его. Подробно этот вопрос был рассмотрен при анализе капиллярных ограничений максимальной мощности трубы (§ 2.4). Детальный расчет перепадов давления с учетом местоположения мокрой точки сложен и обычно проводится с использованием ЭВМ.

Изменение давления жидкости в фитиле. Поток жидкости по фитилю тепловой трубы практически всегда ламинарный, а градиент давления в жидкости по длине трубы полностью определяется эффектом трения. Для описания градиента давления в жидкости можно использовать закон Дарси в виде

$$dP_{\text{ж}}/dx = (\xi_{\text{тр}}/d_{\text{г}})\left(\rho_{\text{ж}} w_{\text{ж}}^2/2\right). \qquad (\text{П.21})$$

Для неупорядоченных структур обычно применяется иная форма записи уравнения Дарси:

$$dP_{\text{ж}}/dx = \mu V (kF_{\text{ж}}), \qquad (\text{П.22})$$

где V — объемный расход теплоносителя. Интегрируя по длине трубы градиент давления, получаем перепад давления по жидкости, т. е.

$$\Delta P_{\text{ж}} = \int_{l_{\text{эф}}} dP_{\text{ж}}\, dx. \qquad (\text{П.23})$$

Для расчета потерь давления по жидкости в разработанной авторами программе для вычисления капиллярных ограничений мощности цилиндрических тепловых труб использована формула, записанная для составного фитиля в виде экранной сетки с концентрическим зазором для протока жидкости. Приведем здесь расчетные соотношения для потерь давления в жидкости различных капиллярных структур, а также формулы для определения зазора, эквивалентного по гидродинамическим потерям давления другим капиллярным структурам.

Составной фитиль с концентрическим кольцевым зазором, образованный перфорированной трубкой или экранной сеткой, причем размер зазора значительно меньше диаметра парового канала ($\delta_{\text{ж}} \ll d_{\text{п}}$). Формула (П.21) в этом случае может быть записана в интегральном виде:

$$\Delta P_{\text{ж}} = 3{,}82\, Q \nu_{\text{ж}} l_{\text{эф}} / \left(r d_{\text{п}} \delta_{\text{ж}}^3\right), \qquad (\text{П.24})$$

где $\delta_{\text{ж}}$ — ширина целевого концентрического зазора для протока жидкости.

Составной фитиль с эксцентрическим зазором (серповидный фитиль) [5]:

$$dP_{\text{ж}}/dl = 1{,}53\,(Q/r)\left[\nu_{\text{ж}}/\left(d_{\text{п}} \delta_{\text{ср}}^3\right)\right], \qquad (\text{П.25})$$

где $\delta_{ср}=(\delta_{мин}+\delta_{макс})/2$ — средняя величиина эксцентрического зазора, а $\delta_{мин}$ и $\delta_{макс}$ — минимальное и максимальное расстояния от экрана до корпуса трубы. Зазор с максимальной эксцентричностью дает в 2,5 раза меньший перепад давления по жидкости, чем концентрический. Эквивалентный размер концентрического зазора в этом случае может быть рассчитан по следующей формуле:

$$\delta_{экв} = 1,355\delta_{ср}. \qquad (П.26)$$

Для фитиля из нескольких слоев сетки с квадратной ячейкой экспериментально получено следующее выражение [6]:

$$dP_{ж}/dx = \rho_{ж}\left(w_0^2/D_р\right)[(1-\varepsilon)/\varepsilon^3](275/\mathrm{Re}+3,1), \qquad (П.27)$$

где w_0 — скорость течения жидкости; $D_р=1,5\,d$; d — диаметр проволоки сетки; ε — объемная пористость сетки, т. е. отношение объема пустот в ней к общему объему; $F_ж$ — поперечное сечение фитиля; $\mathrm{Re}=(D_р w_0/\nu_ж)(1-\varepsilon)^{-1}$.

Уравнение (П.27) обобщает данные экспериментов с фитилем из нескольких слоев квадратной сетки, имеющих размер в пределах от 90 до 600 *мкм* или, что то же самое, от 45 до 270 ячеек на 2,54 *см* длины.

Эквивалентный размер концентрического зазора

$$\delta_{экв} = \sqrt[3]{3,82\varepsilon^2 D_р^2/[d_п(1-\varepsilon)^2(275+3,1\,\mathrm{Re})]}\ . \qquad (П.28)$$

Фитиль из нескольких слоев сетки саржевого плетения при течении жидкости вдоль основы. Слои сетки плотно прижаты друг к другу. Формула может быть записана в виде

$$dP_{ж}/dx = Q\nu_{ж}/(rkF_{ж}). \qquad (П.29)$$

Проницаемость k для разных сеток определялась авторами экспериментально [1] и дана в табл. П.1.

Таблица П.1

Проницаемость вдоль основы и эффективный радиус пор поверхности саржевых односторонних сеток (ГОСТ 3187—65)

Номер сетки	Диаметр проволоки утка, *мм*	Диаметр проволоки основы, *мм*	Расстояние между проволоками основы, *мм*	Проницаемость в направлении основы, *дарси*	Эффективный радиус пор на поверхности сетки, *мм*
80	0,20	0,35	1,25	260	0,13
90	0,20	0,30	1,11	130	0,11
120	0,16	0,25	0,83	80	0,08
120*	0,13	0,16	0,83	70	0,075
450	0,055	0,09	0,22	—	0,023

* Параметры сетки не соответствуют ГОСТ 3187 — 65.

Эквивалентный размер концентрического зазора

$$\delta_{экв} = \sqrt[3]{3,82\,kF_{ж}/d_п}\ .$$

Фитиль из пористого спеченного материала [П.3]

$$dP_{ж}/dl = bQ\nu_{ж}/\left(F_{ж}\varepsilon\, d_{ср}^2 r\right), \qquad (П.30)$$

где $d_{ср}$ — средний гидравлический диаметр пор капиллярной структуры; b — безразмерная константа, зависящая от геометрической структуры фитиля ($b=8$ для несоединяющихся пор фитиля, $b=10\div20$ для произвольной капиллярной структуры с соединяющимися порами);

$$\delta_{экв}=\sqrt[3]{3{,}82F_{ж}\varepsilon d_{г}^{2}/(d_{п}b)}\,. \qquad (П.31)$$

Фитиль из отдельных капиллярных трубок или артерий

$$dP_{ж}/dl=32Q\nu_{ж}/\left(d_{кап}^{4}rN\right), \qquad (П.32)$$

где $d_{кап}$ — диаметр капиллярной трубки или артерии; N — число капиллярных трубок или артерий. Эквивалентный концентрический зазор для такой капиллярной структуры

$$\delta_{экв}=\sqrt[3]{0{,}119F_{ж}d_{кап}^{2}N/d_{п}}. \qquad (П.33)$$

Фитиль в виде открытых канавок глубиной a и шириной b (П.7)

$$dP_{ж}/dx=(dP_{ж}/dx)_{0}-\{d_{п}/4a\,[1-0{,}314\,(b/a)]\}\,(dP_{п}/dx)_{тр}, \qquad (П.34)$$

где $(dP_{ж}/dx)_{0}$ — градиент давления в жидкости без учета трения о пар; $(dP_{п}/dx)_{тр}$ — градиент давления в паре, обусловленный трением о стенку.

Формула (П.34) получена с учетом взаимодействия потоков пара и жидкости на открытой поверхности жидкой фазы теплоносителя. В работе [4] приводится иная формула для расчета фитиля в виде канавок прямоугольной формы, открытых со стороны парового канала:

$$dP_{ж}/dl=1{,}18Q\nu_{ж}\,[\pi/4a_{эф}\,(b/2)^{3}\,Nr]^{-1}, \qquad (П.35)$$

где N — число канавок, причем

$$a_{эф}=\frac{1-(192/\pi^{2})\,(b/2a)\,\mathrm{tgh}\,(\pi/2)\,(2a/b)}{1+(b/4a)\,(b/2a)^{3}\,Nf\,\mathrm{Re}\,\nu_{п}/\nu_{ж}},$$

где $f=2\pi^{2}/\mathrm{Re}+0{,}03/\mathrm{Re}^{0{,}2}$ и $\mathrm{Re}=4Q/(\pi d_{п}r\gamma_{п})$. Фитиль в виде прямоугольных канавок, покрытых со стороны парового канала мелкопористой сеткой [4]:

$$dP_{ж}/dl=1{,}18Q\nu_{ж}\,(a_{эф}\,(b/2)^{3}\,(\pi/4)\,Nr)^{-1}, \qquad (П.36)$$

где $a_{эф}=a\,[1-(192/\pi^{5})\,(b/a)\,\mathrm{th}\,(\pi/2)\,(a/b)]$.

Эквивалентный зазор для протока жидкости можно оценить по следующей формуле:

$$\delta_{экв}=1{,}37\sqrt[3]{a_{эф}\,(b/2)^{4}\,N2\,(a+b)/(d_{п}ab)}\,. \qquad (П.37)$$

§ П.1.3. ОГРАНИЧЕНИЯ ПЕРЕНОСИМОЙ МОЩНОСТИ

Вязкостный предел переносимой мощности характерен для длинных тепловых труб при весьма низких давлениях пара. Буссе [8] получил следующую зависимость для расчета этого предела:

$$Q_{вяз}=d_{п}^{2}rP_{0}\rho_{0}/(64\mu_{п}l_{эф}), \qquad (П.38)$$

где P_{0}, ρ_{0} — давление и плотность пара в начале зоны испарения.

Параметры границы перехода от вязкостного ограничения к звуковому определяются из следующего выражения:

$$\left(l_{эф}/d_{п}^{2}\right)=0{,}033\,[(P_{0}\rho_{0})^{1/2}/\mu_{п}]. \qquad (П.39)$$

Ниже этой границы в тепловой трубе могут иметь место вязкостные ограничения мощности трубы, выше — звуковой предел.

Звуковой предел переносимой мощности достигается в тепловых трубах при давлении пара от десятых долей атм и ниже. Для расчета звукового предела относительно коротких тепловых труб ($l_{исп}/d \leqslant 10$) можно использовать приближениую формулу Леви [9] в виде

$$Q_{зв}/F_{п} = \rho_{п} r w_{зв} / \sqrt{2(k+1)}. \qquad (П.40)$$

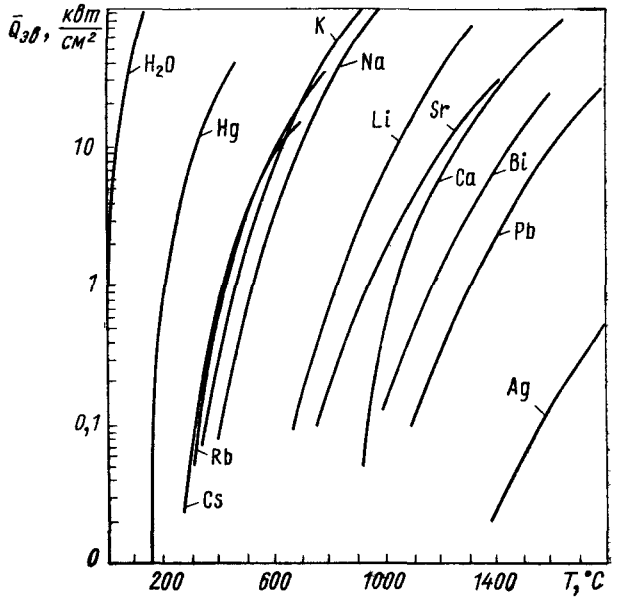


Рис. П.1. Зависимость звукового предела удельной мощности тепловых труб с различными теплоносителями от температуры

При этом скорость звука в паре определяется по параметрам в начале зоны испарения из работы [4]:

$$w_{зв} = \sqrt{kg\tilde{R}T/\mu}\ . \qquad (П.41)$$

Результаты расчета по формуле (П.40) для ряда теплоносителей (в основном высокотемпературных) представлены на рис. П.1. Для тепловых труб с длинной зоной нагрева ($l_{исп}/d > 10$) расчеты звукового предела мощности необходимо вести с использованием методов расчета, учитывающих влияние трения на параметры потока.

Ограничение мощности из-за уноса жидкости из фитиля в паровое пространство. Для расчета ограничений, связанных с уносом жидкости из фитиля в паровой поток используют условие We=1. Применительно к параметрам тепловой трубы это условие дает

$$(Q/F)_{ун} = \sqrt{2\pi p_{п}\sigma_{ж} r^2/\lambda}, \qquad (П.42)$$

где λ — длина капиллярных волн, образующихся на поверхности жидкой фазы. Для тепловых труб с капиллярной структурой, имеющей экран в виде

перфорированной ленты или сеток на границе раздела потоков пар — жидкость, в первом приближении величину λ можно принимать равной диаметру поверхностной поры. Для открытых капиллярных структур со стороны парового потока, например для канавок, расчеты по формуле (П.43) должны быть проведены для нескольких наиболее вероятных значений длины волны.

При совместном построении различных расчетных ограничений мощности тепловой трубы в зависимости от температуры численные значения ограничений относят, как правило, к параметрам пара в начале зоны испарения. Теплофизические параметры в формуле (П.42) должны быть определены в точке достижения наибольшей скорости потока пара по длине трубы. Для дозвуковых режимов течения пара это достигается в адиабатической зоне, следовательно, параметры парового потока будут отличны от параметров пара в начале трубы. Уточненный расчет ограничений из-за уноса жидкости из фитиля в паровой поток можно осуществить методом итераций.

Капиллярные ограничения переносимой мощности. Расчет капиллярных ограничений осуществляется в общем виде с использованием баланса давления по парожидкостному тракту тепловой трубы:

$$(\Delta P_{\text{кап}})_{\text{макс}} = \Delta P_{\text{п}} + \Delta P_{\text{ж}} + \Delta P_{\text{ф}} + \Delta P_{\text{масс}}. \qquad (\text{П.43})$$

Записывая каждое слагаемое потерь давления в паре и жидкости с использованием величины теплопереноса Q в тепловой трубе и подставляя их в уравнение (П.43), решают его относительно Q. При Q заметно ниже звукового предела для данной температуры можно использовать расчетные зависимости для определения перепада давления в паре, полученные для несжимаемого потока. Если значение Q близко к $Q_{\text{зв}}$ ($Q > 0{,}9\,Q_{\text{зв}}$), то расчет перепада давления в паре следует вести с учетом сжимаемости потока. Для ряда конкретных расчетов мощности тепловых труб можно сделать упрощения и уравнение (П.43) решить аналитически.

В качестве первого примера рассмотрим тепловые трубы с низким теплопереносом, когда падением давления в паре можно пренебречь по сравнению с другими составляющими. Баланс давления имеет вид

$$(\Delta P_{\text{кап}})_{\text{макс}} = \Delta P_{\text{ж}} + \Delta P_{\text{масс}}. \qquad (\text{П.44})$$

Подставляя в (П.44) выражения для падения давления в жидкости в виде закона Дарси, а для перепада давления за счет действия массовых сил — гравитационный вклад, получаем

$$2\sigma \cos\theta / R_{\text{эф}} = \mu_{\text{ж}} G_{\text{ж}} l_{\text{эф}} / (\rho_{\text{ж}} k F_{\text{ф}}) \pm \rho_{\text{ж}} g l \sin\varphi. \qquad (\text{П.45})$$

Решая (П.45) относительно потока жидкости и выражая поток с использованием тепловых величин, имеем

$$Q_{\text{кап}} = (r \rho_{\text{ж}} k F_{\text{ф}} / \mu_{\text{ж}} l_{\text{эф}}) (2\sigma \cos\theta / R_{\text{эф}} \pm \rho_{\text{ж}} g l \sin\varphi), \qquad (\text{П.46})$$

где $l_{\text{эф}}$ — эффективная длина трубы (см. § 2.1).

Для равномерного подвода и отвода тепла $l_{\text{эф}}$ выражается формулой

$$l_{\text{эф}} = l_{\text{ад}} + (l_{\text{исп}} + l_{\text{кон}})/2. \qquad (\text{П.47})$$

В качестве второго примера приведем капиллярные ограничения мощности тепловой трубы, работающей в условиях отсутствия поля массовых сил, когда мокрая точка расположена в начале зоны конденсации. Тогда баланс давления может быть выражен

$$(\Delta P_{\text{кап}})_{\text{макс}} = \Delta P_{\text{ж}} + \Delta P_{\text{п}}. \qquad (\text{П.48})$$

Предполагая, что течение жидкости ламинарное, при расчете падения давления можно использовать закон Дарси. В паре следует учитывать потери давления на трение и разгон только в зонах испарения и адиабатической Тогда можно записать

$$2\sigma \cos\theta / R_{\text{эф}} = \mu_{\text{ж}} G l_{\text{эф}} / (\rho_{\text{ж}} k F_{\text{ф}}) + 8\mu_{\text{п}} l_{\text{эф}} G / (\pi R_{\text{п}}^4) + G^2 / (8\rho_{\text{п}} R_{\text{п}}^4). \qquad (\text{П.49})$$

Эффективная длина трубы для данных условий работы и при равномерном теплоотводе выражается величиной

$$l_{эф} = l_{ад} + l_{и}/2. \qquad (П.50)$$

При расчете мощности тепловых труб, для которых Q сравнимо с $Q_{зв}$, а мокрая точка находится в произвольном месте зоны конденсации, целесообразно использовать численные расчеты на ЭВМ. Пример программы для расчета, составленной авторами, приведен ниже.

§ П.1.4. ПЕРЕПАДЫ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТЕПЛОВОЙ ТРУБЕ

Суммарный перепад температуры в тепловой трубе складывается из следующих составляющих: 1) перепадов температуры в стенке трубы в зоне испарения и конденсации; 2) перепадов температуры в фитиле в обеих зонах; 3) перепадов температуры на границе раздела фаз пар — жидкость при испарении и конденсации; 4) перепадов температуры насыщения в паре по длине тепловой трубы.

Перепад температуры в стенке трубы в зонах испарения и конденсации рассчитывается по известным уравнениям теплопроводности:

для плоской стенки

$$\Delta t_{ст} = q\delta/\lambda; \qquad (П.51)$$

для круглой трубы с внутренним диаметром d_1 и наружным d_2

$$\Delta t_{тр} = q\,(d_1 \ln d_2/d_1)\,(2\lambda)^{-1}. \qquad (П.52)$$

При этом q отнесен к внутренней поверхности трубы.

Перепады температуры в фитиле сильно зависят от его конструкции, а в зоне нагрева — и от режима парообразования. Для составного фитиля, имеющего под экраном заполненный теплоносителем зазор, перепад температуры определяется теплопроводностью жидкости и рассчитывается по соответствующим формулам теплопроводности с учетом концентрации линий теплового тока вблизи поверхности раздела пар — жидкость в порах экрана.

Для простого фитиля в виде пористого тела или многослойной сетки, насыщенных неметаллической жидкостью, перепад температуры рассчитывается по формулам (4.51), (4.52) с использованием эффективной теплопроводности $\lambda_{эф}$. В теплопереносе от стенки трубы к поверхности испарения участвует как жидкость, так и твердый скелет фитиля. Для фитиля, не спеченного со стенками трубы и имеющего произвольную пористость, в первом приближении эффективная теплопроводность может быть оценена по формуле [10]

$$\lambda_{эф} = \lambda_{ж}\,[\lambda_{ж} + \lambda_{м} - (1-\varepsilon)\,(\lambda_{ж} - \lambda_{м})]/[\lambda_{ж} + \lambda_{м} + (1-\varepsilon)\,(\lambda_{ж} - \lambda_{м})]. \qquad (П.53)$$

Для фитилей с высокой пористостью ($\varepsilon > 0{,}5$) можно использовать уравнение

$$\lambda_{эф} = \lambda_{м}/[1 + \varepsilon\,(\lambda_{м}/\lambda_{ж} - 1)]. \qquad (П.54)$$

Для сетчатых фитилей, не спеченных с корпусом трубы, эффективная теплопроводность может быть рассчитана по формуле, полученной на основании экспериментов:

$$\lambda_{эф} = \lambda_{ж}\,[1 + 1/(ab + c)], \qquad (П.55)$$

где b — половина ширины ячейки (сетки на просвет); $a = 8 \cdot 10^3$ $м^{-1}$ и $c = 1{,}35$ для сеток из нержавеющей стали; $a = 1{,}8 \cdot 10^3$ $м^{-1}$ и $c = 0{,}73$ для латунных сеток.

Наибольшее затруднение при расчете $\lambda_{эф}$ простых фитилей из нескольких слоев неспеченных сеток вызывает определение термического сопротивления в месте контакта проволок сетки фитиля. Для сетчатых фитилей такое

сопротивление может быть одним из основных составляющих полного термического сопротивления. Оно определяется степенью прижатия сеток друг к другу в фитиле. Для расчета коэффициента эффективной теплопроводности получена формула [11]

$$\lambda_{эф} = (1{,}85m^{0,5}\lambda_м + 8{,}95\lambda_ж)/(1+c)^2 + [1 - 1/(1+c)^2]. \qquad (П.56)$$

которая обобщает результаты опытов, проведенных в широком интервале изменения геометрических параметров (размера поры a, диаметра проволоки $d_{пр}$ и диаметра пятна контакта проволоки $d_{конт}$) Погрешность расчетов $\lambda_{эф}$ по этой формуле не превышает $\pm 12\%$ для фитилей из нескольких слоев сеток, насыщенных теплоносителем, с поджатием в области механических нагрузок, не превышающих предела упругой деформации в следующем диапазоне изменения параметров фитиля: $\lambda_м/\lambda_ж = 30 \div 1200$; $m = d_{конт}/d_{пр} = 0{,}0025 \div 0{,}06$; $c = 1{,}4 \div 2{,}5$, при этом $c = a/d_{пр}$.

Эффективная теплопроводность фитилей с низкой пористостью и каркасом из высокотеплопроводного материала определяется материалом скелета Для высокопористых фитилей $\lambda_{эф}$ приближается к теплопроводности теплоносителя. Например, эффективная теплопроводность фитиля со скелетом из насыщенного кислородом алюминия ($\varepsilon = 0{,}85$) при 77° К равна $1{,}96 \times 10^{-3}$ *вт/(см·°К)*. Это значение превышает теплопроводность жидкого кислорода лишь на 18%.

Перепады температуры на границе раздела фаз при испарении и конденсации рассчитываются по формуле

$$\Delta t_ф = q/\alpha_ф. \qquad (П.57)$$

Исходя из газокинетического рассмотрения процессов фазового перехода для случая, когда в паре отсутствуют примеси (газы и другие пары), коэффициент теплоотдачи на плоской поверхности жидкости может быть представлен формулой [12]

$$\alpha_ф = \frac{8rP}{(T - T_0)\sqrt{2\pi RT/M}} \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{f^2} - \frac{1}{f} + \frac{1}{4}\frac{P_0}{P}\sqrt{\frac{T}{T_0}}} \right), \qquad (П\ 58)$$

где T, P — температура и давление пара, T_0, P_0 — температура на поверхности жидкостн и давление насыщенного пара, соответствующего этой температуре.

Для наиболее часто встречающихся в практике процессов медленного испарения и конденсации при расчете коэффициента теплоотдачи при фазовом переходе может быть использована зависимость

$$\alpha_ф = \frac{f}{(1 - 0{,}4f)} \frac{r^2P}{\sqrt{2\pi\tilde{R}^3T^5/M^3}}. \qquad (П.59)$$

При отсутствии загрязнений коэффициенты испарения и конденсации для жидких металлов близки к единице [12] Перепады температуры на границе раздела фаз обычно невелики, для неметаллических теплоносителей их можно не учитывать.

Перепады температуры насыщения и давления в паре по длине тепловой трубы. Изменения давления пара и, соответственно, температуры насыщения его по длине трубы определяются переносимой мощностью, а также теплофизическими параметрами теплоносителя и геометрическими параметрами трубы. Наиболее сильное измеиение параметров пара имеет место при работе трубы на звуковом пределе переносимой мощности. В этом случае доминирующими факторами, определяющими гидродинамику пара, являются инерционные эффекты Для чисто инерционного режима течения пара (случай

коротких труб, когда трением в паре можно пренебречь) изменения давления можно описать в виде зависимости

$$P_1 = P_2 + \rho_п w^2, \qquad (П.60)$$

где P_1 — статическое давление в начале испарителя; P_2 — статическое давление в любом сечении парового канала по длине зоны испарения; $\rho_п w^2$ —

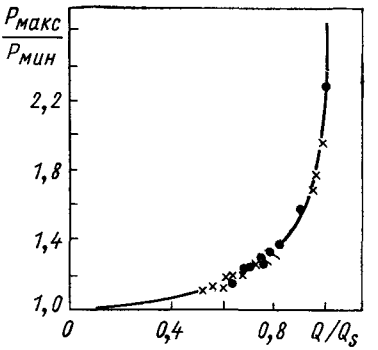


Рис П 2. Расчетная и экспериментальная зависимость отношения давлений в начале и в конце зоны испарения от относительного осевого потока тепла:
——— — расчет; ● — цезии, × — натрий

динамический напор С использованием числа Маха формулу (П.60) можно представить в виде

$$P_1/P_2 = 1 + kM^2. \qquad (П.61)$$

На рис П 2 представлена расчетная зависимость P_1/P_2 от относительной мощности ($Q/Q_{зв}$). Там же приведены экспериментальные данные по измерению перепада давления в паре в натриевой и цезиевой тепловых трубах.

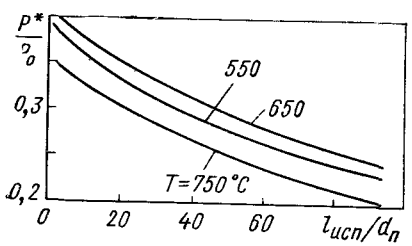


Рис. П 3 Зависимость отношения давления пара в критическом сечении P^* к давлению пара в начале зоны испарения P_0 от длины зоны нагрева для натриевых тепловых труб ($l_{ад}$=0, $Q=Q_{зв}$)

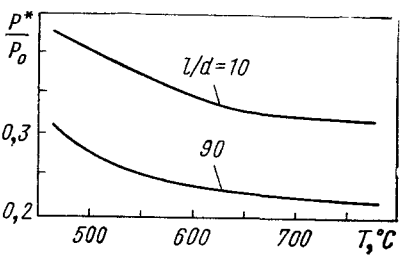


Рис. П 4 Зависимость отношения давления в критическом сечении P^* к давлению в начале трубы P_0 от температуры для натриевых тепловых труб ($l_{ад}$=0; $Q=Q_{зв}$)

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных вполне удовлетворительно для коротких тепловых труб. Для труб в опытах Кемме $l_{исп}/d_п$=12.

Влияние трения проанализировано авторами с использованием модели изоэнтальпийного массового сопла Трение увеличивает перепад давления по длине трубы и приводит к зависимости перепада температуры от длины трубы. На рис. П.3 результаты расчетов для натриевых тепловых труб приведены в виде зависимости от длины трубы отношения давления пара в критическом сечении P^* к давлению пара P_0 в начале зоны испарения. По

мере роста длины зоны нагрева перепад давления растет. Зависимость перепада давления в трубе от температуры пара в начале зоны испарения представлена на рис. П.4 для разных длин зоны испарения.

Поведение температуры насыщения пара можно анализировать в соответствии с распределением давления по длине, используя для связи давления и температуры насыщения пара уравнение Клапейрона — Клаузиуса:

$$dT/dx = RT^2dP/(rPdx). \qquad (П.62)$$

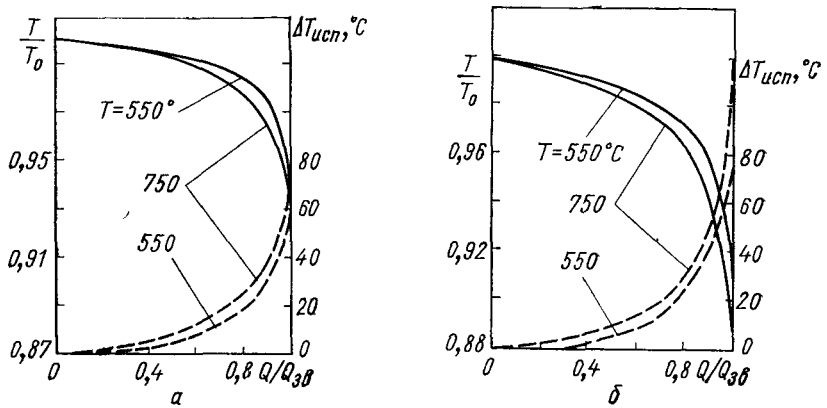


Рис. П.5. Зависимость перепада температуры пара по длине зоны нагрева натриевых тепловых труб от относительной переносимой мощности:

($а - l_{исп}/d_п = 10$, $l_{ад} = 0$, $б - l_{исп}/d_п = 90$, $l_{ад} = 0$), ——— T/T_0, – – – – $\Delta T_{исп}$

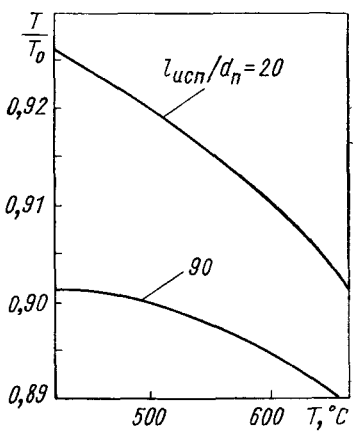


Рис П 6 Зависимость относительного изменения температуры пара по длине зоны нагрева натриевых тепловых труб от температуры пара в начале зоны испарения

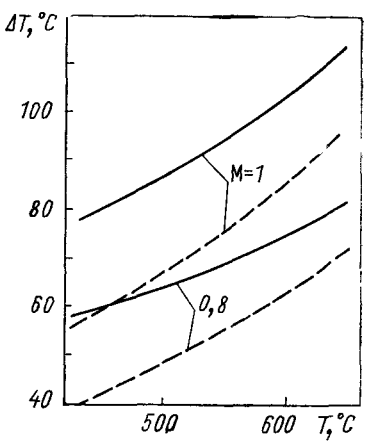


Рис. П.7. Зависимость перепада температуры пара по длнне зоны нагрева натриевых тепловых труб от температуры пара в начале зоны испарения:

——— $l_{исп}/d_п = 90$, $l_{ад} = 0$, – – – – $l_{исп}/d_п = 20$, $l_{ад} = 0$

Влияние переносимой мощности на перепад температуры иллюстрируется результатами расчетов, представленными на рис. П.5. По мере роста мощности трубы перепад температуры изменяется нелинейно. Чем ближе мощность трубы к звуковому пределу, тем значительнее рост перепада температуры. Основное увеличение перепада температуры в паре имеет место при увеличении мощности трубы от 80 до 100% значения звукового предела. Так, увеличение мощности трубы от нуля до 80% $Q_{зв}$ приводит к падению температуры пара на 2—3% значения T_0 (температуры пара в начале зоны испарения). Увеличение мощности от 80 до 100% $Q_{зв}$ приводит к перепаду температуры до 7—10% T_0. Для достижения изотермичной работы трубы при определенном значении теплопереноса Q следует работать при такой температуре, когда соблюдается условие $Q/Q_{зв}<0{,}8$. Относительный перепад температуры T/T_0 слабо зависит от уровня температуры пара в начале зоны испарения. С ростом давления пара в трубе относительный максимальный перепад температуры T/T_0 несколько уменьшается (рис П 6), а абсолютный перепад температуры ΔT увеличивается (рис. П.7). (Расчетные данные на рис П 6 и П.7 представлены в виде зависимости от температуры пара в начале трубы.) Зависимость максимального перепада температуры от давления пара в трубе выражена значительно слабее, чем от переносимой мощности Трение в паре, повышая перепад давления с ростом длины трубы, приводит к увеличению перепада температуры. Это иллюстрируется результатами расчетов авторов, представленных на рис. П.6 и П.7.

§ П.1.5. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

При расчете параметров тепловых труб приходится также решать задачу выбора оптимальной конструкции, которая наилучшим образом удовлетворяла бы требованиям применения. Вопрос о выборе длины трубы или отдельных ее зон решается исходя из соображений наилучшего сопряжения источника и стока тепла. Далее, возникает вопрос получения максимального теплового потока вдоль оси трубы при выбранных геометрических параметрах корпуса трубы. В простейших случаях расчета параметров тепловой трубы удается записать величину переносимого трубой количества тепла в зависимости от геометрических и теплофизических параметров. Тогда задача оптимизации решается обычным образом — с использованием производной функции теплопереноса по интересующему параметру. Если не удается получить подобного рода аналитическую зависимость, то используют, как правило, численные методы расчета.

Рассмотрим на примерах реализацию этих принципов оптимизации Запишем баланс давления в цилиндрической тепловой трубе с мокрой точкой в конце зоны конденсации без учета влияния массовых сил:

$$(\Delta P_{кап})_{макс} = \Delta P_{п} + \Delta P_{ж}. \qquad (П.63)$$

Капиллярный напор создается порами фитиля диаметром $d_{ж}$. Эти же поры служат каналами для протока жидкости. Так как мокрая точка находится в конце зоны конденсации, то в расчете перепада давления по пару инерционный эффект исключается. В предположении ламинарного потока жидкости и пара имеем

$$2\sigma \cos\theta/d_{ж} = 16Q\nu_{ж}l_{эф}/\left(rF_{ж}\,d_{ж}^2\right) + 16Q\nu_{п}\,l_{эф}/\left(rF_{п}d_{п}^2\right). \qquad (П.64)$$

Решая (П 64) относительно Q, получаем

$$Q = \frac{r\sigma\cos\theta}{8l_{эф}d_{ж}\left[\nu_{ж}/\left(F_{ж}d_{ж}^2\right) + \nu_{п}/\left(F_{п}d_{п}^2\right)\right]}. \qquad (П.65)$$

Выведем соотношение геометрических параметров трубы, при которых достигается наибольший теплоперенос. Обозначим α — отношение градиента давления в жидкости к градиенту давления в паре

$$\alpha = -\frac{dP_{ж}/dz}{dP_{п}/dz}. \qquad (П.66)$$

Для ламинарного течения пара и жидкости выражение для α в формуле (П.65) имеет вид

$$\alpha = \nu_{ж} F_{п} d_{п}^2 / (\nu_{п} F_{ж} d_{ж}^2). \qquad (П.67)$$

Оптимизация теплопереноса в тепловой трубе в соответствии с уравнением (П.65) при учете (П.67) приводит к зависимости

$$Q \approx [d_{ж}(\alpha + 1)]^{-1}. \qquad (П.68)$$

Если сечение для прохода жидкости и гидравлический диаметр $d_{ж}$ не зависят друг от друга (например, для фитиля из спеченных пористых материалов или нескольких слоев плотно уложенных сеток), то, исходя из уравнения (П.67), можно считать, что параметр α изменяется в зависимости от размера $d_{ж}$, т. е.

$$\alpha = 1/d_{ж}^2. \qquad (П.69)$$

В таком случае максимум теплопереноса в соответствии с выражением (П.69) достигается при $\alpha = 1$, т. е. при равенстве потерь давления в жидкости и паре ($\Delta P_{п} = \Delta P_{ж} = 0{,}5\ \Delta P_{кап}$). Пример такой оптимизации фитиля тепловой трубы рассмотрен в работах [3, 13, 14]. Результаты оптимизации капиллярной структуры тепловой трубы, полученные в работе [13], представлены на рис. П.8. Мощность тепловой трубы с простым фитилем имеет ярко выраженный максимум в зависимости от размера капилляров при фиксированном значении диаметра парового канала трубы и сечения для протока жидкости. Оптимальный размер капилляров фитиля представлен следующей формулой [13]:

$$d_{ж.от} = \sqrt{d_{п}^2 (F_{п}/F_{ж})(\nu_{ж}/\nu_{п})}. \qquad (П.70)$$

Для простого фитиля в виде щелевого зазора толщиной $\delta_{ж}$ или слоевой пористой структуры, проходное сечение для жидкости и параметр α связаны с $d_{ж}$ соотношениями

$$F_{ж} \sim d_{ж}; \qquad (П.71)$$

$$\alpha \sim 1/d_{ж}^3. \qquad (П.72)$$

Оптимизация работы трубы по уравнению (П.68) с учетом (П.71) и (П.72) приводит к $\alpha = 0{,}5$. Таким образом, для щелевидного простого фитиля максимальный теплоперенос достигается, когда градиент давления в жидкости равен половине градиента давления в паре. Оптимизация тепловых труб для подобных случаев проведена в работах [3, 14]. Оптимальный диаметр для слоистого фитиля, как показано в [14], представлен формулой

$$d_{ж.от} = \left[\frac{\nu_{ж}}{\nu_{п} n c (1-\varepsilon)}\right]^{1/3} \xi R_{п}, \qquad (П.73)$$

где n — число щелевидных каналов или слоев сетки; ε — объемная пористость капиллярной структуры; $\xi = R_{г}/R_{п}$ — отношение гидравлического радиуса парового канала к эквивалентному; c — постоянная Козени, зависящая от формы капилляров ($c = 0{,}5 \div 0{,}8$).

Для тепловых труб возможна такая конструкция фитиля, когда число канавок или капиллярных трубок остается неизменным, а оптимизация производится за счет изменения их размеров. Тогда сечения для протока жидкости и параметр α зависят от $d_ж$ следующим образом:

$$F_ж \sim d_ж^2; \tag{П.74}$$

$$\alpha \approx 1/d_ж^4. \tag{П.75}$$

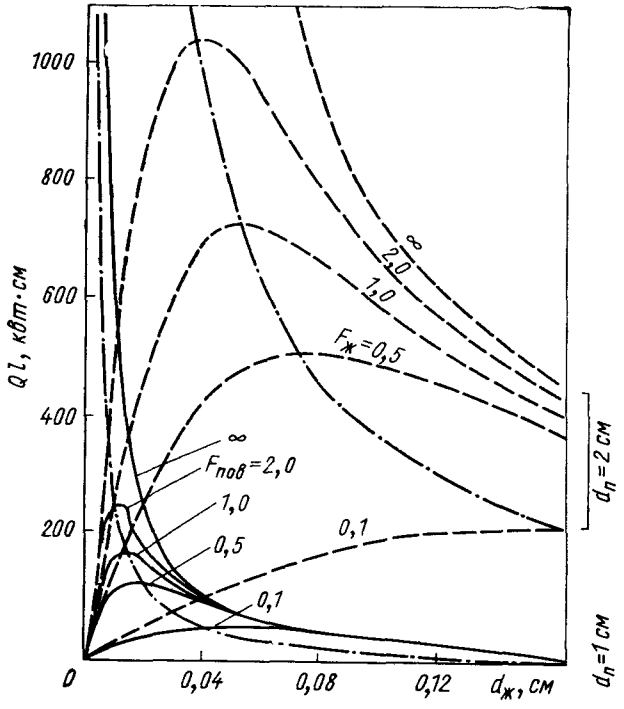


Рис. П.8. Зависимость теплопереноса в тепловой трубе с простым фитилем от гидравлического диаметра:

$d_п$ — диаметр парового канала; $F_ж$ — сечение для протока жидкости, $d_ж$ — гидравлический диаметр фитиля; ——— — $d_п$=10 *мм*; — — — — $d_п$=20 *мм*; — · — — — линия расположения максимумов

Максимум мощности для этого случая в соответствии с уравнением (П.68) достигается при $\alpha = 1/3$. Оптимизация капиллярной структуры в виде канавок при постоянном их числе рассмотрена в работе [15]. Выражение для оптимального радиуса капилляров получено в виде

$$R_{ж.от} = R_п [(3/N)\ (\nu_ж/\nu_п)]^{0,25}, \tag{П.76}$$

где N — число капилляров в фитиле.

Для тепловых труб с мокрой точкой в произвольном месте зоны конденсации получить аналитическое выражение для оптимального значения гео-

метрических параметров в явном виде весьма затруднительно. Задача может быть успешно решена численными расчетами. Для выяснения оптимального отношения диаметра парового канала к зазору для протока жидкости были проведены расчеты по определению капиллярных ограничений мощности по

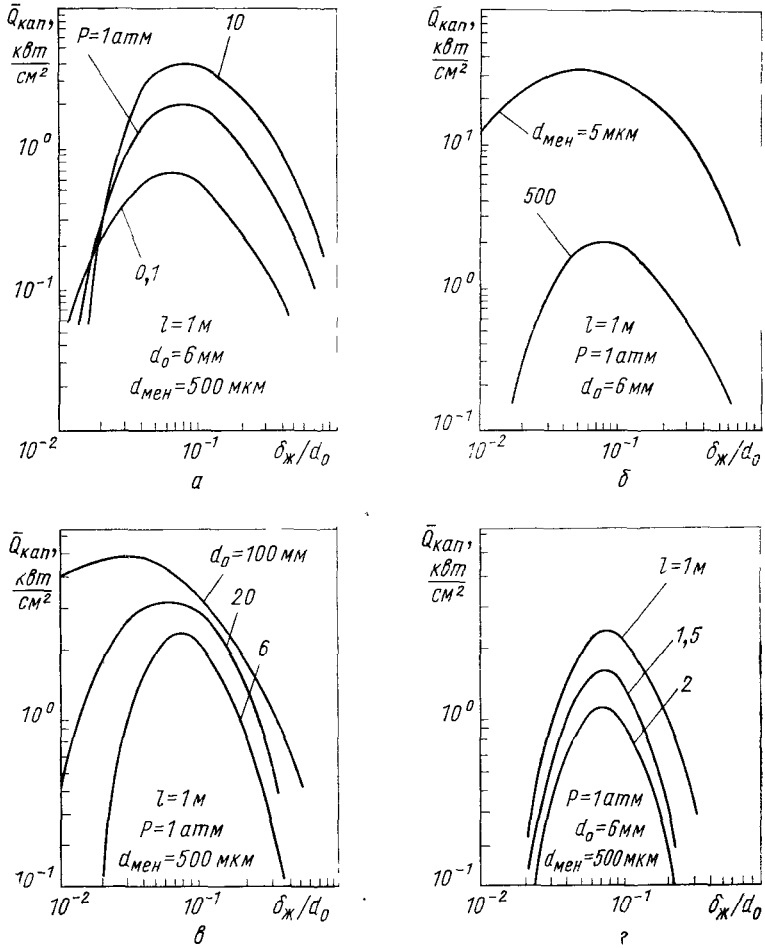


Рис. П.9. Зависимость капиллярных ограничений удельной мощности натриевых тепловых труб с составным фитилем от величины зазора для протока жидкости

разработанной авторами книги и представленной ниже программе для тепловых труб с составным фитилем в широком диапазоне изменения теплофизических и геометрических параметров. Результаты расчетов для тепловых труб с натриевым теплоносителем представлены в виде графических зависимостей на рис. П.9, П.10. На примере натриевых тепловых труб влияние таких параметров, как давление пара, размер поры экрана составного фитиля, диаметр и длина трубы, показано на рис. П.9 в виде зависимостей капиллярных ограничений мощности трубы от варьируемого размера зазора для про-

тока жидкости. Мощность трубы отнесена к площади поперечного сечения, очерченного внутренним диаметром корпуса тепловой трубы (т. е. сечение включает в себя площадь парового канала и фитиля). Мощность трубы по мере увеличения зазора сначала растет, достигает максимума при определен-

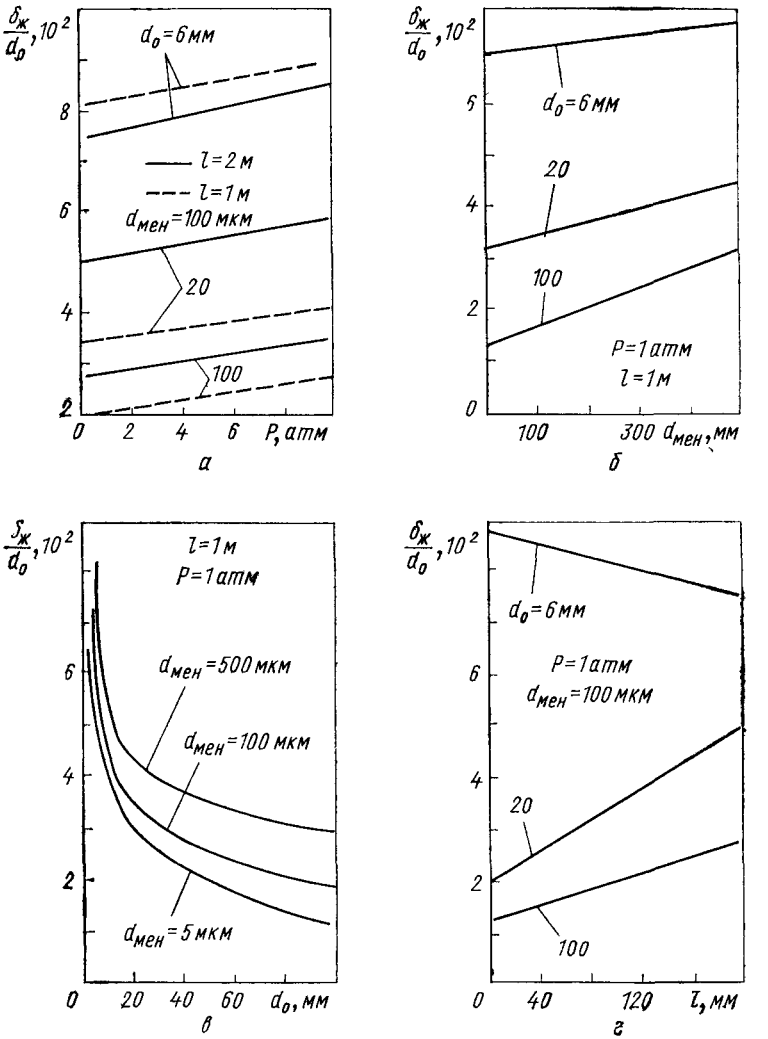


Рис. П.10. Влияние теплофизических и геометрических параметров на оптимальное отношение зазора для протока жидкости к внутреннему диаметру корпуса натриевых тепловых труб

ном зазоре (оптимальное соотношение $\delta_ж/d_0$), а затем снижается. Наличие и местоположение максимума кривых на рис. П.9 определяются изменением различных составляющих потерь давления по тракту теплоносителя. При зазоре, меньшем оптимального, капиллярный напор компенсирует главным

образом перепад давления в жидкости. По мере увеличения зазора потери давления в жидкости уменьшаются, а максимальная мощность трубы возрастает. Одновременно с увеличением зазора сечение парового канала уменьшается. Это приводит к возрастанию скорости пара и соответственно к увеличению инерционного эффекта и вклада трения в потери давления в паровом потоке. Увеличение зазора сверх оптимального значения уже не дает заметного выигрыша за счет сокращения потерь давления в жидкости, но при этом возрастают потери на трение в паре из-за уменьшения гидравлического диаметра парового канала. В конечном счете происходит уменьшение переносимой мощности.

Значение оптимального зазора зависит от уровня максимальной мощности трубы. Для тепловых труб с невысокой мощностью, т. е. для труб с большим размером поры фитиля, кривая зависимости капиллярных ограничений мощности от размера зазора имеет ярко выраженный максимум в узкой области изменения зазора (см. рис. П.9, *б*, расчеты для труб с $d_{мен}=500$ *мкм*). Для тепловых труб большой мощности ($d_{мен}$ мал) кривые капиллярных ограничений в области максимума изменяются более плавно. В связи с этим следует говорить не просто об оптимальном отношении размера зазора к внутреннему диаметру трубы, а о диапазоне изменения зазора, в котором мощность трубы будет близка к максимальной. Тенденция к расширению такого диапазона наблюдается и с увеличением диаметра трубы (см. рис. П.9, *в*). Из всех геометрических параметров длина трубы оказывает наименьшее влияние на оптимальный размер зазора (см. рис. П.9, *г*). При увеличении рабочей температуры трубы, т е. с ростом давления пара, оптимальный относительный размер зазора увеличивается. Тенденция к увеличению сохраняется независимо от диаметра трубы и радиуса поры фитиля (см. рис. П.10, *а*). Оптимальный относительный зазор слабо возрастает при увеличении радиуса поры фитиля (см. рис. П.10, *б*) и заметно уменьшается с ростом диаметра трубы (см. рис. П.10, *в*). Влияние длины трубы показано на рис. П.10, *г*. Из анализа результатов оптимизации следует, что для тепловых труб длиной до 1 *м* и диаметром парового канала до 20 *мм* оптимальный зазор можно принимать в пределах от 3 до 7% размера внутреннего диаметра корпуса тепловой трубы. При этом если капиллярная структура имеет крупные поры (до 500 *мкм*), то необходимо принимать верхнее значение размера зазора Если радиус пор фитиля мал (в пределах от нескольких до десятков микрон), то размер зазора должен быть принят по нижнему пределу. Для тепловых труб большого диаметра (~ 100 *мм*) зазор можно приннмать в пределах 1,5—3% d_0.

Таким образом, вопрос оптимизации конструкцин тепловой трубы в каждом конкретном случае решается аналитически или с применением численных методов расчета в зависимости от условнй работы трубы и требований к точности расчета.

§ П.1.6. ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ ТРУБ НА ЭЦВМ

Программа для расчета звукового предепа мощности и параметров пара и жидкости по длине тепловой трубы ПР-56

СВОДКА ВЕЛИЧИН, ВВОДИМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА В ПРОГРАММУ ПР-56

1. Var (Var$\geqslant$1) — количество вариантов для расчета.
2. K (K$\leqslant$50) — число точек по длине трубы для выдачи информации
3. *N* (*N*$\geqslant$1) — число для получения расчетного интервала.
4. BUS — шероховатость стенки парового канала.
5. KR — управляющий параметр для расчета трения в адиабатической зоие парового канала трубы; при KR=1 трение рассчитывается с учетом шероховатости; KR$\neq$1 — шероховатость в учет не принимается.

6. $l_и$ — длина зоны нагрева трубы, *м*.
7. $l_{ад}$ — длина адиабатической зоны, *м*.
8. $l_к$ — длина зоны конденсации, *м*.
9. $d_п$ — диаметр парового канала, *м*.
10. $\delta_ж$ — зазор для протока жидкости, *м*.
11. Q — мощность трубы, *квт*.
12. $К=q_{макс}/q_{мин}$ — отношение максимального удельного теплового потока в зоне нагрева к минимальному. К1, К2, К3 — то же соответственно, для линейного, квадратического и косинусоидального законов распределения удельного теплового потока.
13. А1, А2, А3 — коэффициенты для тех же законов теплового потока, что и в п. 12 (А1→К1, А2→К2, А3→К3), задающие возрастание или убывание теплового потока по длине зоны нагрева (могут быть заданы значения —1, 0, +1). Если значение одной из величин (А1, А2, А3) равно нулю, то данный закон в распределении теплового потока не учитывается. Если задано значение +1, то тепловая нагрузка возрастает, если —1 — убывает.
14. T — температура пара в начале трубы, °К.
15. УСП — управляющий параметр для расчета теплофизических величин насыщенного пара и жидкости, соответствующих температуре T_0 (ρ'', ν'', ν', ρ', r, c_p, μ, P''):
а) в программе расчет физпараметров производится для следующих теплоносителей по аппроксимационным формулам; при УП2=1 и УСП=1—Na; УСП=3—К; УСП=5—Li;
б) если УСП=7 и УСП=1, то для теплоносителей Rb, Cs, Ag, Ca, Sr, Ba, Tl, Pb, Bi физические параметры по программе могут быть рассчитаны по тем же аппроксимационным формулам при задании дополнительно величин — коэффициентов физпараметров КФ1, КФ2, КФ3, КФ4, КФ5, КФ6, КФ7, КФ8, КФ9, КФ10, КФ11, КФ12, входящих в аппроксимационные формулы:

$$P'' = \frac{\exp\left[2{,}3\,(КФ1 - КФ2)/T\right] 10^4}{760};$$

$$r = КФ3 - КФ4T;$$

$$\rho'' = 10^3 \exp\left[2{,}3\,(КФ5 - КФ6/T - \ln T/2{,}3)\right];$$

$$\nu'' = \frac{КФ7T + КФ8}{10\rho''};$$

$$\rho' = 10^3\,(КФ9 - КФ10T);$$

$$\nu' = \frac{\exp\left[2{,}3\,(КФ11/T + КФ12)\right]}{10^4\rho'};$$

в) если УСП=9, то в программу необходимо ввести численные значения физических параметров теплоносителя: ρ'', ν'', ν', ρ', r, c_p, μ, P''.
16. УП — управляющий параметр для расчета звукового предела мощности трубы; если УП=1, то проводится расчет $Q_{зв}$; УП≠1 — расчет $Q_{зв}$ не проводится;
17. УП1 — управляющий параметр для выдачи информации; если УП1=1, то на печать выводится:
при $l \leqslant l_{исп}$ j, z, q, М, RM(W);
при $l_{исп} < l \leqslant (l_{ад}+l_и)$ z, $W_{зв}$, М.
18. УП2 — управляющий параметр для расчета физических параметров теплоносителя по аппроксимационным формулам; если УСП=1; 3; 5; 7, то задается УП2=1, иначе УП2≠1.
19 Коэффициенты физических параметров вводятся только при УСП=7: КФ1,

КФ2, КФ3, КФ4, КФ5, КФ6, КФ7, КФ8, КФ9, КФ10, КФ11, КФ12, c_p, μ при этом УП2=1.

20. Ввод физических параметров теплоиосителя только при УСП=9 и УП2$\neq$1: ρ''[*кг/м*^{3}], ν''[*м*^{2}/*сек*], ν'[*м*^{2}/*сек*], ρ'[*кг/м*^{3}], r[*ккал/кг*], c_p[*ккал/кг·град*], μ[*кг/моль*], P''[*кг/м*^{2}]. Физические параметры задаются при температуре T_0. Величины по п. 1—18 вводятся всегда, а по п. 19—20 только при соответствующих значениях управляющих параметров: а) УСП=7 и УП2=1; б) УСП=9 и УП2$\neq$1.

СВОДКА ВЕЛИЧИН, ВЫВОДИМЫХ НА ПЕЧАТЬ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАСЧЕТА ПО ПРОГРАММЕ ПР-56

1. 56 — индекс программы.
2. V — порядковый номер рассчитаниого варианта.
3. К — число точек по длине трубы, в которых выдается на печать информация.
4. BUS, KR, $l_и$[*м*], $l_{ад}$[*м*], $l_к$[*м*], $d_п$[*м*], $\delta_ж$[*м*], Q[*квт*], К1, К2, К3, А1, А2, А3, T[°К], УСП, УП, УП1, УП2 — введениые в программу параметры для расчета в соответствии с пп. 4—18, приведениыми в сводке выше.
5. Если УСП=7 и УП2=1, то на печать выводятся: КФ1, КФ2, КФ3, КФ4, КФ5, КФ6, КФ7, КФ8, КФ9, КФ10, КФ11, КФ12, c_p, μ, ρ'', ν'', ν', ρ', r, c_p, μ, P''.
6. Если УСП=9, то на печать выводятся: ρ'', ν'', ν', ρ', r, c_p, μ, P''.
7. q — усреднеиный по длине зоны нагрева тепловой поток, *ккал/(м*^{2}·*сек)*.
8. Q — мощность трубы, *ккал/сек*.
9. Если УП1=1, то иа печать выводятся:
   для $z_i \leqslant l_и$
   j — количество расчетиых точек в массиве;
   Z — координата выдачи ииформации;
   q — тепловой поток, *ккал/(м*^{2}·*ч)*;
   М — число Маха;
   RM(W) — профиль скорости в сечеиии;
   для $l_и < Z \leqslant (l_и + l_{ад})$
   Z — координиата;
   W — усреднеиная по сечеиию скорость пара, *м/сек*;
   М — число Маха.
10. a — зиачение параметра цикла.
11. a_z — поправка к профилю скорости.
12. ΔZ_1 — иитервал по длине трубы для выдачи информации, *м*.
13. ΔZ — расчетный иитервал по длине трубы, *м*.
14. l — длииа трубы, *м*.
15. RM — профиль скорости по сечению в конце зоны иагрева.
16. Z — массив точек по длиие трубы, в которых выдается ииформация.
17. G'' — массовый расход пара, *кг*.
18. W'' — усредненная скорость парового потока, *м/сек*.
19. Re — число Рейнольдса осевого потока.
20. Re$_r$ —число Рейнольдса поперечного потока.
21. W_r — скорость пара поперечного потока.
22. β — коэффициент потока импульса.
23. ξ — коэффициент трения.
24. $\Delta P_1''$ — инерционный эффект в потоке пара, возникающий за счет изменения скорости, *кг/м*^{2}.
25. $\Delta P_2''$ — инерционный эффект в паре за счет измеиения коэффициента потока импульса, *кг/м*^{2}.
26. $\Delta P_3''$ — инерционный эффект в паре за счет притока массы, *кг/м*^{2}.
27. $\Delta P_4''$ — падение давления в паре за счет трения, *кг/м*^{2}.
28. P'' — давление пара по длиие трубы, *кг/м*^{2}.
29. М — число Маха
30. T — температура пара по длине трубы, °К.

31. ρ'' — плотность пара, *кг/м*^{3}.
32. $W_{зв}$ — скорость звука в паровом потоке, *м/сек*.
33. Q — мощность трубы, *квт/см*^{2}.
34. $\Delta P_{1ж}$ — изменение давления в жидкости за счет изменения скорости, *кг/м*^{2}.
35. $\Delta P_{2ж}$ — изменение давления в жидкости за счет изменения потока массы, *кг/м*^{2}.
36. $\Delta P_{3ж}$ — падение давления в жидкости за счет трения, *кг/м*^{2}.
37. dP'/dz — градиент давления в жидкости.
38. P' — давление в жидкости по длине трубы, *кг/м*^{2}.

Информация по пп. 1—14 выдается в виде одиночных чисел, а по пп. 15—38—в виде массивов величин, распределенных по длине трубы.

Таблица

Данные для расшифровки профиля скорости по сечению тепловой трубы

Порядковый номер расчетной точки профиля скорости	Местоположение точки скорости по радиусу сечения тепловой трубы (r/R)	Расчетный интервал по радиусу ($\Delta r/R$)	Порядковый номер расчетной точки профиля скорости	Местоположение точки скорости по радиусу сечения тепловой трубы (r/R)	Расчетный интервал по радиусу ($\Delta r/R$)
1	0,999	—	С 40 по 47	—	0,1
С 1 по 10	—	0,001	41	0,59	—
10	0,99	—	42	0,49	—
С 10 по 40	—	0,01	43	0,39	—
19	0,9	—	44	0,29	—
29	0,8	—	45	0,19	—
39	0,7	—	46	0,09	—
40	0,69	—	47	0,00	—

```
001:
002:   BEGIN INTEGER I,R,V,VAR,KR,
003:  K,N,J,A,ПР,ММ,УСП,УП,УП1,УП2;
004:  COD('R10-2',VAR,K,N);
005:  J:=48;
006:  ПР:=56;
007:  V:=0;BB:V:=V+1;
008:   BEGIN
009:   REAL L,X,DTDZ,Q,BZ,BZ1,G,Z,DROPDZ,DGDZ,
010:  ROP1,KУН,KУ,K1,K2,K3,A1,A2,A3,W3B,MAX,
011:  LH,LAG,LK,LФ,DEL,DP,ROP,NUP,NUЖ,ROЖ,MЮ,T,P,CP,
012:  KФ1,KФ2,KФ3,KФ4,KФ5,KФ6,KФ7,KФ8,KФ9,KФ10,KФ11,
013:  ПР1,УСП1,KФ12,BUS,REN,KC,
014:  DWDZ,W,DXDZ,REP,RER,AZ,R2,S,W0,BR,BR1,R1,
015:  DGDZЖ,DWDZЖ,GЖ,REЖ,WЖ,
016:  ROPH,TH,PH,
017:  P1,P2,P3,P4,
018:  P1Ж,P2Ж,P3Ж,
019:  DPDZЖ1,DPDZЖ2,DPDZЖ3,DPDZЖ,
020:  DR,W1,W2,BETA1,BETA2,BETA0,KSI,DPDZ1,DPDZ2,
021:  DPDZ3,DPDZ4,DPDZ,DIPDZ,DIЖDZ,REX,WP,PЖ;
022:   REAL ARRAY RM[1:JI,RP1,RP2,RP3,RP4,RP5,RP6,RP7,RP,
023:  RP11,RP12,RP13,RP14,RP15,RP16,RP17,RP20,RP21,RP22,
024:  RP23,RP24,RP25[1:K];
025:   COMMENT DO 'RM'50'RP1''RP2''RP3''RP4''RP5'
026:  'RP6''RP7''RP11''RP12''RP13''RP14''RP15''RP16''RP17'
027:  'RP'
028:  'RP20''RP21''RP22''RP23''RP24''RP25'50;
029:  COD('R10-2',BUS,KR,УСП1);
030:  COD('R10-2',LH,LAG,LK,DP,DEL,Q,K1,K2,K3,A1,A2,A3,T);
```

```
031:  COD('R10-2',УСП,УП,УП1,УП2);
032:  COD('P2-10',ПР,V,K,N);
033:  COD('P2-10',BUS,KR,УСП1);
034:  COD('P2-10',LH,LAG,LK,DP,DEL,Q,K1,K2,K3,A1,A2,A3,T);
035:  COD('P2-10',УСП,УП,УП1,УП2);
036:   IF ABS(УСП-1)<0.01 THEN BEGIN
037:  KФ1:=7,46;KФ2:=5290;KФ3:=12,6;KФ4:=0,245;
038:  KФ5:=4,03;KФ6:=5290;KФ7:=1.6*10↑(-7);KФ8:=-5*10↑(-6);
039:  KФ9:=1,018;KФ10:=0.000234;KФ11:=330,9;KФ12:=-0,0494;
040:  CP:=0.3;M0:=23; END ;
041:   IF ABS(УСП-3)<0.01 THEN BEGIN
042:  KФ1:=7.22;KФ2:=4440;KФ3:=568;KФ4:=0,092;
043:  KФ5:=4,02;KФ6:=4440;KФ7:=0.000000146;KФ8:=-0,000005;
044:  KФ9:=0.909;KФ10:=0.000241;KФ11:=245;KФ12:=-0,9995;
045:  CP:=0.19;M0:=39; END ;
046:   IF ABS(УСП-5)<0.01 THEN BEGIN
047:  KФ1:=7.67;KФ2:=7740;KФ3:=5900;KФ4:=0,79;
048:  KФ5:=3,723;KФ6:=7740;KФ7:=0,00000012;KФ8:=0,000096;
049:  KФ9:=0,555;KФ10:=0.0000934;KФ11:=285,6;KФ12:=0,15;
050:  CP:=0.99;M0:=6,94; END ;
051:   IF ABS(УСП-7)<0.01 THEN BEGIN
052:  COD('R10-2',KФ1,KФ2,KФ3,KФ4,KФ5,KФ6,KФ7,
053:  KФ8,KФ9,KФ10,KФ11,KФ12,CP,M0);
054:  COD('P2-10',KФ1,KФ2,KФ3,KФ4,KФ5,KФ6,KФ7,
055:  KФ8,KФ9,KФ10,KФ11,KФ12,CP,M0); END ;
056:   IF ABS(УП2-1)<0.01 THEN BEGIN
057:  P:=(EXP(2,3*(KФ1-KФ2/T)))/760*10↑4;
058:  LФ:=(KФ3-KФ4*T);
059:  ROP:=(EXP(2,3*(KФ5-KФ6/T-LN(T)/2,3)))*10↑3;
060:  NUP:=(KФ7*T+KФ8)/10/ROP;
```

```
061:  ROЖ:=(KФ9-KФ10*T)*10↑3;
062:  NUЖ:=(EXP(2,3*(KФ11/T+Kф12)))/10↑4/ROЖ;
063:  COD('P2-10',ROP,NUP,NUЖ,ROЖ,LФ,CP,MЮ,P); END ;
064:  IF ABS(УСП-9)<0.01 THEN BEGIN
065:  COD('R10-2',ROP,NUP,NUЖ,ROЖ,LФ,CP,MЮ,P);
066:  COD('P2-10',ROP,NUP,NUЖ,ROЖ,LФ,CP,MЮ,P); END ;
067:  ПР1:=1;
068:  ROPH:=ROP;TH:=T;PH:=P;
069:  L:=LH+LAG+LK;X:=1;DTDZ:=0;Q:=Q*0,24;
070:  IF ABS(УП-1)<0,01 THEN BEGIN
071:  Q:=1,05*SQRT(ABS(13850/MЮ*T))*ROP*Lф*DP↑2*0,339;
072:  ПР1:=3;
073:  END ;
074:  BZ:=L/(K+1);BZ1:=BZ/N;G:=0;Z:=0;DROPDZ:=0;
075:  MM:=1;KC:=1;QCK:;
076:  KУH:=Q/((3,14*DP*LH)*(1+(K1-1)/2+(K2-1)/3+
077:  2*(K3-1)/3,1416));
078:  W:=0;BETA0:=1;
079:  ROP:=ROPH;T:=TH;P:=PH;
080:  P1:=P2:=P3:=P4:=0;
081:  DTDZ:=0;G:=0;Z:=0;DROPDZ:=0;
082:  COD('P2-10',KУH,Q);
083:  FOR A:=1 STEP 1 UNTIL K DO
084:  BEGIN
085:  EE:;
086:  FOR I:=1 STEP 1 UNTIL N DO
087:  BEGIN
088:  Z:=Z+BZ1;
089:  IF Z<LH THEN BEGIN
090:  KУ:=KУH*(1+(A1*(K1-1)/LH*Z)+(A2*(K2-1)/LH↑2*Z↑2)
```

```
091:  +(A3*(K3-1)/LH*2*Z*COS(1.57-Z/LH)));
092:  DGDZ:=Ky*3.1416*KC*DP/(LΦ+Ky↑2/(8410*LΦ↑2*ROP↑2));
093:  G:=G+DGDZ*BZ1;
094:  DWDZ:=4*DGDZ/ROP/3.1416/DP↑2-4*G*DROPDZ/
095:  ROP↑2/3.1416/DP↑2;
096:  W:=W+DWDZ*BZ1;
097:  W3B:=SQRT(ABS(13850/MW0*T));
098:  MAX:=W/W3B;
099:  IF ABS(MAX-1)<0.02 THEN BEGIN
100:  IF ABS((LH+LAG)-Z)<(0.03*DP) THEN
101:  GOTO W ELSE BEGIN
102:  Q:=Q-0.1*Q;MM:=5; GOTO QCK END END ;
103:  IF ABS(MAX)>1 THEN BEGIN
104:  IF ABS((LH+LAG)-Z)>(10*BZ1) THEN BEGIN
105:  Q:=Q-0.1*Q;MM:=5; GOTO QCK END END :
106:  IF ABS(MM-1)>2 THEN BEGIN
107:  IF ABS((LH+LAG)-Z)<(2*BZ1)*MAX<0.95
108:  THEN BEGIN Q:=Q+0.014*Q; GOTO QCK END END ;
109:  REP:=W*DP/NUP;
110:  REP:=DGDZ/(3.1416*ROP*NUP);
111:  WP:=RER*NUP/DP;
112:  IF REP<3000 THEN BEGIN
113:  AZ:=0.68*(5+36/RER-((5+36/RER)↑2-8.8)↑0.5);
114:  J:=0;
115:  R2:=1;S:=0;W0:=0;
116:  BR:=0;BR1:=0.001;
117:  AA:BR:=BR+BR1;
118:  J:=J+1;
119:  R1:=1-BR;
120:  DR:=R2-R1;
```

```
121:  W1:=2*W*(1-R1↑2)*(1+AZ*(R1↑2-0.33));
122:  W2:=(W1+W0)/2;
123:  S:=S+W2↑2*6.28*R1*DR*DP↑2/4;
124:  RM[J]:=W2;
125:  W0:=W1;R2:=R1;
126:   IF BR<0.01 THEN GOTO AA
127:   ELSE IF BR<0.3 THEN BEGIN
128:  BR1:=0.01; GOTO AA END ELSE
129:   IF BR<1 THEN BEGIN
130:  BR1:=0.1; GOTO AA END ;
131:  BETA1:=4*S/W↑2/3.1416/DP↑2;
132:  BETA2:=(BETA1-BETA0)/BZ1;
133:  KSI:=64/REP;
134:   END ELSE BEGIN
135:  J:=0;
136:  R2:=1;S:=0;BR:=0;
137:  BR1:=0.001;
138:  BA:BR:=BR+BR1;
139:  J:=J+1;
140:  R1:=1-BR;
141:  DR:=R2-R1;
142:  W1:=3.1416/2*W*COS(3.1416/2*R1↑2);
143:  S:=S+W1↑2*6.28*R1*DR*DP↑2/4;
144:  RM[J]:=W1;
145:  R2:=R1;
146:   IF BR<0.01 THEN GOTO BA
147:   ELSE IF BR<0.3 THEN BEGIN
148:  BR1:=0.01; GOTO BA END ELSE
149:   IF BR<1 THEN BEGIN
150:  BR1:=0.1; GOTO BA END ;
```

```
151:  BETA1:=4*S/W↑2/3.1416/DP↑2;
152:  BETA2:=(BETA1-BETA0)/BZ1;
153:  KSI:=0.3164/(REP↑0.25);
154:   END ;
155:  DPDZ1:=(-BETA1)*ROP*W*DWDZ/9.81;
156:  DPDZ2:=(-ROP)*W↑2*BETA2/9.81;
157:  DPDZ3:=(-ROP)*BETA1*W↑2*DGDZ/G/9.81;
158:  DPDZ4:=(-KSI)*ROP*W↑2/2/DP/9.81;
159:  DPDZ:=DPDZ1+DPDZ2+DPDZ3+DPDZ4;
160:  DTDZ:=T↑2/P*848/MW/LΦ*DPDZ/427;
161:  P:=P+DPDZ*BZ1;
162:  T:=T+DTDZ*BZ1;
163:  P1:=P1+DPDZ1*BZ1;
164:  P2:=P2+DPDZ2*BZ1;
165:  P3:=P3+DPDZ3*BZ1;
166:  P4:=P4+DPDZ4*BZ1;
167:  X:=1;
168:  ROP1:=1/(848/MW*T/P);
169:  DROPDZ:=(ROP1-ROP)/BZ1;
170:  ROP:=ROP1;
171:  BETA0:=BETA1;
172:  REX:=0;
173:   END ELSE BEGIN
174:   IF Z<(LH+LAG) THEN BEGIN
175:  DWDZ:=(-4*G*DROPDZ/ROP↑2/3.1416/DP↑2);
176:  W:=W+DWDZ*BZ1;
177:  W38:=SQRT(ABS(13850/MW*T));
178:  MAX:=W/W38;
179:   IF ABS(MAX-1)<0.02 THEN BEGIN
180:   IF ABS((LH+LAG)-Z)≤(0.03*DP) THEN
```

```
181:   GOTO M ELSE BEGIN
182:  Q:=Q-0.1*Q;MM:=5; GOTO QCK END END
183:   IF ABS(MAX)>1 THEN BEGIN
184:   IF ABS((LH+LAG)-Z)>(10*BZ1) THEN BEGIN
185:  Q:=Q-0.1*Q;MM:=5; GOTO QCK END END ;
186:   IF ABS(MM-1)>2 THEN BEGIN
187:   IF ABS((LH+LAG)-Z)<(2*BZ1)*MAX<0.95
188:   THEN BEGIN Q:=Q+0.014*Q; GOTO QCK END END
189:  REP:=W*DP/NUP;
190:  RER:=0;WP:=0;
191:   IF REP<3000 THEN BEGIN
192:  KSI:=64/REP END ;
193:   IF REP>3000 THEN BEGIN
194:  KSI:=0.3164/(REP↑0.25);
195:   END ;
196:   IF ABS(KR-1)<0.1 THEN BEGIN
197:  REN:=50*DP/BUS;
198:   IF REP>REN THEN BEGIN
199:  KSI:=1/(1.74+4.6*LN(ABS(DP/2/BUS)))
200:   END ELSE BEGIN
201:  KSI:=0.3164/(REP↑0.25) END END ;
202:   IF PEX=0 THEN BEGIN
203:  BETA2:=(BETA0-1)/LAG;
204:  BETA1:=BETA0-BETA2*BZ1;
205:   END ELSE BEGIN
206:  BETA1:=BETA0-BETA2*BZ1;
207:  DWDZ:=(-4)*G*DROPDZ/ROP↑2/3.1416/DP↑2;
208:  DPDZ1:=(-BETA1)*ROP*W*DWDZ/9.81;
209:  DPDZ2:=(-ROP)*W↑2*BETA2/9.81;
210:  DPDZ3:=0;
```

```
211:  DPDZ4:=(-KSI)*ROP*W↑2/2/DP/9.81;
212:  DPDZ:=DPDZ1+DPDZ2+DPDZ4;
213:  DTDZ:=T↑2/P*848/MW/LΦ*DPDZ/427;
214:  P:=P+DPDZ*BZ1;
215:  T:=T+DTDZ*BZ1;
216:  P1:=P1+DPDZ1*BZ1;
217:  P2:=P2+DPDZ2*BZ1;
218:  P3:=P3+DPDZ3*BZ1;
219:  P4:=P4+DPDZ4*BZ1;
220:  X:=1;
221:  ROP1:=1/(848/MW*T/P);
222:  ROP:=ROP1;
223:  DROPDZ:=(ROP1-ROP)/BZ1;
224:  BETA0:=BETA1;
225:  REX:=1;
226:   END ;
227:  REX:=1;
228:   END ELSE BEGIN
229:  BETA1:=1;
230:   IF REX=1 THEN BEGIN
231:  DGDZ:=DGDZ*LH/LK;
232:  REX:=2; END ;
233:   IF ABS(ΠP1-3)≤0.1 THEN GOTO 10;
234:  G:=G-DGDZ*BZ1;
235:  RER:=(-DGDZ)/(3.1416*ROP*NUP);
236:  W:=W+DWDZ*BZ1;
237:  REP:=W*DP/NUP;
238:  WP:=RER*NUP/DP;
239:   IF REP<3000 THEN BEGIN
240:  KSI:=64/REP;
```

```
241:   END ELSE BEGIN
242:  KSI:=0.3164/(REP↑0.25);
243:   END ;
244:  DWDZ:=((-4)*DGDZ/ROP/3.1416/DP↑2)-(4*G*
245:  DROPDZ/ROP↑2/3.1416/DP↑2);
246:  DPDZ1:=(-BETA1)*ROP*W*DWDZ/9.81;
247:  DPDZ2:=0;
248:  DPDZ3:=ROP*BETA1*W↑2*DGDZ/G/9.81;
249:  DPDZ4:=(-KSI)*ROP*W↑2/2/DP/9.81;
250:  DPDZ:=DPDZ1+DPDZ3+DPDZ4;
251:  DTDZ:=T↑2/P*848/MW/LΦ*DPDZ/427;
252:  P:=P+DPDZ*BZ1;
253:  T:=T+DTDZ*BZ1;
254:  P1:=P1+DPDZ1*BZ1;
255:  P2:=P2+DPDZ2*BZ1;
256:  P3:=P3+DPDZ3*BZ1;
257:  P4:=P4+DPDZ4*BZ1;
258:  ROP1:=1/(848/MW*T/P);
259:  DROPDZ:=(ROP1-ROP)/BZ1;
260:  ROP:=ROP1;
261:   END END END ;
262:  M:;
263:  RP[A]:=Z;
264:  RP1[A]:=G;
265:  RP2[A]:=W;
266:  RP3[A]:=REP;
267:  RP4[A]:=RER;
268:  RP5[A]:=WP;
269:  RP6[A]:=BETA1;
270:  RP7[A]:=KSI;
```

```
271:  RP11[A]:=P1;
272:  RP12[A]:=P2;
273:  RP13[A]:=P3;
274:  RP14[A]:=P4;
275:  PP15[A]:=P;
276:  RP16[A]:=MAX;
277:  RP17[A]:=ROP;
278:  RP20[A]:=T;
279:  RP21[A]:=W3B;
280:   IF ABS(УП1-1)<0.01 THEN BEGIN
281:   IF Z<(LH+LAG) THEN COD('P2-10',7,W3B,MAX);
282:   IF Z<LH THEN COD('P2-10',J,Z,Ky,MAX,RM)
283:   ELSE GOTO DD;DD:; END END ;
284:  COD('P2-10',A,AZ,BZ,BZ1,L,RM);
285:  COD('P2-10',RP,RP1,RP2,RP3,RP4,RP5,RP6,RP7);
286:  COD('P2-10',RP11,RP12,RP13,RP14,RP15,RP16,RP17,RP20);
287:  COD('P2-10',RP21,Q);
288:  P%:=0;BETA1:=1;
289:  Z:=0;
290:  P1%:=P2%:=P3%:=0;
291:  G%:=0;W%:=0;
292:   FOR A:=1 STEP 1 UNTIL K DO
293:  BEGIN
294:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL N DO
295:   BEGIN Z:=Z+BZ1;
296:   IF Z<LK THEN BEGIN
297:  DGDZ%:=Q/LK/LФ*KC;
298:  DWDZ%:=1/RO%/(3.14*DP*DEL)*DGDZ%;
299:   END ELSE BEGIN IF Z<(LK+LAG) THEN BEGIN
300:  DGDZ%:=0;DWDZ%:=0; END ELSE BEGIN
```

Программа для расчета капиллярных ограничений максимальной мощности тепловых труб ПР-13

СВОДКА ВЕЛИЧИН, ВВОДИМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА В ПРОГРАММУ ПР-13

Для расчета по программе вводятся следующие величины в порядке их записи:

1. Var — количество вводимых в программу вариантов для расчета (Var$\geqslant$1).
2. K — количество вариантов геометрических параметров при единичном вводе исходных данных (K=1, 2).
3. M — количество давлений пара теплоносителя в одном варианте расчета; может быть задано в программу в пределах $M=1\div12$.
4. θ — контактный угол смачивания материала фитиля теплоносителем, *град.*
5. $R_{эф}$ — эффективный радиус для расчета капиллярного напора, *м*; $R_{эф}=\delta/2$ — то же для цилиндрического мениска (например, капиллярный напор создается за счет зазора между экранной сеткой и корпусом трубы); $R_{эф}=d_м/4$ — то же для сферического мениска (круглая пóра диаметром $d_м$).
6. $d_п$ — диаметр парового каиала тепловой трубы, *м*.
7. $\delta_ж$ — зазор для протока жидкости в тепловой трубе с составным фитилем, *м*
8. P_1 — безразмерный параметр, учитывающий влияние гравитации на работу горизонтальной тепловой трубы;
   $P_1=0$ — для расчета максимальиой мощности трубы без учета влияния гравитации;
   $P_1\neq0$ — расчет мощиости трубы с учетом гравитации.
9. ε_1 — поверхностная пористость фитиля в зоне испарения.
10. ε_2 — поверхностная пористость фитиля в зоне кондеисации.
11. $l_и$ — длина зоны нагрева тепловой трубы, *м*.
12. $l_{ад}$ — длина адиабатической зоиы тепловой трубы, *м*.
13. $l_к$ — длина зоны конденсации тепловой трубы, *м*.
14. r — теплота фазового перехода (при испарении), *ккал/кг*.
15. σ — коэффициент поверхностного иатяжения теплоиосителя, *кг/м*.
16. $\nu_ж$ — кинематическая вязкость жидкого теплоносителя, *м²/сек*.
17. $\rho_п$ — плотность пара теплоносителя в трубе, *кг/м³*.
18. $\nu_п$ — кинематическая вязкость пара теплоносителя, *м²/сек*.
19. $\rho_ж$ — плотность жидкого теплоносителя, *кг/м³*.
20. A_2 — коэффициент для корректировки мощности, рассчитываемой для начала итерационного процесса.

Величины, названиые в пп. 14—20, в программу вводятся в соответствии со значением числа M (п. 3). Если $M=1$, то эти величины вводятся в программу как единичные числа. В случае, если $1<M<12$, то величины, названные в пп. 14—20, следует вводить в программу в виде одномерных массивов, размерность которых равиа M.

Если K=2 (п. 2), то величины, обозначенные в пп. 5—7, 11—13 ($R_{эф}$, $d_п$, $l_и$, $l_{ад}$, $l_к$), следует вводить также в виде одномерного массива, размериость которого равна 2. При K=1 эти величины вводятся в программу как единичные числа.

СВОДКА ВЕЛИЧИН, ВЫВОДИМЫХ НА ПЕЧАТЬ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАСЧЕТА ПО ПРОГРАММЕ ПР-13

На печать выводятся следующие величины в порядке их записи:

1. Число 13 — индекс программы.
2. V — порядковый иомер рассчитываемого варианта.
3. K — количество вариантов геометрических параметров при единичном вводе исходных данных.

4. M — количество давленнй пара теплоносителя в одном варианте расчета (размерность массивов).
5. $R_{эф}$ — эффективиый радиус для расчета капиллярного напора, *м*.
6. $d_п$ — диаметр парового канала, *м*.
7. $\delta_ж$ — зазор для протока жидкости, *м*.
8. $l_и$ — длина зоны испарения, *м*.
9. $l_{ад}$ — длнна адиабатнческой зоны, *м*.
10. $l_к$ — длина зоны конденсации тепловой трубы, *м*.
11. P_1 — безразмерный параметр для учета влняния гравитации на работу горизонтальной тепловой трубы.
12. ε_1 — поверхностная порнстость фнтиля в зоне испарения.
13. ε_2 — поверхностная порнстость фитиля в зоне конденсацнн.
14. A_2 — коэффициент для корректировки начального значення мощности трубы.
15. θ — контактный угол смачивания материала фитиля теплоносителем, *град*.
16. r — теплота испарения, *ккал/кг*.
17. σ — коэффицнент поверхностного натяжения теплоносителя, *кг/м*.
18. $\rho_г$ — плотность пара теплоноснтеля в тепловой трубе, *кг/м*^{3}.
19. ΔP_σ — капиллярный напор, рассчитанный по формуле (П.4а), *кг/м*^{2}.
20. $(\Delta P_\sigma - \gamma_ж h)$ — движущий капиллярный напор с учетом влияння гравитации на работу горизонтальной тепловой трубы, *кг/м*^{2}.
21. $\gamma_ж (d_п + 2\delta_ж)$ — часть капиллярного напора, ндущего для подъема теплоносителя на высоту внутреннего диаметра корпуса тепловой трубы, работающей в горизонтальном положении в поле сил тяжестн, *кг/м*^{2}.
22. $Q_{нач}$ — начальное значение мощности тепловой трубы, *ккал/сек*
23. $\Delta P_ф^и$ — вклад реактнвного давления в зоне испарения, *кг/м*^{2}.
24. $\Delta P_ф^к$ — вклад реактивного давления в зоне конденсации, *кг/м*^{2}.
25. $(\Delta P_\sigma - \gamma_ж h - \Delta P_ф)$ — движущий капиллярный напор с учетом влияния гравитации и фазовых переходов в зонах испарения и конденсации, *кг/м*^{2}.
26. i — порядковый номер расчетного варианта при изменении геометрических параметров тепловой трубы.
27. j — размерность одномерного массива по количеству теплофизических параметров в одном варианте расчета.
28 Q — максимальная мощность тепловой трубы; выводится на печать (1—12) точек, *ккал, сек*.
29. $\Delta P'$ — перепад давления в жидкости фитиля тепловой трубы, *кг/м*^{2}.
30. $\Delta P''_{ин}$ — инерционный эффект в паровом потоке, *кг/м*^{2}.
31. $P''_{тр,\ лам}$ — вклад трения в паровом потоке (ламинарный), *кг/м*^{2}.
32. $\Delta P''_{тр,\ тур}$ — вклад трения в паровом потоке (турбулентный), *кг/м*^{2}.
33. $l_{эф}$ — эффективная длина тепловой трубы, *м*.
34. $lK1$ — расстояние от конца трубы до местоположення мокрой точки, *м*.
35. Re — число Рейнольдса осевого потока пара.
36. $\Delta P''$ — часть перепада давления по тракту теплоносителя в тепловой трубе, *кг/м*^{2}.
37. Re — максимальное число Рейнольдса осевого потока пара.
38. $Re_r^и$ — число Рейнольдса радиального потока пара в зоне испарения.
39. $Re_r^к$ — число Рейнольдса радиального потока пара в зоне конденсации.
40. $Re_ж$ — число Рейнольдса для потока жидкости в фитиле.
41. q — тепловая нагрузка в зоне испарения, *ккал/(м*^{2}*·град)*.
42. Q — осевой поток тепла, *ккал/м*^{2}.
43. $\bar{Q}$ — мощность трубы, отнесенная к сечению парового канала, *квт/см*^{2}.
44. W — максимальная скорость потока пара в тепловой трубе, *м/сек*.

```
101:  DGDZ%:=Q/LH/LΦ*(-1)/KC;
102:  DWDZ%:=1/RO%/(3.1416*DP*DEL)*DGDZ%;
103:   END END ;
104:  W%:=W%+DWDZ%*BZ1;
105:  G%:=G%+DGDZ%*BZ1;RE%:=W%*DEL/NU%;
106:  DPDZ%1:=BETA1*RO%*W%*DWDZ%/9.81*BZ1;
107:  DPDZ%2:=RO%*BETA1*W%↑2*DGDZ%/G%/9.81*BZ1;
108:  DPDZ%3:=0.389*NU%*G%/DEL↑3/DP/9.81*BZ1;
109:  DPDZ%:=DPDZ%1+DPDZ%2+DPDZ%3;
110:  P%:=P%+DPDZ%;
111:  P1%:=P1%+DPDZ%1;
112:  P2%:=P2%+DPDZ%2;
113:  P3%:=P3%+DPDZ%3;
114:   END ;
115:  RP21[A]:=P1%;RP22[A]:=P2%;
116:  RP23[A]:=P3%;RP24[A]:=DPDZ%;
117:  RP25[A]:=P%; END ;
118:  COD('P2-10',RP21,RP22,RP23,RP24,RP25);
119:   END ;B10:;
120:   IF V<VAR THEN GOTO BB
121:   END ;
```

```
001:
002:    BEGIN INTEGER
003:  N,N4,
004:  NP,
005:  I,J,V,K,M,VAR,Z;
006:    REAL T,TETA,T1,POR,P1,POR1,LE;
007:  T:=0.001;T1:=0.05;N4:=22000:
008:  COD('R10-2',VAR,K,M);
009:  NP:=13;
010:  V:=0;A:V:=V+1;
011:    BEGIN
012:    ARRAY SIG,L,NUL,ROP,NUP,
013:  ROL,A2[1:K],
014:  D,LH,LAG,LK,R,DEL[1:M],
015:  LEFT,QN,Q,
016:  X,A3,LEF,PCT,PR1,PR2,
017:  X11,X21,X31,X41,VB1,LK1,
018:  REP,Y11,Y21,Y31,VK1,Y1,Y2,Y3,VK,
019:  X1,X2,X3,X4,REX,R16,VB[1:K,1:M];
020:    COMMENT DO
021:  'A2'
022:  'SIG','L','NUL''ROP''ROL','NUP',12
023:  'D''LH''LAG''LK''R''DEL',2
024:  'VB','REX''R16''Q''LEFT','QN'
025:  'REP','Y11''Y21''Y31''VK1''Y1''Y2''Y3''VK'
026:  'X11''X21''X31''X41''VB1''LK1'
027:  'X''LEF''A3''PCT''PR1''PR2'
028:  'X1''X2''X3''X4'24;
029:  COD('P2-10',NP,V,K,M);
030:  COD('R10-2',TETA,R,D,DEL,P1,POR,POR1);
```

```
031:  COD('R10-2',LH,LAG,LK,L);
032:  COD('R10-2',SIG,NUL,ROP,NUP,ROL);
033:  COD('R10-2',A2);
034:  COD('P2-10',R,D,DEL,LH,LAG,LK);
035:  COD('P2-10',P1,POR,POR1);
036:  COD('P2-10',A2,TETA,L,SIG,ROP);
037:  TETA:=TETA/57.5;
038:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
039:   FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
040:   BEGIN
041:  LEFT[I,J]:=SIG[I]*COS(TETA)/R[J];
042:  PCT[I,J]:=ROL[I]*D[J]*P1;
043:  LEFT[I,J]:=LEFT[I,J]-PCT[I,J];
044:   END ;
045:  COD('P2-10',LEFT,PCT);
046:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
047:   FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
048:    BEGIN
049:  QN[I,J]:=L[I]*ROP[I]*3.1416/4*D[J]↑2*
050:  SQRT(SIG[I]*COS(TETA)/R[J]*9.81/2/ROP[I]);
051:  QN[I,J]:=QN[I,J]*1000*DEL[J]↑3*
052:  10000*
053:  A2[I]/D[J];
054:  Q[I,J]:=LEF[I,J]:=LK1[I,J]:=REP[I,J]:=0;
055:  X1[I,J]:=X2[I,J]:=X3[I,J]:=X4[I,J]:=0;
056:   END ;
057:  COD('P2-10',QN);
058:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
059:   FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
060:   BEGIN
```

```
061:  Q[I,J]:=QN[I,J];
062:  N:=0;
063:  K1:
064:  PR1[I,J]:=Q[I,J]↑2/(3,14*D[J]*LH[J]*L[I]*POR1)↑2
065:  /(ROp[I]*9.81);
066:  PR2[I,J]:=PR1[I,J]*(POR1/POR)↑2*(LH[J]/LK[J])↑2;
067:  LE:=LEFT[I,J];
068:  LE:=LE-PR1[I,J]-PR2[I,J];
069:  IF LE<0 THEN BEGIN
070:  LEFT[I,J]:=LE; GOTO BB END ,
071:  N:=N+1;
072:  REP[I,J]:=4*Q[I,J]/(L[I]*ROp[I]*3,1416*D[J]*
073:  NUP[I]);
074:  IF REP[I,J]<2000 THEN BEGIN
075:  A3[I,J]:=1;
076:  REX[I,J]:=0;
077:  LK1[I,J]:=LK[J];
078:  M2:
079:  Y11[I,J]:=0,389*NUL[I]*LK1[I,J]↑2*Q[I,J]/2/
080:  (DEL[J]↑3)/D[J]/L[I]/LK[J];
081:  Y11[I,J]:=Y11[I,J]*10↑4;
082:  Y21[I,J]:=(0,257*Q[I,J]↑2*LK1[I,J]↑2/LK[J]↑2
083:  /ROP[I]/L[I]↑2/D[J]↑4)-(0,225*Q[I,J]↑3*
084:  LK1[I,J]↑3/(LK[J]↑3*ROP[I]*L[I]↑2*D[J]↑4*
085:  ((91,2*L[I]*ROP[I]*LH[J]*NUp[I])+(4*Q[I,J]*
086:  LK1[I,J]/LK[J])))*(EXP(-(15*L[I]*LAG[3]*
087:  ROP[I]*3,1416*NUP[I]/Q[I,J]/LK1[I,J]*LK[J])));
088:  Y21[I,J]:=Y21[I,J]*10↑4;
089:  Y31[I,J]:=2,08*Q[I,J]*LK1[I,J]/LK[J]*NUp[I]*
090:  LK1[I,J]/L[I]/D[J]↑4;
```

```
091:  Y31[I,J]:=Y31[I,J]*10↑4;
092:   IF REX[I,J]=0 THEN BEGIN
093:   IF (Y21[I,J]/LEFT[I,J]/10↑4)<0.1
094:   THEN BEGIN
095:  LK1[I,J]:=0.1*LK[J];
096:  LEF[I,J]:=LH[J]/2+LAG[J]+LK[J]/2;
097:   GOTO M4
098:   END END ELSE
099:  VK1[I,J]:=(Y21[I,J]-Y11[I,J]-Y31[I,J])/Y21[I,J];
100:   IF REX[I,J]=1 THEN GOTO M3
101:   ELSE IF ABS(VK1[I,J])>T1 THEN BEGIN
102:   IF VK1[I,J]>0 THEN BEGIN
103:  LEF[I,J]:=LH[J]/2+LAG[J];
104:  LK1[I,J]:=LK[J];
105:   GOTO M4 END
106:   ELSE BEGIN
107:  LK1[I,J]:=LK1[I,J]-0.1*LK[J];
108:  REX[I,J]:=1; GOTO M2
109:   END END ;
110:  M3:
111:   IF ABS(VK1[I,J])>T1 THEN BEGIN
112:   IF VK1[I,J]<0 THEN BEGIN
113:   IF (LK1[I,J]/LK[J])<0.85
114:   THEN BEGIN
115:  LK1[I,J]:=LK1[I,J]-0.1*LK[J];
116:   GOTO M2
117:   END
118:   ELSE BEGIN
119:  LEF[I,J]:=LH[J]/2+LAG[J]+LK[J]/2-LK1[I,J]/2;
120:   GOTO M4
```

```
121:    END END ;
122:    IF VK1[I,J]>0 THEN BEGIN
123:   LK1[I,J]:=LK[I,J]+0.01*LK[J];
124:    GOTO M2
125:    END END
126:    ELSE
127:   LEF[I,J]:=LH[J]/2+LAG[J]+LK[J]/2-LK1[I,J]/2;
128:    GOTO M4;
129:   M4:
130:   Y1[I,J]:=0.389*NUL[I]*LEF[I,J]*Q[I,J]/
131:   DEL[J]↑3/D[J]/L[I];
132:   X1[I,J]:=Y1[I,J];
133:   Y2[I,J]:=(0.257*Q[I,J]↑2*LK1[I,J]↑2/LK[J]↑2
134:   /ROP[I]/L[I]↑2/D[J]↑4)-(0.225*Q[I,J]↑3*
135:   LK1[I,J]↑3/(LK[J]↑3*ROP[I]*L[I]↑2*D[J]↑4*
136:   ((91.2*L[I]*ROP[I]*LH[J]*NUP[I])+(4*Q[I,J]*
137:   LK1[I,J]/LK[J])))*(EXP(-(15*L[I]*LAG[J]*
138:   ROP[I]*3.1416*NUP[I]/Q[I,J]/LK1[I,J]*LK[J]))));
139.   X2[I,J]:=Y2[I,J];
140:   Y3[I,J]:=4.16*Q[I,J]*NUP[I]*LEF[I,J]/L[I]/
141:   D[J]↑4;
142:   X3[I,J]:=Y3[I,J];
143:   X4[I,J]:=0;
144:   VK[I,J]:=(Y1[I,J]+Y2[I,J]+Y3[I,J]+PR1[I,J]+
145:   PR2[I,J]-LEFT[I,J])/LEFT[I,J];
146:    IF ABS(VK[I,J])>T THEN BEGIN
147:    IF VK[I,J]<0 THEN Q[I,J]:=Q[I,J]+0.1*Q[I,J];
148:    IF VK[I,J]>0 THEN Q[I,J]:=Q[I,J]-0.003*Q[I,J];
149:    IF N<NU THEN GOTO K1 ELSE GOTO BB;
150:    END
```

```
151:    END
152:    ELSE BEGIN
153:  A3[I,J]:=2;
154:  REX[I,J]:=0;
155:  LK1[I,J]:=LK[J];
156:  K2:
157:  X11[I,J]:=0.369*NUL[I]*(LK1[I,J]↑2)*Q[I,J]/
158:  2/DEL[J]↑3/D[J]/L[I]/LK[J];
159:  X11[I,J]:=X11[I,J]*10↑5;
160:  X21[I,J]:=0.204*Q[I,J]↑2/D[J]↑4/
161:  L[I]↑2/ROP[I]*LK1[I,J]↑2/LK[J]↑2;
162:  X21[I,J]:=X21[I,J]*10↑5;
163:  X31[I,J]:=5.121*Q[I,J]*NUP[I]*LK1[I,J]↑2/
164:  LK[J]/D[J]↑4/L[I];
165:  X31[I,J]:=X31[I,J]*10↑5;
166:  X41[I,J]:=0.00993/D[J]↑5*Q[I,J]↑2*LK1[I,J]↑2/
167:  LK[J]↑2*LK1[I,J]/L[I]↑2/ROP[I]/2*
168:  (0.785*D[J]*L[I]*ROP[I]*NUP[I]/Q[I,J]*
169:  LK[J]/LK1[I,J])↑0.2;
170:  X41[I,J]:=X41[I,J]*10↑5;
171:  VB1[I,J]:=(X21[I,J]-X11[I,J]-X31[I,J]-X41[I,J])/
172:  X21[I,J];
173:    IF REX[I,J]=1 THEN GOTO K3
174:    ELSE IF ABS(VB1[I,J])>T1 THEN
175:    BEGIN
176:    IF VB1[I,J]>0 THEN BEGIN
177:  LEF[I,J]:=LH[J]/2+LAG[J];
178:    GOTO M1
179:    END
180:    ELSE BEGIN
```

```
181:  LK1[I,J]:=LK1[I,J]-0.1*LK[J];
182:  REX[I,J]:=1; GOTO K2
183:   END END ;
184:  K3: IF ABS(VB1[I,J])>T1 THEN
185:   BEGIN
186:   IF VB1[I,J]<0 THEN
187:   BEGIN
188:   IF (LK1[I,J]/LK[J])<0.85
189:   THEN BEGIN
190:  LK1[I,J]:=LK1[I,J]-0.1*LK[J];
191:   GOTO K2
192:   END
193:   ELSE BEGIN
194:  LEF[I,J]:=LH[J]/2+LAG[J]+LK[J]/2-
195:  LK1[I,J]/2;
196:   GOTO M1
197:   END
198:   END ;
199:   IF VB1[I,J]>0 THEN
200:   BEGIN
201:  LK1[I,J]:=LK[I,J]+0.01*LK[J];
202:   GOTO K2
203:   END END
204:   ELSE
205:  LEF[I,J]:=LH[J]/2+LAG[J]+LK[J]/2-LK1[I,J]/2;
206:  M1:
207:  X1[I,J]:=0.389*NUL[I]*LEF[I,J]*Q[I,J]/
208:  DEL[J]↑3/D[J]/L[I];
209:  X2[I,J]:=0.204*Q[I,J]↑2/D[J]↑4/
210:  L[I]↑2/ROP[I]*LK1[I,J]↑2/LK[J]↑2;
```

```
211:  X3[I,J]:=5.121*Q[I,J]*LEF[I,J]*NUP[I]/
212:  D[J]↑4/L[I];
213:  X4[I,J]:=0.00993/D[J]↑5*Q[I,J]↑2*LEF[I,J]/
214:  L[I]↑2/ROP[I]*(0.785*D[J]*L[I]*
215:  ROP[I]*NUP[I]/Q[I,J])↑0.2;
216:  X[I,J]:=X1[I,J]+X2[I,J]+X3[I,J]+X4[I,J];
217:  VB[I,J]:=(X1[I,J]+X2[I,J]+X3[I,J]+X4[I,J]+PR1[I,J]+
218:  PR2[I,J]-LEFT[I,J])/LEFT[I,J];
219:   IF ABS(VB[I,J])>T THEN
220:   BEGIN
221:   IF VB[I,J]<0 THEN Q[I,J]:=Q[I,J]+0.1*Q[I,J];
222:   IF VB[I,J]>0 THEN Q[I,J]:=Q[I,J]-0.003*Q[I,J];
223:   IF N<N4 THEN GOTO K1 ELSE GOTO BB;
224:   END END END ;
225:  BB:
226:  COD('P2-10',PR1,PR2);
227:  COD('P2-10',LEFT);
228:  COD('P2-10',I,J,Q,X1,X2,X3,X4,LEF,LK1,REP,X);
229:   FOR Z:=1 STEP 1 UNTIL 8 DO
230:   BEGIN
231:   IF Z=1 THEN
232:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
233:   FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
234:   BEGIN
235:  R16[I,J]:=4*Q[I,J]/L[I]/ROP[I]/
236:  3.1416/D[J]/NUP[I];
237:   IF I=K*J=M THEN
238:  COD('P2-10',Z,R16)
239:   END ;
240:   IF Z=2 THEN
```

```
241:    FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
242:    FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
243:    BEGIN
244:    R16[I,J]:=Q[I,J]/L[I]/RoP[I]/NUP[I]/
245:    3.1416/LH[J];
246:    IF I=K*J=M THEN
247:    COD('P2-10',Z,R16)
248:    END ;
249:    IF Z=3 THEN
250:    FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
251:    FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
252:    BEGIN
253:    R16[I,J]:=Q[I,J]/L[I]/RoP[I]/NUP[I]/
254:    3.1416/LK[J];
255:    IF I=K*J=M THEN
256:    COD('P2-10',Z,R16)
257:    END ;
258:    IF Z=4 THEN
259:    FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
260:    FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
261:    BEGIN
262:    R16[I,J]:=Q[I,J]/L[I]/RoL[I]/NUL[I]/
263:    3.1416/D[J];
264:    IF I=K*J=M THEN
265:    COD('P2-10',Z,R16)
266:    END ;
267:    IF Z=5 THEN
268:    FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
269:    FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
270:    BEGIN
```

```
271:  R16[I,J]:=Q[I,J]*3600/D[J]/
272:  3.1416/LH[J];
273:   IF I=K*J=M THEN
274:  COD('P2-10',Z,R16)
275:   END ;
276:   IF Z=6 THEN
277:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
278:   FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
279:   BEGIN
280:  R16[I,J]:=4*Q[I,J]/3.1416/D[J]↑2;
281:   IF I=K*J=M THEN
282:  COD('P2-10',Z,R16)
283:   END ;
284:   IF Z=7 THEN
285:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
286:   FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
287:   BEGIN
288:  R16[I,J]:=4*Q[I,J]/0.754/D[J]↑2/10↑4;
289:   IF I=K*J=M THEN
290:  COD('P2-10',Z,R16)
291:   END ;
292:   IF Z=8 THEN
293:   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K DO
294:   FOR J:=1 STEP 1 UNTIL M DO
295:   BEGIN
296:  R16[I,J]:=4*Q[I,J]/L[I]/RO^P[I]/3.1416/D[J]↑2;
297:   IF I=K*J=M THEN
298:  COD('P2-10',Z,R16)
299:   END END END ;
300:   IF V<VAR THEN GOTO A
301:   END
```

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Серебро, Ag ($T_{кип} = 2212°C$, $T_{пл} = 960{,}5°C$) [19]

T, °C	P, *бар*	r, *кдж/кг*	σ, 10^{-3} *н/м*	$\rho_п$, *кг/м³*	$\rho_ж$, 10^3 *кг/м³*	$\eta_п$, 10^{-6} *н·сек/м²*	$\eta_ж$, 10^{-3} *н·сек/м²*
1500	0,01008	298	827,5	0,0076	8,782	61,69	2,88
1600	0,02420	298	810,1	0,01698	8,683	64,69	2,47
1700	0,05300	298	792,1	0,03548	8,585	67,69	2,08
1800	0,10800	298	775,3	0,06823	8,485	70,69	1,75
1900	0,20600	298	757,9	0,12300	8,385	73,69	1,44
2000	0,38300	298	740,5	0,21880	8,289	76,69	1,17
2100	0,63500	298	723,1	0,35480	8,190	79,69	0,90
2200	0,86000	298	705,7	0,57540	8,092	82,69	0,67
2300	1,36000	298	638,0	0,87100	8,000	85,69	0,44
2400	2,53000	298	680,0	1,23000	7,894	88,69	0,24
2400	3,84000	298	665,0	1,82000	7,796	91,99	0,05

Свинец, Pb ($T_{кип} = 1745\,°C$, $T_{пл} = 327{,}4\,°C$) [19]

T, °C	P, *бар*	r, *кдж/кг*	σ, 10^{-3} *н/м*	$\rho_п$, *кг/м³*	$\rho_ж$, 10^3 *кг/м³*	$\eta_п$, 10^{-5} *н·сек/м²*	$\eta_ж$, 10^{-3} *н·сек/м²*
1400	0,0986	920	347,28	0,147	9,27	7,46	0,9122
1500	0,2108	920	335,88	0,296	9,14	7,90	0,8847
1600	0,4200	920	324,48	0,559	9,01	8,34	0,8586
1700	0,8010	920	313,08	1,011	8,89	8,78	0,8352
1800	1,3620	920	301,68	1,635	8,76	9,21	0,8143
1900	2,3100	920	290,28	2,648	8,63	9,66	0,7958
2000	3,7410	920	278,88	4,106	8,51	10,10	0,7794
2100	5,5500	920	260,00	5,817	8,37	10,54	0,7590
2200	8,2000	920	248,00	8,256	8,25	10,98	0,7410
2300	11,8500	920	237,00	11,480	8,12	11,42	0,7230
2400	16,7500	920	225,00	15,600	7,99	11,86	0,7050
2500	22,6000	920	214,00	20,280	7,86	12,30	0,6870

Кальций, Ca ($T_{кип} = 1489\,°C$, $T_{пл} = 850\,°C$) [19]

T,° К	P, *бар*	r, *кдж/кг*	σ, 10^{-3} *н/м*	$\rho_п$, *кг/м³*	$\rho_ж$, 10^3 *кг/м³*	$\eta_п$, 10^{-5} *н·сек/м²*	$\eta_ж$, 10^{-4} *н·сек/м²*
1000	0,00032	3885	372	$1{,}549\cdot10^{-4}$	1,392	1,35	16,75
1100	0,00174	3885	362	$7{,}674\cdot10^{-4}$	1,370	1,46	13,32
1200	0,00714	3885	352	$2{,}891\cdot10^{-3}$	1,348	1,57	11,02
1300	0,02360	3885	342	$8{,}8\cdot10^{-3}$	1,31	1,68	9,40
1400	0,06580	3885	332	$9{,}2\cdot10^{-2}$	1,293	1,79	8,10
1500	0,15980	3885	322	$5{,}8\cdot10^{-2}$	1,265	1,90	7,20
1600	0,34780	3885	312	$1{,}1\cdot10^{-1}$	1,248	2,01	6,50
1700	0,69050	3885	302	$2{,}1\cdot10^{-1}$	1,220	2,12	6,00
1800	1,27000	3885	292	$3{,}7\cdot10^{-1}$	1,196	2,23	5,60
1900	2,19100	3885	282	$5{,}8\cdot10^{-1}$	1,179	2,34	5,08
2000	3,58000	3885	272	$8{,}2\cdot10^{-1}$	1,165	2,45	4,67

Литий Li ($T_{кип} = 1338$ °С, $T_{пл} = 180{,}69$ °С) [17]

T, °К	P, 10^{-3} *бар*	r, 10^3 *кдж/кг*	σ, 10^{-3} *н/м*	$\rho_п$, 10^{-3} *кг/м³*	$\rho_ж$, *кг/м³*	$\eta_п$, 10^{-8} *н·сек/м²*	$\eta_ж$, 10^{-4} *н·сек/м²*	$\lambda_ж$, *вт/(м·град)*
900	0,1256	21,712	335,8	0,012	472,8	890,1	2,748	52,75
1000	0,9680	21,400	321,8	0,085	462,6	975,2	2,472	55,10
1100	5,1200	21,000	307,8	0,415	452,4	1055,0	2,252	57,42
1200	20,5000	20,740	293,8	1,540	442,2	1128,0	2,072	59,62
1300	65,8600	20,380	279,8	4,650	432,0	1213,0	1,922	61,94
1400	179,4000	20,020	266,0	11,960	421,7	1289,0	1,795	64,00
1500	426,5000	19,670	252,0	26,900	411,5	1368,0	1,685	66,50
1600	908,4000	19,330	238,0	54,610	401,3	1442,0	1,590	68,50
1700	1769,3000	18,990	226,0	101,500	391,1	1518,0	1,506	71,00
1800	3190,0000	18,670	212,0	175,100	380,9	1587,0	1,432	73,00
1900	5397,0000	18,370	198,0	283,900	370,0	1666,0	1,380	75,50
2000	8640,4000	18,080	182,0	436,300	360,0	1746,0	1,300	77,00

Натрий, Na ($T_{кип} = 881{,}7$ °С, $T_{пл} = 98$ °С) [17]

T, °К	P, 10^{-3} *бар*	r, 10^3 *кдж/кг*	σ, 10^{-3} *н/м*	$\rho_п$, 10^{-3} *кг/м³*	$\rho_ж$, *кг/м³*	$\eta_п$, 10^{-8} *н·сек/м²*	$\eta_ж$, 10^{-4} *н·сек/м²*	$\lambda_ж$, *вт/(м·град)*
600	0,047	4,429	172,1	0,022	873,2	1480	3,276	75,17
700	0,951	4,341	162,1	0,396	849,4	1660	2,690	70,53
800	8,760	4,237	152,1	3,270	825,6	1827	2,298	65,88
900	48,760	4,131	142,1	16,500	801,8	2010	2,018	61,25
1000	192,200	4,026	132,1	59,980	778,0	2211	1,809	56,60
1100	584,280	3,925	122,1	168,100	754,2	2398	1,645	51,96
1200	1465,400	3,829	112,1	396,600	730,4	2577	1,514	47,00
1300	3165,000	3,742	102,1	804,500	706,6	2763	1,407	42,50
1400	6097,400	3,656	92,1	1459,200	682,8	2938	1,317	37,50
1500	10716,600	3,577	82,0	2424,800	658,0	3117	1,240	33,00
1600	17495,900	3,500	72,0	3750,900	635,2	3281	1,176	28,50
1700	26919,900	3,425	62,0	5482,400	611,4	3449	1,117	24,00
1800	39350,000	3,353	52,0	7627,700	587,6	3620	1,067	19,00

Калий, K ($T_{кип}$=756 °C, $T_{пл}$=63,66 °C) [17]

T, °K	P, *бар*	r, $10^3 \frac{кдж}{кг}$	σ, 10^{-3} *н/м*	$\rho_п$, 10^{-3} *кг/м³*	$\rho_ж$, *кг/м³*	$\eta_п$, $\frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\eta_ж$, $10^{-4} \frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\lambda_ж$, $\frac{вт}{м \cdot град}$
600	0,0008510	2,143	98,2	0,69	766,9	1300	2,380	43,85
700	0,0095700	2,108	92,2	6,68	743,3	1470	1,981	40,72
800	0,0587500	2,068	86,2	36,44	719,6	1627	1,707	37,58
900	0,2406800	2,023	80,2	134,80	695,7	1794	1,507	34,45
1000	0,7407000	1,970	74,2	380,20	671,6	1961	1,354	31,32
1100	1,8300000	1,924	68,2	871,90	647,3	2130	1,233	28,19
1200	3,8500000	1,872	62,2	1703,00	622,9	2285	1,135	25,05
1300	7,1600000	1,820	56,2	2969,10	598,4	2447	1,053	22,00
1400	12,2000000	1,765	53,0	4768,70	573,6	2602	0,984	19,00
1500	19,1400000	1,711	47,0	7062,10	548,8	2751	0,925	16,00

Цезий, Cs ($T_{кип}$=667,7 °C, $T_{пл}$=28,55 °C) [17]

T, °K	P, *бар*	r, $\frac{кдж}{кг}$	σ, 10^3 *н/м*	$\rho_п$, 10^{-3} *кг/м³*	$\rho_ж$, 10^{-3} *кг/м³*	$\eta_п$, $10^{-3} \frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\eta_ж$, $10^{-4} \frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\lambda_ж$, $\frac{вт}{м \cdot град}$
500	0,0003	544,30	61,9	9,91	1,723	1,460	3,181	18,79
600	0,0056	534,20	57,1	15,50	1,666	1,668	2,558	19,02
700	0,0437	523,30	52,3	105,20	1,609	1,893	2,163	18,79
800	0,2026	511,60	47,5	433,60	1,552	2,124	1,890	18,33
900	0,6580	499,50	42,7	1275,90	1,495	2,336	1,690	17,51
1000	1,6800	486,50	37,9	2990,40	1,438	2,567	1,536	16,47
1100	3,6000	472,60	33,1	5924,10	1,377	2,782	1,415	15,49
1200	6,7700	458,80	28,3	10364,80	1,311	2,995	1,316	13,57
1300	11,5100	444,60	23,5	16520,70	1,243	3,198	1,234	11,60
1400	18,0200	429,98	18,0	24307,20	1,174	3,398	1,164	9,39
1500	26,7200	415,40	14,0	34048,30	1,102	3,589	1,104	7,50

Ртуть, Hg ($T_{кип}$=356,95 °С, $T_{пл}$=—38,83 °С) [18]

T, °С	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м*	$\rho_п$, кг/м³	$\rho_ж$, кг/м³	$\eta_п$, 10^{-7} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-3} н·сек/м²	$\lambda_ж$, вт/м·град
100	$3{,}745\cdot10^{-4}$	303,317	460,0	0,00242	13351,42	360	1,241	9,475
200	$2{,}315\cdot10^{-2}$	300,056	436,0	0,11800	13111,97	464	1,039	10,64
300	0,33015	296,824	405,0	1,39100	12873,50	562	0,926	11,69
400	2,10240	293,314	377,0	7,57200	12632,60	662	0,853	12,60
500	8,2220	289,116	329,0	26,00000	12386,00	762	0,804	13,39
600	23,46000	283,769	298,9	66,66000	12130,00	862	0,767	14,04
700	54,03000	276,845	268,7	140,75000	11863,00	961	0,739	14,58

* Данные взяты из работы [19].

Дифенильная смесь (даутерм) ($T_{кип}$=258 °С, $T_{пл}$=12 °С) [18]

T, °С	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м	$\rho_п$, кг/м³	$\rho_ж$, кг/м³	$\eta_п$, 10^{-5} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-5} н·сек/м²	$\lambda_ж$, вт/м·град
100	0,006	345	31,6	0,035	995	0,68	101,0	0,126
150	0,051	329	26,5	0,24	953	0,77	60,3	0,119
200	0,245	314	21,8	0,99	912	0,87	40,7	0,110
250	0,843	291	17,3	3,20	871	0,97	29,7	0,104
300	2,330	264	12,9	8,70	825	1,07	22,7	0,096
350	5,200	235	8,9	20,0	772	1,17	18,2	0,090
400	10,43	207	5,0	42,0	709	1,26	14,9	0,083

Вода, H_2O ($T_{кип}$=100 °С, $T_{пл}$=0,0 °С) [18]

T, °С	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м	$\rho_п$, кг/м³	$\rho_ж$, кг/м³	$\eta_п$, 10^{-7} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-7} н·сек/м²	$\lambda_ж$, 10^{-3} вт/м·град
20	0,023368	2453,8	72,88	0,01729	999,0	88,5	10015	602
40	0,073749	2406,5	69,48	0,05110	993,05	96,6	6513	630
60	0,199190	2358,4	66,07	0,13020	983,28	105,0	4630	653
80	0,473590	2908,9	62,69	0,29320	971,82	113,0	3510	669
100	1,013250	2251,2	58,91	0,59740	958,77	121,0	2790	680
120	1,985400	2202,9	54,96	1,12100	943,39	128,0	2300	685
140	3,613600	2144,9	50,79	1,96560	925,93	135,0	1950	687
160	6,180400	2082,2	46,51	3,25890	907,44	142,0	1690	684
180	10,02700	2014,0	42,19	5,15970	887,31	149,0	1493	676
200	15,55100	1939,0	37,77	7,86530	865,05	156,0	1338	664

Гептан, C_7H_{16} ($T_{кип}$=98,43 °C; $T_{пл}$= —90,59 °C) [18]

T, °C	P, бар	r, $\frac{кдж}{кг}$	σ, 10^{-3} $н/м$	$\rho_п$, 10^3 $\frac{кг}{м^3}$	$\rho_ж$, 10^3 $\frac{кг}{м^3}$	$\eta_п$, 10^{-7} $\frac{н\ сек}{м^2}$	$\eta_ж$, 10^{-3} $\frac{н\ сек}{м^2}$	$\lambda_ж$, 10^{-3} $\frac{вт}{м\ град}$
—20	$3,866 \cdot 10^{-3}$	383,1	—	—	0,7172	—	0,6890	140
0	$1,52 \cdot 10^{-2}$	375,6	—	0,000070	0,7005	—	0,5260	134
20	$4,72 \cdot 10^{-2}$	366,0	20,86	0,000200	0,6836	—	0,4140	129
40	0,1230	354,7	18,47	0,000500	0,6665	—	0,3380	123
60	0,2800	342,6	16,39	0,001100	0,6491	—	0,2810	118
80	0,5700	330,1	14,35	0,002000	0,6311	—	0,2390	113
100	1,0606	316,7	12,47	0,003597	0,6124	73,6	0,1980	—
120	1,8330	302,9	10,63	0,006075	0,5926	78,2	0,1672	—
140	2,9790	287,4	8,87	0,009785	0,5711	83,4	0,1427	—
160	4,5990	269,5	7,19	0,015110	0,5481	89,7	0,1217	—

Рубидий, Rb ($T_{кип}$=685 °C, $T_{пл}$=39,66 °C) [17]

T, °K	P, бар	r, $\frac{кдж}{кг}$	σ, 10^{-3} $н/м$	$\rho_п$, 10^{-3} $кг/м^3$	$\rho_ж$, $кг/м^3$	$\eta_п$, 10^{-5} $\frac{н\ сек}{м^2}$	$\eta_ж$, 10^{-4} $\frac{н\ сек}{м^2}$	$\lambda_ж$, $\frac{вт}{м\ град}$
500	0,00015	898	81,6	0,32	1385,7	1,5	3,220	29,69
600	0,0033	877	75,7	5,94	1339,7	1,72	2,580	27,72
700	0,0294	859	69,8	45,5	1293,7	1,932	2,170	25,86
800	0,1513	837	63,9	208,4	1247,8	2,167	1,894	24,01
900	0,5378	816	58,0	671,1	1201,8	2,396	1,687	22,15
1000	1,4700	793	51,3	1684,0	1155,8	1,618	1,528	20,30
1100	3,3200	771	44,5	3500,0	1109,8	2,833	1,401	18,44
1200	6,4300	749	37,7	6289,3	1063,8	3,053	1,298	16,50
1300	10,6300	727	30,9	9861,9	1017,8	3,260	1,213	14,70
1400	17,1600	706	26,0	14927,0	971,9	3,457	1,140	13,00
1500	25,1400	683	19,0	20487,0	925,9	3,662	1,078	11,00

Фреон-11, $CFCl_3$ ($T_{кип}$=23,7 °C, $T_{пл}$= —111 °C) [18]

T, °C	P, *бар*	r, $\frac{кдж}{кг}$	σ, 10^{-3} *н/м*	$\rho_п$, *кг/м³*	$\rho_ж$, 10^3 *кг/м³*	$\eta_п$, 10^{-7} $\frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\eta_ж$, 10^{-3} $\frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\lambda_ж$, $\frac{вт}{м \cdot град}$
—60	0,01279	210,72	28,4	0,183	1,65	89,0	1,280	0,112
—40	0,05090	204,06	26,0	0,720	1,62	95,0	0,940	0,107
—20	0,15760	197,29	24,0	1,057	1,58	100,0	0,685	0,101
0	0,40300	190,34	21,7	2,480	1,53	107,0	0,540	0,095
20	0,88910	183,17	19,6	5,160	1,49	113,0	0,440	0,090
40	1,74800	175,60	17,0	9,700	1,44	119,0	0,375	0,084
60	3,13800	167,35	15,0	16,850	1,39	124,0	0,350	0,078
80	5,24000	158,09	12,8	27,570	1,33	130,0	0,320	0,073
100	8,25300	147,46	10,5	43,190	1,27	135,0	0,310	0,067
120	12,39300	135,03	8,3	65,600	1,21	142,0	0,300	0,060

Фреон-21 $CHFCl_2$ ($T_{кип}$=8,90 °C, $T_{пл}$= —135 °C) [18]

T, °C	P, *бар*	r, $\frac{кдж}{кг}$	σ, 10^{-3} *н/м**	$\rho_п$, *кг/м³*	$\rho_ж$, 10^3 *кг/м³*	$\eta_п$, 10^{-7} $\frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\eta_ж$, 10^{-3} $\frac{н \cdot сек}{м^2}$	$\lambda_ж$, $\frac{вт}{м \cdot град}$
—60	0,0253	269	29,81	0,147	1,554	89	0,849	0,132
—40	0,0954	262	26,99	0,510	1,510	95	0,597	0,123
—20	0,2847	253	24,17	1,410	1,470	100	0,444	0,116
0	0,7085	243	21,35	3,310	1,420	106	0,345	0,109
20	1,5300	232	18,35	6,810	1,380	112	0,272	0,102
40	2,955	220	15,71	12,690	1,330	118	0,229	0,095
60	5,216	206	12,89	21,930	1,280	124	0,200	0,087
80	8,567	191	10,07	35,710	1,220	130	0,195	0,080
100	13,283	174	7,25	55,860	1,160	136	0,180	0,072
120	19,666	155	4,43	85,470	1,080	142	0,170	0,060

*—данные взяты из работы [20].

Фреон - 113, $C_2F_3Cl_3$ ($T_{кип} = 47{,}68°$ C, $T_{пл} = -36{,}6°$ C) [18]

T, °C	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^3 н/м	$\rho_п$, кг/м³	$\rho_ж$, 10^3 кг/м³	$\gamma_п$, 10^{-7} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-3} н·сек/м²	$\lambda_ж$, вт/м·град
—30	0,0283	166,88	25,3	0,2639	1,687	89,4	1,670	0,0889
—10	0,0905	161,48	22,8	0,7800	1,643	94,2	1,130	0,0844
0	0,1500	158,68	21,5	1,2510	1,621	86,7	0,948	0,0822
10	0,2387	155,83	20,6	1,9300	1,598	99,0	0,780	0,0799
30	0,5420	149,93	18,1	4,1500	1,554	104,0	0,590	0,0754
50	1,0943	143,82	16,0	8,0000	1,508	108,5	0,475	0,0709
70	2,0120	137,46	13,9	14,3000	1,455	113,0	0,401	0,0664

Метанол, CH_4O ($T_{кип} = 64{,}7°$ C, $T_{пл} = -98°$ C) [18]

T, °C	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м	$\rho_п$, 10^3 кг/м³	$\rho_ж$, 10^3 кг/м³	$\eta_п$, 10^{-7} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-3} н·сек/м²
0	0,2	1210,0	24,5	—	0,8100	88	0,8170
20	0,3	1191,1	22,6	—	0,7915	95	0,5780
40	0,6	1163,9	20,9	—	0,7740	101	0,4460
60	1,1	1130,4	19,3	0,0001006	0,7555	108	0,3470
80	2,2	1084,4	17,5	0,0020840	0,7355	115	0,2710
100	4,0	1030,0	15,7	0,0039840	0,7140	123	0,2140
120	6,6	971,3	13,6	0,0071420	0,6900	130	0,1700
140	10,6	904,3	11,5	0,0121600	0,6640	136	0,1360
160	16,7	828,0	9,3	0,0199400	0,6340	143	0,1090
180	26,2	741,1	6,9	0,0318600	0,5980	150	0,0883
200	38,0	636,4	4,5	0,0507500	0,553	157	0,0716
220	59,3	473,1	2,1	0,0863500	0,4900	166	0,0583
240	79,7	—	—	0,2750000	0,275	174	0,0460

Фреон-22, CHF_2Cl ($T_{кип} = -40{,}8°C$, $T_{пл} = -160°C$) [18]

T, °C	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м*	$\rho_п$, кг/м³	$\rho_ж$, 10^3 кг/м³	$\eta_п$, 10^{-7} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-4} н·сек/м²	$\lambda_ж$, вт/м·град
—100	0,0199	269,29	28,1	0,1196	1,557	80,0	6,00	0,1487
—80	0,1034	257,43	24,8	0,561	1,514	87,5	5,00	0,1385
—60	0,3752	245,42	21,5	1,865	1,465	95,0	4,14	0,1283
—40	1,0540	232,92	18,5	4,885	1,412	101,7	3,49	0,1181
—20	2,4560	219,40	15,0	10,821	1,351	110,4	3,02	0,1079
0	4,9830	204,28	11,7	21,285	1,285	118,7	2,67	0,0977
20	9,0970	186,89	8,7	38,550	1,214	126,8	2,40	0,0875
40	15,3150	166,22	5,8	66,225	1,132	134,5	2,19	0,0772
60	24,2360	139,94	3,3	111,65	1,030	142,1	2,00	0,0646

*— Данные взяты из работы [20].

Этан, C_2H_6 ($T_{кип} = -88{,}5°C$, $T_{пл} = -183{,}12°C$) [18]

T, °C	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м	$\rho_п$, кг/м³	$\rho_ж$, кг/м³	$\eta_п$, 10^{-7} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-7} н·сек/м²	$\lambda_ж$, вт/м·град
—120	0,096	530	21,23	0,230	582	49,0	2580	0,149
—100	0,600	506	17,93	0,921	562	55,0	1800	0,137
—80	1,700	480	14,60	2,600	540	61,0	1360	0,125
—60	3,700	450	11,30	6,200	516	67,0	1100	0,113
—40	7,200	414	8,00	12,700	488	73,0	900	0,100
—20	14,000	368	4,60	25,500	454	79,0	760	0,088
0	25,000	304	1,20	46,000	414	85,5	660	0,077
20	38,000	200	0,08	85,000	360	91,0	600	0,066

Этанол, C_2H_5OH ($T_{кип} = 78{,}3°$ C, $T_{пл} = -114{,}5°$ C) [18]

T, °C	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м	$\rho_п$, кг/м³	$\rho_ж$, 10^3 кг/м³	$\eta_п$, 10^{-5} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-5} н·сек/м²	$\lambda_ж$, 10^{-4} вт/м·град
0	0,012	1048,4	24,4	0,036	0,901	0,774	1,7990	1830
20	0,058	1030,0	22,8	0,085	0,800	0,835	1,1980	1790
40	0,180	1011,9	21,0	0,316	0,789	0,900	0,8190	1750
60	0,472	988,9	19,2	0,748	0,770	0,959	0,5880	1710
80	1,086	960,0	17,3	1,430	0,757	1,030	0,4320	1690
100	2,260	927,0	15,5	3,410	0,730	1,092	0,3180	1670
120	4,290	885,5	13,4	6,010	0,710	1,157	0,2430	1650
140	7,530	834,0	11,2	10,670	0,680	1,219	0,1900	1630
160	12,756	772,9	9,0	17,450	0,650	1,293	0,1500	1610
180	19,600	698,8	6,7	27,650	0,610	1,369	0,1200	1590
200	29,400	598,3	4,3	44,480	0,564	1,464	0,0950	1570
220	42,800	468,5	2,2	74,350	0,510	1,618	0,0725	1550
240	60,200	280,5	0,1	135,500	0,415	1,948	0,0488	1530

Азот N_2, ($T_{кип} = -195{,}65°$ C, $T_{пл} = -209{,}85°$ C) [18]

T, °K	P, бар	r, кдж/кг	σ, 10^{-3} н/м	$\rho_п$, 10^3 кг/м³	$\rho_ж$, 10^3 кг/м³	$\eta_п$, 10^{-7} н·сек/м²	$\eta_ж$, 10^{-5} н·сек/м²	$\lambda_ж$, 10^{-3} вт/м·град
70	0,3859	205,7	10,53	0,0019	0,838	48,00	2010	142,0
80	1,3690	194,5	8,27	0,0060	0,790	55,20	1390	128,0
90	3,6000	180,5	6,16	0,0150	0,746	62,00	1160	112,0
100	7,7750	162,2	4,00	0,0320	0,691	68,80	810	95,5
110	14,6700	137,0	2,00	0,0620	0,626	75,60	740	80,2
120	25,1500	95,7	0,200	0,1245	0,528	82,10	640	62,8

Аммиак, NH_3 ($T_{кип} = 33{,}4°$ C, $T_{пл} = -77{,}7°$ C) [18]

T, °K	P, *бар*	r, $\frac{кдж}{кг}$	σ, 10^{-3} $\frac{н^*}{м}$	$\rho_п$, 10^3 $\frac{кг}{м^3}$	$\rho_ж$, 10^3 $\frac{кг}{м^3}$	$\eta_п$, 10^{-5} $\frac{н\,сек}{м^2}$	$\eta_ж$, 10^{-5} $\frac{н\cdot сек}{м^2}$	$\lambda_ж$, 10^{-3} $\frac{вт}{м\cdot град}$
200	0,08666	1470,3	41,8	0,00009	0,728	0,60**	—	680**
210	0,17790	1447,8	39,6	0,00017	0,770	0,65**	—	666**
230	0,60610	1397,8	35,2	0,00055	0,694	0,74**	22,0**	622**
250	1,65360	1338,0	30,6	0,00140	0,669	0,83**	19,7**	580**
270	3,81900	1273,3	26,4	0,00310	0,642	0,923**	17,3**	537**
290	7,75300	1200,4	22,0	0,00600	0,615	1,01**	14,9**	490**
310	14,24900	1115,3	17,6	0,01100	0,584	1,115	12,480	445
330	24,22000	1019,3	13,2	0,01890	0,550	1,200	10,300	403
350	38,70000	899,1	9,0	0,03100	0,512	1,290	8,260	356
370	58,91000	744,5	4,7	0,05200	0,465	1,395	6,400	315
390	86,06000	507,6	0,5	0,09300	0,399	1,480	4,840	262

* — Данные взяты из работы [14].
** — Экстраполяция.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К введению

1. **Елисеев В. Б., Сергеев Д. И.** Что такое тепловая труба. М., «Энергия», 1971.
2. **Тепловые** трубы. Пер. с англ. и нем. Под ред. Э. Э. Шпильрайна. М., «Мир», 1972.
3. **Васильев Л. Л., Конев С. В.** Теплопередающие трубки. Минск, «Наука и техника», 1972.
4. **Низкотемпературные** тепловые трубы для летательных аппаратов. М., «Машиностроение», 1976. Авт.: В. Г. Воронин, А. В. Ревякин, В. Я. Сасин, В. С. Тарасов.
5. **Низкотемпературные** тепловые трубы. Минск, «Наука и техника», 1976. Авт.: Л. Л. Васильев, С. Л. Вааз, В. Г. Кисилев, С. В. Конев, Л. П. Гракович.
6. **Grover G. M.** Evaporation-condensation heat transfer device. US Patent N 3229759, 1966.
7. **Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F.** Structures of very high thermal conductance.— «J. Appl. Phys.», 1964, v. 35, p. 1990.
8. **Gaugler R. S.** Heat transfer device. Publ. US Patent N 2350348, 1944.

К главе 1

1. **Дерягин Б. В.** Краткая химическая энциклопедия. Т. 4, 1967, с. 499.
2. **Русанов А. И.** Фазовые равновесия и поверхностные явления. М., «Химия», 1967.
3. **Лыков А. В.** Тепломассообмен. М., «Энергия», 1971.
4. **Кикоин А. К., Кикоин Н. К.** Молекулярная физика. М., «Наука», 1976.

К главе 2

1. **Коллинз Р.** Течение жидкостей через пористые материалы. Пер. с англ. М., «Мир», 1964.
2. **Kozeny J. S.** «Ber. Wiener Akad. Abt.», 1927, Bd. 136, S. 271.
3. **Eninger J. E.** Capillary flow through heat-pipe wicks. AIAA Paper N 661, 1975, p. 1.
4. **Tien C. L., Sun K. H.** Meniscus radius of heat pipe wicking material.— «Intern. J. Heat Mass Transfer.», 1971, v. 4, p. 1853.
5. «**Астронавтика** и ракетодинамика. Экспресс-информация», 1975, № 46, с. 5.
6. **Аравин В. И., Нумеров С. Н.** Теория движения жидкостей и газов в недеформируемой пористой среде. М., Гостехтеориздат, 1963.
7. **Лыков А. В.** Тепломассообмен. М., «Энергия», 1971.
8. **Happel J.** Viscous flow relative to arrays of cylinder.— «AIChE J.», 1958, v. 4, p. 197.
9. **Beavers G. S., Sparrow E. M.** Non-Darcy flow through fibrous media.— «J. Appl. Mech.», 1969, v. 36, N 4, p. 711.
10. **Juan S. W., Finkelstein A. B.** Laminar flow with injection and suction a porous wall.— «Trans. ASME», 1956, v. 78, p. 719.

11. **Knight B. W., McInteer.** Laminar incompressible flow in canals with porous wall. LA-DC-5309, 1965.
12. **Busse C. A.** Pressure drop in the vapor phase of long heat pipes.— In: Proc. First Intern. Thermionic Conversion Specialist Conf. Palo Alto, California, 1967.
13. **Rohani A. R., Tien C. L.** Analysis of effects of vapour flow in cylindrical heat pipes. ASME Paper 71-WA/H-15, 1971.
14. **Bankston C. A., Smith H. I.** Incompressible laminar flow in cylindrical heat pipes. ASME Paper 71-WA/HT-15, 1972.
15. **Васильев Л. Л., Конев С. В.** Теплопередающие аппараты.—«Инж.-физ. журн.», 1971, т. 20, № 3.
16. **Wageman W. E., Guevara F. A.** Fluid flow through a porous channel.— «Phys. Fluids», 1960, v. 3, N 6, p. 378.
17. **Cotter T. P.** Theory of heat pipe. LA-MS-32466, 1965.
18. **Grover G. M., Kemme I. E., Keddy E. S.** Advances in heat pipe technology.— In: Proc. Second Intern. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Stresa, Italy, 1968, p. 477.
19. **Parker G. H., Hanson I. P.** Heat pipe analysis. Papers presented at 1967 IECEC, August 13—17, Florida, 1967.
20. **Levy E. K.** Theoretical investigation of heat pipes operating at low vapor pressures.— «J. Engng Industry», 1968, v. 90, p. 547.
21. **Levy E. K., Choy S. F.** The sonic limits in sodium heat pipes. ASME Paper 71-WA/HT-11, 1971.
22. **Вулис Л. А.** О переходе через скорость звука в газовом течении.—«Докл. АН СССР», 1946, т. 54, № 8, с. 669.
23. **Вулис Л. А.** О влиянии трения на переход через скорость звука.—«Докл. АН СССР», 1946, т. 54, № 9, с. 773.
24. **Вулис Л. А.** О законе обращения воздействия в течении реального газа.— «Докл. АН СССР», 1947, т. 56, вып. 8, с. 799.
25. **Вулис Л. А.** Термодинамика газовых потоков. М.—Л., Госэнергоиздат, 1950.
26. **Коченов И. С., Новосельский О. Ю.** О гидравлическом расчете системы охлаждения ядерного реактора.—«Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 12, с. 113.
27. **Коченов И. С., Новосельский О. Ю.** Гидравлическое сопротивление каналов с проницаемой стенкой.—«Инж.-физ. журн.», 1969, т. 16, № 3, с. 405.
28. **Быстров П. И., Попов А. Н.** Исследование характеристик тепловых труб с жидкометаллическими теплоносителями в низкотемпературных режимах.—«Теплофизика высоких температур», 1976, т. 14, № 3, с. 629.
29. **К вопросу** гидродинамики каналов с пористыми стенками.—«Инж.-физ. журн.», 1972, т. 23, № 4, с. 589. Авт.: В. С. Михайлов, А. М. Крапивин, П. И. Быстров, Г. И. Анофриев
30. **Михайлов В. С., Крапивин А. М., Быстров П. И.** Экспериментальные исследования турбулентного течения в тепловых трубах.—«Теплофизика высоких температур», 1975, т. 13, № 2, с 379.
31. **Экспериментальное** исследование структуры турбулентного потока в круглой трубе с раздачей через пористую стенку.—«Теплофизика высоких температур», 1972, т. 10, № 6, с. 1256. Авт.: В. С. Михайлов, А. М. Крапивин, П. И. Быстров, Г. И. Анофриев, А. А. Воловик.
32. **Olson R. M., Eckert E. R.** Experimental studies of turbulent flow in a porous circular tube with uniform fluid injection through the tube wall.— «J. Appl. Mech. Trans. ASME, Ser. E», 1966, v. 88, N 1, p. 30.
33. **Кузнецкий Р. С.** Распределение скорости и давления жидкости вдоль трубы с отверстиями.—«Иж.-физ. журн.», 1971, т. 20, № 1, с. 129.
34. **Гидравлические** характеристики однородных коллекторных систем.—«Теплоэнергетика», 1971, № 9, с. 32. Авт.: А. Г. Анофриев, П. И. Быстров, А. М. Крапивин, В. С. Михайлов, Е. В. Христян.
35. **Bundy R. D., Weissbern H. L.** Experimental study of fully developed laminar flow in a porous pipe with wall injection.— «Phys. Fluids», 1970, v. 13, N 10, p. 2613.

36. **Каданер Я. С., Рассадкин Я. П.** Ламинарное течение пара в тепловой трубе.—«Инж.-физ. журн.», 1975, т. 28, № 2, с. 208.
37. **Сасин В. Я., Портнов В. Д., Шелгинский А. Я.** К вопросу о гидродинамике парового потока в тепловых трубах.—«Труды МЭИ. Секция теплои массообменные процессы и аппараты», 1972, вып. 141.
38. **Sasin V. Ja., Shelginski A. Ya.** Peculiarities of heat transfer in heat pipes of small diameters at the range of moderate temperatures.— In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973, Paper 2—3.
39. **Levitan M. M., Vasiliev L. L.** Heat pipes. Theory and prediction.—In: Proc. Second Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, p. 123.
40. **Pruschek R., Schindler M., Moritz K.** Das Wärmerohr.— «Chem.-Ingr.-Techn.», 1967, 39 Jhargang, H. 1.
41. **Кемме Д.** Предельные характеристики тепловой трубы.— В кн.: Тепловые трубы. Пер. с англ. и нем. М., «Мир», 1972, с. 160.
42. **Busse C. A.** Theory of the ultimate heat transfer limit of cylindrical heat pipes.— «Intern. J. Heat Mass Transfer», 1973, v. 16, p. 169.
43. **Исследование** тепло- и массопереноса в тепловой трубе с натриевым теплоносителем.—«Теплофизика высоких температур», 1970, т. 8, № 2, с. 319. Авт.: М. Н. Ивановский, В. П. Сорокин, В. И. Субботин, М. В. Шустов.
44. **Investigation** of processes in liquid metal heat pipes with complex wick at low vapor pressure.— In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973. Auth.: V. I. Subbotin, M. N. Ivanovskii, V. P. Sorokin, I. V. Yagodkin, B. A. Tchulkov, V. V. Prosvetov.
45. **Levy E. K.** Effects of friction on the sonic velocity limit in sodium heat pipes.— In: Proc. AIAA 6th Thermophysics Conf. USA, 1971.
46. **Drakowic G., Tang Y., Arcella F.** Experimental study of vapor velocity limit in a sodium heat pipe. ASME Paper N 69-HT-21, 1969.
47. **Сычев В. В.** Скорость звука в воде и водном паре на линии насыщения.— «Инж.-физ. журн.», 1961, т. 4, № 6, с. 64.
48. **Nusbaum R. E., Loomis F. W.** «Phys. Rev.», 1932, N 39, p. 179.
49. **Гейдон А.** Энергия диссоциации и спектры двухатомных молекул. М., Изд-во иностр. лит., 1949.
50. **Теплофизические** свойства щелочных металлов. М., Изд-во стандартов, 1970. Авт.: Э. Э. Шпильрайн, К. А. Якимович, Е. Е. Тоцкий, Д. Л. Тимрот, В. А. Фомин.
51. **Дейч М. Е., Филиппов Г. А.** Газодинамика двухфазных сред. М., «Энергия», 1968.
52. **Schindler M., Wösner G.** Theoretisches Modell zum Wärmetransport in Wärmeübertragungsrohren.— «Atomkernenergie», 1965, N 9/10, S. 395.
53. **Van Andel E.** Heat pipe design theory.— In: Proc. Intern. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Stresa, Italy, 1968.
54. **Амелин А. Г.** Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. М., «Химия», 1972.
55. **Френкель Я. И.** Кинетическая теория жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1975.
56. **Kemme I. E.** Heat pipe capability experiments.— In: Proc. IEEE Thermionic Conversion Specialist Conf. Houston, USA, 1966.
57. **Vinz P., Busse C. A.** Axial heat transfer limits of cylindrical sodium heat pipes between 25 W/cm² and 15.5 kW/cm².— In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973, Paper 2—1.
58. **Di Cola G.** Solution analitica a mezzo della transformata die Fourier, di un problema di flusso in um canale rettangolare, Euratom CCR, CET-9S, 1968.
59. **Влияние** касательных напряжений, возникающих при движении пара, на ламинарный поток жидкости в капиллярах тепловых труб.— В сб.: Тепловые трубы. Пер. с англ. и нем. М., «Мир», 1972, с. 203. Авт.: В. Хуфшмидт, Е. Бурк, Г. Кола, Г. Хофман.
60. **Kemme I. E.** High performance heat pipes.— In: Proc. Thermionic Conversion Specialist Conf. Polo Alto, USA, 1967.

К главе 3

1. **Risch R.** Mercury condensation.— «Helv. phys. acta», 1937, v. 33, p. 197.
2. **Schrage R. W.** A theoretical study of interphase mass transfer. N. J., Columbia University Press, 1953.
3. **Zwick S. A.** Note of evaporation.— «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, N 10, p. 1735.
4. **Кучеров Р. Я., Рикенглаз Л. Э.** К вопросу об измерении коэффициента конденсации.—«Докл. АН СССР», 1960, т. 133, № 5, с. 1130.
5. **Кучеров Р. Я., Рикенглаз Л. Э., Цулая Г. С.** Теоретический анализ испарения и конденсации.—«Журн. техн. физ.», 1962, т. 32, вып. 11, с. 1392.
6. **Лабунцов Д. А.** Анализ процессов испарения и конденсации.—«Теплофизика высоких температур», 1967, т. 7, № 5, с. 67.
7. **Лабунцов Д. А., Муратова Т. М.** Об учете движения при испарении и конденсации.—«Теплофизика высоких температур», 1969, т. 7, № 6, с. 1146.
8. **Knudsen M.** Kinetic theory of gases. Methuen Company, L. 1934.
9. **Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Субботин В. И.** Испарение и конденсация металлов. М., Атомиздат, 1976.
10. **Reiss F., Schretzmann K.** Pressure balance and maximum power density at the evaporation gained from heat pipe experiment.— In: Proc. Second Intern. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Stresa, Italy, 1968.
11. **Теплообмен** при кипении металлов в условиях естественной конвекции. М., «Наука», 1969. Авт.: В. И. Субботин, Д. Н. Сорокин, Д. М. Овечкин, А. П. Кудрявцев.
12. **Скрипов В. П.** Кризис кипения и термодинамическая устойчивость жидкости.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 2. Минск, Изд-во АН БССР, 1962.
13. **Griffith P., Wallis J.** The role of surface conditions in nuclear boiling.— «Chem. Engng Progr. Symp. Ser.», 1960, v. 56, N 30.
14. **Ложкин А. Н., Канаев А. А.** Бинарные установки. М., Машгиз, 1946.
15. **Fauske H. K.** Superheating of liquid metals in relation to fast reactor safety.— In: «Reactor Fuel Proc. Technology», 1968, N 11, (2), p. 84.
16. **Edwards I. E., Hoffman H. W.** Superheat with boiling alkali metals.— In: Proc. Conf. Application High Temp. Instrum. Liquid-Metal Experim., 1965 (ANL-7100).
17. **Spiller K. H., Perschke D., Grass G.** Überhitzung und Einzelblasenjektion von stagnerendem Natrium. AIKE, 1968, 13—41, S. 245.
18. **Schultheiss G. F.** Experimentalle Untersuchung des Siedeverzuge von Natrium und kunstlichen Oberflächenranhigkeiten. KFK 1332, 1970.
19. **Grass G., Kottowski A., Spiller K.** Measurements of the superheating and studies boiling phenomena in liquid metals.— In: Proc. Intern. Conf. Fast Reactor Safety. Aix-en-Provence, France, 1967.
20. **Holtz R. E., Singer R. M.** Incipient pool boiling of sodium.— «AIChE J.», 1968, v. 14, N 4, p. 654.
21. **Chen J. C.** Incipient boiling superheats in liquid metals.— «J. Heat Transfer. Trans. ASME, Ser. C», 1968, v. 90, N 3, p. 40.
22. **Singer R. M., Holtz R. E.** On the role of inert gas in incipient boiling liquid metal experiments.— «Intern. J. Heat Mass Transfer», 1969, v. 12, N 9, p. 1045.
23. **Dweyr O.** On incipient-boiling wall superheats in liquid metals.— Ibid., N 11, p. 1403.
24. **Holtz R. E., Singer R. M.** A study of the incipient boiling of sodium.— In: Heat Transfer-1970, Paris, v. 6, N 8, p. 60.
25. **Леонов А. И., Пресняков В. Ф.** Предельный перегрев натрия при вскипании.—«Теплофизика высоких температур», 1972, т. 40, № 1, с. 149.
26. **Marto P. J., Rohsenow W. M.** Effect of surface conditions on nucleate pool boiling of sodium.— «J. Heat Transfer. Trans. ASME», Ser. C, 1966, v. 88, N 2, p. 196.
27. **Singer R. M.** An experimental demonstration of inert gas effects upon the

incipient pool boiling of sodium.— «Nucl. Sci. and Engng», 1970, v. 42, p. 427.
28. **Schultheis G.** Aspects of liquid-metal superheat and the effect on dynamic boiling.— In: Progr. Heat Mass Transfer. V. 7. N. Y., Pergamon Press, 1973, p. 279.
29. **Jaroch M.** In: Proc. Intern. Conf. Fast Reactor Safety. Aix-en-Provence, France, 1967.
30. **Holtz R. E., Fauske H. K., Eggen D. T.** Incipient-boiling superheat for sodium: effect of history, gas content and approach to boiling.— In: Progr. Heat Mass Transfer. V. 7. N. Y., Pergamon Press, 1973, p. 337.
31. **Kottowski T. M.** The mechanism of nucleation, superheating and reducting effect on the activation energy of nucleation.— Ibid., p. 299.
32 **Bankoff S. C.** Ebultion from surface in the absense of a preexisting gaseous phase.— «Trans. ASME», 1957, v. 79, N 4, p. 735.
33. **Investigation** of processes in liquid metal heat pipes with complex wicks at low vapor pressure.— In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973. Auth.: V. I. Subbotin, M. N. Ivanovskii, V. P. Sorokin, I. V. Jagodkin, B. A. Tchulkov, V. V. Prosvetov.
34. **Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Ягодкин И. В.** Процессы в тепловых трубах.— В кн.: Труды Физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с. 281.
35. **Liquid** metal evaporation from the capillary wicks.— In: Proc. Second Intern. Heat. Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, p. 403. Auth.: V. I. Subbotin, M. N. Ivanovskii, A. P. Kudryavtzev, V. V. Prosvetov, V. P. Sorokin, D. N. Sorokin, L. M Prorok.
36. **Schins H. E.** Comparative study of wick and pool boiling sodium systems.— In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973.
37. **Ferral J. K., Devis R., Winston H.** Heat transfer in heat pipe wick materials.— In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973, p. 64.
38. **Моритц К.** Влияние геометрии капилляров на максимальную тепловую нагрузку в тепловых трубах.— В ки.: Тепловые трубы. Пер. с англ. и нем. М., «Мир», 1972, с. 33.
39. **Феррел Г. К., Джонсон Х. В.** Механизм теплообмена в испарительной зоне тепловой трубы.— В ки.: Тепловые трубы. Пер. с англ. и нем. М., «Мир», 1972, с. 9.
40. **Феррел Г. К., Олливитч Г.** Теплообмен при испарении в капиллярной структуре фитиля.— В ки.: Тепловые трубы. Пер. с англ. и нем. М., «Мир», 1972, с. 118.
41. **Barthelemy R. R.** Evaporation heat transfer in heat pipes.— In: Proc. Second Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, p. 425.
42. **Abhat A., Seban R.** Boiling and evaporation from heat pipe wicks with water and acetone.— «J. Heat Transfer. Trans. ASME, Ser. C», 1974, v. 96, N 3, p. 74.
43. **Allingham W. D., McEntire J. A.** Determination of boiling film coefficient for a heated horizontal tube in water-saturated wick material.— «J. Heat Transfer. Trans. ASME», 1961, v. 83, N 2, p. 71.
44. **Costello C. P., Frea W. J.** Capillary wicking and surface deposits in the attainment of high pool boiling burnout heat fluxes.— «AIChE J.», 1964, v. 10, N 3, p. 393.
45. **Costello C. P., Redeker E. R.** Boiling heat transfer for a surface with coolant supplied by capillary wicking.— «Chem. Engng Progr. Symp. Ser.», 1966, v. 41, N 59.
46. **Chun K. R.** Some experiments on screen wick dry-out limits.— «J. Heat Transfer. Trans. ASME, Ser. C», 1972, v. 94, N 1, p. 51.
47. **Moss R. A., Kelly A. J.** Neutron-radiographic study of limiting planner heat pipe performance.— «Intern. J. Heat Mass Transfer», 1970, v. 13, N 3, p. 491.
48. **Vapor-chamber** fin studies. NASA CR-812, 1967. Auth.: H. R. Kunz, L. S. Langston, B. H. Hilton, S. S. Wyde, G. H. Nashick.
49 **Низкотемпературные** тепловые трубы для летательных аппаратов. М.,

«Машиностроение», 1976. Авт.: В. Г. Воронин, А. В. Ревякин, В. Я. Сасин, В. С. Тарасов.
50. **Winston H. M., Ferrell J. K., Davis R.** The mechanism of heat transfer in the evaporation zone of the heat pipe.— In: Proc. Second Intern. Heat. Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, p. 413.
51. **Davis W. R., Ferrall J. K.** Evaporative heat transfer of potassium in porous media.— In: AIAA — ASME Thermophisical and Heat Transfer Conf. Boston, Massachusetts, 1974.
52. **Barthelemy R. R.** Evaporation heat transfer in heat pipe.— In: Proc. Second Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, p. 425.
53. **Bähr A., Burch E., Hufschmidt.** Liquid vapor interaction and evaporation in heat pipe.— In: Proc. Second Intern. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Stresa, Italy, 1968, Paper D-6.
54. **Lidbury J. A.** A helium heat pipe. Nimrod design grup report NDG-72-11. Rutherford Laboratory, England, 1972.
55. **Groll M.** Wärmerohre als Bauelemente in der Wärme-und Kältetechnik.— «Brennstoff-Wärme-Kraft», 1973, Bd 25, N 1, S. 11 (German).
56. **Marto P. J., Mosteller W. L.** Effect of nucleate boiling on the operation of low temperature heat pipes. ASME Paper 69-HT-24, N. Y., 1969.
57. **Phillips E. C.** Low temperature heat pipe research program. NASA CR-66792, 1970.
58. **Keser D.** Experimental determination of properties of saturated sintered wicks.— In: Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973, paper 6—1.
59. **Deverall I. E.** Mercury as a heat pipe fluid. ASME Paper 70-HT-SpT-8, American Soc. of Mechanical Engrs, 1970.
60. **Moritz K., Pruschek R.** Limits of energy transport in heat pipes.— «Chem. Ingr.-Techn.», 1969, Bd. 41, N 1, S. 2.
61. **Vinz P., Busse C. A.** Axial heat transfer limits of cylindrical sodium heat pipes between 25 W/cm^2 and 15.5 kW/cm^2.— In: Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1937, Paper 2—1.
62. **Busse C. A.** Heat pipe research in Europe. Euroatom Rep. EUR 4210 f, 1969.
63. **Quataert D., Busse C. A., Geiger F.** Long time behaviour of high temperature tungsten — rhenium heat pipes with lithium or silver as working fluid.— In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart, FRG, 1973, Paper 4—4.

К главе 4

1. **Cotter T. P.** Heat pipe dynamics.— In: Proc. IEEE Thermionic Conversion Specialist Conf. Palo Alto, USA, 1967.
2. **Сокол П. М., Форман Р.** Новые исследования пускового режима тепловых трубок.—«Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы», 1972, вып. 9 (122), с. 134.
3. **Pruschek R., Schindler M., Moritz K.** Das Wärmerohr.— «Chem.-Ingr.-Techn.», 1967, Bd 39, N 1, S. 21.
4. **Zimmerman P.** Das Wärmerohr Stand des Wissen. Bericht Nr. 5—65. Institut für Kernenergetik, Universitat Stuttgart. FRG, Jan. 1969.
5. **Rice G., Azad E.** Dynamic characteristics of heat pipe.— In: Proc. Second. Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, v. 1, p. 153.
6. **Investigation** of nonsteady-state processes at criogenic heat pipe operation.— In: Proc. Second Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, v. 2, p. 752. Auth.: M. N. Ivanovsky, Yu. A. Ilyin, V. D. Korneev, V. V. Privesentsev, V. I. Serbin, Yu. Yu. Sergeev, E. M. Sidorenko, V. P. Sorokin.
7. **О нарушении** работоспособности тепловых труб паровыми и парогазовыми пузырями.—«Теплофизика высоких температур», 1975, т. 12, № 6, с. 1225. Авт.: В. И. Субботин, М. Н. Ивановский, В. П. Сорокин, В. В. Привезенцев, А. И. Строжков.
8. **Some** featurus of start-up of alkali metal heat pipes.— In: Proc. Second

Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, v. 2, p. 741. Auth.: M. N. Ivanovsky, V. P. Sorokin, V. I. Subbotin, I. V. Yagodkin, B. A. Tchulkov.
9. **Busse C. A.** Improvements in Heat Pipes. N 1224298, F 28 d 15/00.

К приложению

1. **Исследование** тепло- и массопереноса в тепловой трубе с натриевым теплоносителем.—«Теплофизика высоких температур», 1970, т. 8, № 2, с. 319. Авт.: М. Н. Ивановский, В. П. Сорокин, В. И. Субботин, М. В. Шустов.
2. **Busse C. A.** Pressure drop in the vapor phase of long heat pipes.—In: Proc. First Intern. Thermionic Conversion Specialist Conf., Palo Alto, USA, 1967.
3. **Cotter T. P.** Theory of heat pipes. LA-3466-MS, 1965.
4. **Van Andel E.** Heat pipe design theory.— In: Proc. Intern. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Stresa, Italy, 1968.
5. **Kemme J. E.** Ultimate Heat Pipe Performance.—«IEEE Trans. Electron Devices», 1969, v. ED-16, N 8, p. 717—723.
6. **Busse C. A.** Heat Pipe Thermionic Converter Research in Europe.—In: Proc. Fourth Intersocity Energie Conversion Engng Conf. Washington, September 22—26, 1969, p. 86L.
7. **Busse C. A., Caron J. P., Geiger T. P.** Performances Studies on Heat Pipes.— In: Intern. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. L., 1965.
8. **Busse C. A.** Theory of the ultimate heat transfer limit of cilindrical heat pipes.— «J. Heat Mass Transfer», 1973, v. 16, p. 169.
9 **Levy E. K.** Theoretical investigation of heat pipes operating at low vapor pressure.— «J. Engng Industry», 1968, v. 90, p. 547.
10. **Низкотемпературные** тепловые трубы для летательных аппаратов. Под ред. Г. И. Воронина. М., «Машиностроение», 1976. Авт.: В. Г. Воронин, А. В. Ревякин, В. Я. Сасин, В. С. Тарасов.
11. **Smirnov G. F., Barsukov V. V., Mischenko L. N.** Engineering Methods of Low Temperature Heat Pipe Design Calculations.— In: Proc. Sec. Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, p. 141.
12. **Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Субботин В. И.** Испарение и конденсация металлов. М., Атомиздат, 1976.
13. **Schindler M., Wözner G.** Theoretisches Modell zum Wärmetransport in Wärmenbertragungsrohren.— «Atomkernenergie», 1965, Bd 10, N 9/10, S. 395—398.
14. **Pruschek R., Schindler M., Moritz K.** Das Wärmerohr.— «Chem. Ing.-Techn», 1967, Bd. 39, H. 1, S. 87.
15. **Thermionic** Converters with Heat Pipe Radiator. Paper Presented at 1967 IECEC, August 13—18, Florida, 1967, p. 181—187.
16. **Вукалович М. П., Новиков И. И.** Термодинамика. М., «Машиностроение», 1972.
17. **Шпильрайн Э. Э., Якимович К. А., Тоцкий Е. Е.** Теплофизические свойства щелочных металлов. М., Изд-во стандартов, 1970.
18. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., «Наука», 1972.
19. **Варгафтик Н. Б.** Теплофизические свойства веществ. М., Госэнергоиздат, 1956.
20. **Томановскаи В. Ф., Колотова Б. Е.** Фреоны. Свойства и применение. Л., «Химия», 1970.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список основных обозначений 3
Индексы 4
Предисловие 5
Введение 7
§ В.1. Устройство и принцип работы тепловых труб . . . 9
§ В.2. Ограничения рабочих параметров тепловых труб . . . 12
§ В.3. Классификация тепловых труб 16

Глава 1. **Движущие силы. Баланс давления в тепловой трубе** . . 25

§ 1.1. Поверхностные силы и капиллярные явления 25
§ 1.2. Баланс давлений в тепловой трубе 33

Глава 2. **Гидродинамика** 37

§ 2.1. Течение жидкости в капиллярных системах 37
§ 2.2. Течение газа со вдувом и отсосом массы. Течение пара в тепловых трубах 41
§ 2.3. Критический расход газа. Звуковой и вязкостный пределы переносимой мощности. Скачки уплотнения 69
§ 2.4. Капиллярные ограничения переносимой мощности . . . 92
§ 2.5. Взаимодействие жидкости с паром. Ограничение переносимой мощности вследствие уноса жидкости в пар 113

Глава 3. **Тепло- и массообмен** 123

§ 3.1. Испарение и конденсация. Газокинетические зависимости. Коэффициенты испарения и конденсации 123
§ 3.2. Максимальные удельные тепловые потоки в зоне нагрева тепловых труб. Термические сопротивления при испарении из фитилей 125
§ 3.3. Тепло- и массообмен при конденсации 154

Глава 4. **Динамика тепловых труб** 160

§ 4.1. Динамика пуска тепловых труб. Поля температур в пусковых режимах 160
§ 4.2. Заполнение капиллярной структуры жидкостью 172
§ 4.3. Особые случаи пусковой динамики 185

Приложение 1. **Методы расчета тепловых труб** 194

§ П.1.1. Принципы расчета 194
§ П.1.2. Составляющие баланса давления 194
§ П.1.3. Ограничения переносимой мощности 200
§ П.1.4. Перепады температуры в тепловой трубе 203
§ П.1.5. Оптимизация параметров тепловых труб 207
§ П.1.6. Программы расчета тепловых труб на ЭЦВМ 212
Программа для расчета звукового предела мощности и параметров пара и жидкости по длине тепловой трубы ПР-56 212
Программа для расчета капиллярных ограничений максимальной мощности тепловых труб ПР-13 226

Приложение 2. **Физические свойства теплоносителей тепловых труб** 239

Список литературы 249