

На правах рукописи

БРУЯКА Виталий Анатольевич

**ГИДРОДИНАМИКА КРИТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ДВУХФАЗНЫХ  
СИСТЕМАХ ТЕПЛОВОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ**

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Самара – 2005

Работа выполнена в ГОУ ВПО «Самарский государственный университет».

Научный руководитель:

доктор технических наук, профессор Клюев Николай Ильич.

Официальные оппоненты:

заслуженный деятель науки и техники, доктор технических наук, профессор  
Зарянкин Аркадий Ефимович;

доктор физико-математических наук, профессор Завершинский Игорь Петрович.

Ведущая организация:

Государственный научно-производственный ракетно-космический центр  
«ЦСКБ-Прогресс».

Защита состоится 20 мая 2005 года в 10 часов на заседании диссертационного  
совета Д.212.218.06 при Самарском государственном университете по адресу:  
443011, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1, ауд. Л-13.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ГОУ ВПО  
«Самарский государственный университет».

Автореферат разослан 20 апреля 2005 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

 Глушечков В.С.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность работы.

Одной из важнейших задач современной космонавтики является термостабилизация энергонагруженных узлов и агрегатов летательного аппарата с помощью специальных систем теплового регулирования. Тепловая труба, как устройство для передачи теплоты из одной точки пространства в другую, является конструктивным элементом такой системы. Благодаря тому, что тепловые трубы могут работать в диапазоне от  $-40^{\circ}\text{C}$  до  $1200^{\circ}\text{C}$  и самых различных физических условиях, системы теплового регулирования на их основе получили широкое распространение в энергетике и ракетно-космической технике.

Важной характеристикой тепловой трубы является теплопередающая способность. Для ее определения большое значение имеет изучение ряда существующих физических ограничений работы тепловых труб: вязкостный, звуковой, капиллярный пределы, предел по кипению и взаимодействию пара и жидкости. Наименее изученным из них является предел по взаимодействию, при котором воздействие встречного потока пара приводит к нарушению устойчивости поверхности раздела пара и жидкости и срыву капель.

Самый распространенный подход к исследованию предела по взаимодействию пара и жидкости основан на физической аналогии этого явления в тепловой трубе и в противоточных парожидкостных системах. Эмпирические критериальные уравнения, полученные для таких систем, позволяют определять тепловую мощность, соответствующую моменту наступления кризиса взаимодействия потоков пара и жидкости, однако суть явления остается при этом неясной. Другой подход состоит в определении меры взаимодействия сил, определяющих гидродинамическую устойчивость системы жидкость – пар в тепловой трубе. При встречном движении пара и жидкости устойчивость поверхности раздела определяется балансом сил инерции и поверхностного натяжения. Безразмерный критерий, равный отношению этих сил называется критерием Вебера *We*. Критерии Вебера у различных исследователей отличаются как по величине, так и по характерному размеру. Однозначное определение характерного размера отсутствует, что создает трудности при практическом использовании критерия Вебера. Необходимо также отметить, что существующие исследования по кризису взаимодействия пара и жидкости в тепловой трубе не раскрывают полной качественной и количественной картины явления; в связи с этим и возникает потребность в математическом моделировании.

Другое ограничение в работе тепловой трубы связано с образованием области обратного течения в потоке пара на конденсаторном участке. Наличие обратных течений увеличивает гидравлические потери по длине канала и эффективная работа тепловой трубы может быть нарушена. Существующие исследования течения пара в зоне конденсации тепловой трубы можно условно разделить на две группы. В первой группе используются автомоделные решения уравнений Навье-Стокса, которые не позволяют исследовать ука-

занную проблему. Во второй группе выполняется численное решение полных уравнений Навье-Стокса.

Течение пара с учетом областей обратного тока подробно изучено для цилиндрической тепловой трубы. Для плоских тепловых труб, несмотря на то, что в некоторых работах в результате численного расчета область обратного течения фиксируется, подробный анализ этого явления отсутствует.

Таким образом, актуальность работы определяется необходимостью построения математических моделей для описания наступления кризиса взаимодействия пара и жидкости в тепловых трубах и подробного исследования течения пара на участке конденсации плоской тепловой трубы при наличии областей обратного тока.

**Целью работы** является исследование нарушения устойчивости поверхности раздела пара и жидкости в тепловых трубах и термосифонах и исследование течения пара в плоском канале зоны конденсации тепловой трубы. Для достижения этой цели необходимо:

1) рассмотреть гидродинамическую задачу о взаимодействии потоков пара и жидкости в тепловых трубах, составить математические модели взаимодействия;

2) определить момент наступления кризиса взаимодействия и рассчитать соответствующие ему гидродинамические характеристики потоков пара и жидкости и тепловую мощность, передаваемую тепловой трубой;

3) составить математическую модель и рассчитать гидродинамические параметры потока пара в плоском канале зоны конденсации тепловой трубы, с учетом возникновения обратных течений.

**Научная новизна** полученных результатов состоит в следующем.

1. Построены математические модели кризисного взаимодействия пара и жидкости в вертикальном цилиндрическом термосифоне, горизонтальной тепловой трубе с сетчатой или канавочной капиллярной структурой, связанные с отрывом капель жидкости с поверхности жидкой пленки.

2. Показано, что нарушение устойчивости поверхности раздела между паром и жидкостью в тепловых трубах и термосифонах определяется равенством  $We = 1$ .

3. Выполнено исследование такого явления, как возникновение и развитие возвратного течения пара в плоском канале конденсатора тепловой трубы. Показано, что обратное течение возникает у торца тепловой трубы при числах Рейнольдса  $Re > 6$ .

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. математические модели для расчета режимов течения при наступлении кризиса взаимодействия между паром и жидкостью в тепловых трубах и термосифонах;

2. результаты расчета гидродинамических характеристик термосифонов и тепловых труб с различной капиллярной структурой;

3. результаты исследования течения пара в плоском конденсаторе тепловой трубы.

**Достоверность** полученных результатов подтверждается строгостью постановки исследуемых задач, использованием классических уравнений механики жидкости и газа, сравнением с теоретическими и экспериментальными данными.

### **Научно-практическое значение.**

Результаты проведенных автором исследований могут быть использованы при проектировании и расчете параметров тепловых труб с капиллярными структурами и термосифонов. Полученные математические модели могут быть использованы при чтении спецкурсов по моделированию взаимодействия жидких и газообразных сред.

### **Апробация результатов работы.**

Основные результаты, полученные в диссертации, докладывались и обсуждались на

- Второй межвузовской научной конференции «Математическое моделирование и краевые задачи» (Самара, 2001);
- Шестой международной научно-технической конференции «Математическое моделирование физических, экономических, технических, социальных систем и процессов» (Ульяновск, 2001);
- Втором Всероссийском симпозиуме по прикладной и промышленной математике (Самара, 2001);
- Четвертом Всероссийском симпозиуме по прикладной и промышленной математике (Петрозаводск, 2003);
- Пятом Всероссийском симпозиуме по прикладной и промышленной математике (Сочи, 2004);

Полностью работа докладывалась на научном семинаре кафедры аэрогидродинамики Самарского государственного аэрокосмического университета им. С.П. Королева под руководством профессора В.Г. Шахова.

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 8 работ.

**Структура и объем работы.** Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 135 печатных страниц, содержит 50 рисунков, 4 таблицы, 3 приложения, список литературы включает 100 наименований.

### **Содержание работы.**

**Во введении** обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи исследования.

**В первой главе** дан подробный обзор научных работ по теме исследования. Проблема взаимодействия пара и жидкости в тепловых трубах отражена в работах С.Б. Алексева, М.К. Безродного, П.И. Быстрова, П. Дана и Д. Рея, М.Н. Ивановского, С.С. Кутателадзе, В.М. Матвеева и Ю.Н. Филипова, М.Г. Семена, В.И. Толубинского и Е.Н. Шевчука, К.Л. Тьена, Фахри, Г. Уоллиса. Дан анализ предложенных подходов к изучению гидродинамической неустойчивости поверхности раздела фаз. Исследования задачи о движении вязкой несжимаемой жидкости отражены в работах А.С. Бермана, С.А. Бэнкстона и Г. Дж. Смита, П.И. Быстрова и В.С. Михайлова, Х. Ван Ойена и К. Дж. Хогендорна, Б.К. Гупта и Е.К. Леви, В.М. Ерошенко и Л.И. Зайчика,

Я.С. Каданера и Ю.П. Рассадкина, Дж. П. Квейла и Е.К. Леви, Р.М. Террилла, В.Г. Щербины. Проанализированы полученные авторами результаты. В заключение главы выполнена постановка задачи исследования.

Во второй главе проведено математическое моделирование наступления критического режима взаимодействия пара и жидкости в вертикальном цилиндрическом термосифоне. Дана общая характеристика двухфазного термосифона и основных режимов его работы. Предложен общий подход к решению сопряженной гидродинамической задачи о взаимодействии пара и жидкости: задача разбивается на внешнюю – о течении пара и внутреннюю – о течении жидкости. Качественный анализ процессов, происходящих в контуре термосифона, показывает, что наиболее ярко взаимодействие потока пара и пленки жидкости выражено в транспортной зоне (рис. 1), так как на этом участке скорость пара максимальна.

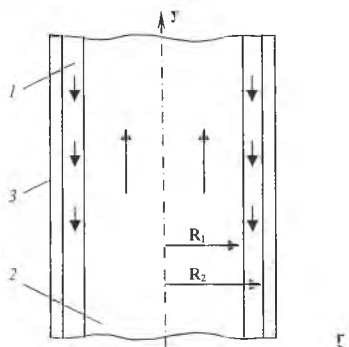


Рис. 1. Схема транспортной зоны термосифона: 1 – стекающая пленка жидкости, 2 – паровой канал, 3 – стенка.

Пар и жидкость предполагаются вязкими несжимаемыми, течение – установившееся, ламинарное и изотермическое. Принимается пленочное стекание конденсата с гладкой поверхностью и постоянной толщиной пленки. Краевая задача о течении пара имеет вид

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{1}{\mu_n} \frac{dp}{dz} \\ r = R_1, V = V_{нов}^{жс}, r = 0, dV/dr = 0, \end{cases} \quad (1)$$

краевая задача о течении жидкости имеет вид

$$\begin{cases} \mu_{жс} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dV}{dr} \right) = g(\rho_n - \rho_{жс}) \\ r = R_1, dV/dr = -\tau/\mu_{жс}, r = R_2, V = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\rho$  – плотность,  $p$  – давление, индексы « $n$ » и « $жс$ » соответствуют пару и жидкости,  $V_{нов}^{жс}$  – скорость пара на поверхности пленки,  $\tau$  – напряжение трения на поверхности пленки,  $R_1$  – радиус парового канала,  $R_2$  – радиус термосифона.

Из решения внешней и внутренней задач определяются напряжение трения на внешней границе потока пара, средняя скорость жидкости в пленке

$$\tau = \frac{4\mu_n(V_{нов}^{жс} - V_{ср}^n)}{R_1}, \quad (3) \quad V_{ср}^{жс} = \frac{1}{R_1(R_2 - R_1)} \int_{R_1}^{R_2} V(r) r dr \quad (4)$$

и скорость на поверхности пленки

$$V_{нов}^{жс} = -\frac{g(\rho_n - \rho_{жс})}{4\mu_{жс}} (R_2^2 - R_1^2) + \frac{R_1}{\mu_{жс}} \left( \tau - g(\rho_n - \rho_{жс}) \frac{R_1}{2} \right) \ln \frac{R_1}{R_2}. \quad (5)$$

Соотношения (3) и (4) замыкаются законом сохранения массы в гидравлическом контуре термосифона и зависимостью между средней скоростью пара и задаваемой плотностью теплового потока

$$\pi R_1^2 V_{cp}^n \rho_n = \pi (R_2^2 - R_1^2) V_{ж}^x \rho_{ж}, \quad q = \rho_n V_{cp}^n L. \quad (6)$$

где  $L$  – скрытая теплота парообразования.

Система уравнений (3) – (6) описывает взаимодействие встречных потоков пара и жидкости в вертикальном цилиндрическом термосифоне при ламинарных режимах течения. Увеличение подводимой тепловой нагрузки сначала приводит к турбулизации потока пара, а затем и жидкости. Таким образом, для расчета таких режимов необходимо построить математические модели с различными сочетаниями ламинарных и турбулентных потоков пара и жидкости.

Для получения математической модели взаимодействия турбулентного потока пара и ламинарной пленки жидкости вместо равенства (3) используется соотношение Блазиуса с учетом подвижности внешней границы потока пара

$$\tau = \frac{0,3164 \rho_n (V_{нов}^x - V_{cp}^n)^2}{\sqrt[4]{\text{Re}_n} \cdot 8}, \quad (7)$$

Для получения математической модели взаимодействия турбулентного потока пара и турбулентной пленки жидкости вместо равенства (4) используется соотношение Р.И. Нигматулина для напряжения трения на поверхности турбулентной пленки при взаимодействии с встречным потоком пара

$$\tau = \left( 0,005 + 0,6 \frac{(R_2 - R_1)}{R_2} \right) \frac{\rho_{ж} (V_{нов}^x - V_{cp}^n)^2}{2} \quad (8)$$

Расчеты по предложенным моделям проведены для термосифонов с различными диаметрами, в качестве теплоносителя использовался ацетон. Вычислены средние скорости пара и жидкости, напряжение трения на внешней границе потока пара, толщина пленки жидкости в зависимости от температуры.

Далее определяется момент наступления кризиса взаимодействия потоков пара и жидкости в термосифоне, связанный с началом отрыва капель жидкости с поверхности жидкой пленки. Возникающая в результате взаимодействия потоков неустойчивость границы раздела характеризуется как неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. В качестве критерия, отражающего наступление такой неустойчивости, используется критерий Вебера, характеризующий отношение сил инерции парового потока к силам поверхностного натяжения в пленке жидкости

$$\frac{\rho_n (V_{cp}^n + V_{нов}^x)^2 \delta}{\sigma} = 1, \quad (9)$$

где в качестве характерного размера выступает толщина пленки жидкости  $\delta$ ,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения.

Второе уравнение из (6) в соответствующих математических моделях заменяется на соотношение (9), таким образом, получены математические модели, описывающие наступление кризиса взаимодействия потоков пара и

жидкости в термосифоне. Расчет проводился для термосифона диаметром 20 мм, в качестве теплоносителя использовались вода и ацетон. На графиках (рис. 2–5) показаны расчетные изменения средней скорости пара и жидкости, напряжение трения на внешней границе потока пара и плотность теплового потока в зависимости от температуры.

Сравнение результатов расчета теплового потока, соответствующего кризису взаимодействия пара и жидкости в термосифоне (рис. 6) с опытными данными, обработанными в критериях устойчивости и давления Кутателадзе:  $K = V_{cp}^n \sqrt{\rho_n} / \sqrt{\sigma g (\rho_{жс} - \rho_n)}$ ,  $K_p = p \delta / \sigma$ ,  $\delta = \sqrt{\sigma / g (\rho_{жс} - \rho_n)}$  дает расхождение в пределах 15%.

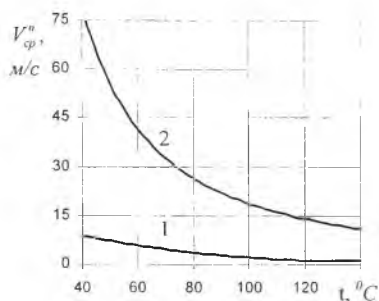


Рис. 2. Средняя скорость пара при критическом режиме взаимодействия с пленкой жидкости в термосифоне: 1 – ацетон, 2 – вода.

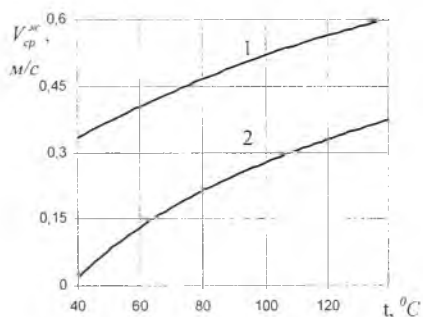


Рис. 3. Средняя скорость жидкости при критическом режиме взаимодействия с паром в термосифоне: 1 – ацетон, 2 – вода.

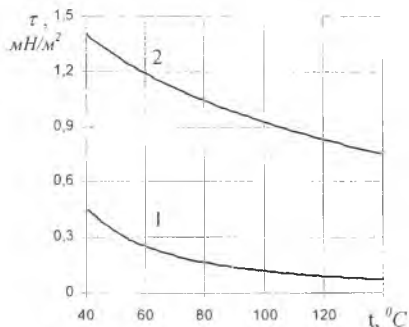


Рис. 4. Напряжение трения на поверхности раздела пара и жидкости при критическом режиме взаимодействия пара и жидкости в термосифоне: 1 – ацетон, 2 – вода.

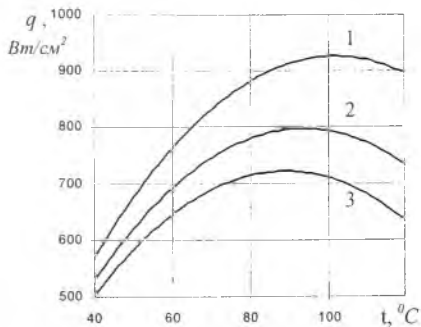


Рис. 5. Плотность теплового потока при критическом режиме взаимодействия пара и жидкости в термосифоне: 1– $d=10$  мм, 2– $d=20$  мм, 3– $d=30$  мм, теплоноситель – ацетон.



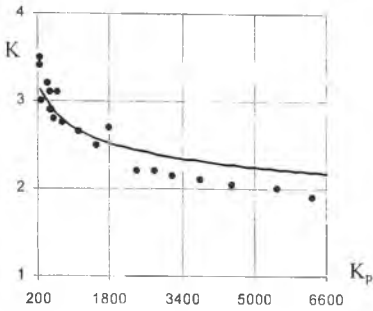


Рис. 6. Сравнение полученных результатов с опытными данными, теплоноситель – ацетон:  
 – расчет по моделям автора,  
 ● - опытные данные (М.К. Безродный).

сетки может образовываться пленка жидкости, которая будет непосредственно контактировать с потоком пара. Такие условия существуют на границе испарителя и транспортной зоны. В этой области под действием встречного и радиального градиентов давления жидкость выталкивается, формируя пленку на поверхности сетки, после чего возможен кризис течения, аналогичный рассмотренному в термосифоне.

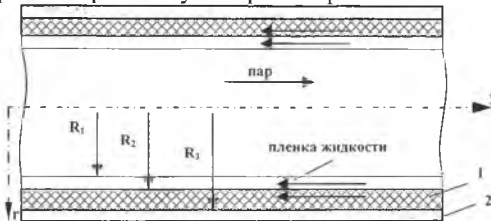


Рис. 7. Схема транспортной зоны горизонтальной тепловой трубы с сетчатой капиллярной структурой. 1 – капиллярная структура, 2 – стенка.

термосифона и отражена в соотношениях (1) и (3). Скорость жидкости на поверхности пленки определяется как  $V_{пов}^{жс} = 1,14V_{ср}^{жс}$ , зависимость получена в работе Р.И. Нигматулина.

Течение жидкости в капиллярной структуре и пленке рассматриваем как единый поток со средней скоростью  $V_{ср}^{жс}$ . Потери давления в потоке жидкости представим состоящими из потерь  $\Delta p_1$  – при течении жидкости в капиллярной структуре, потерь  $\Delta p_2$  – от воздействия внешнего потока пара и потерь  $\Delta p_3$  – при течении жидкой пленки. В сетчатой капиллярной структуре течение жидкости ламинарное и описывается уравнением Дарси. Потери давления от воздействия внешнего потока пара вычислены через напряжение трения (3), потери при течении пленки жидкости вычислены по формуле

В третьей главе проведено аналогичное исследование для горизонтальной тепловой трубы с капиллярной структурой. Дается общая характеристика тепловых труб с капиллярной структурой, рассматривается горизонтальная цилиндрическая тепловая труба с сетчатой капиллярной структурой. Главным условием возникновения кризиса взаимодействия пара и жидкости в тепловых трубах с капиллярной структурой является контакт жидкости и пара. Сетчатые капиллярные структуры сводят к минимуму эффект взаимодействия, но при некоторых условиях на поверхности

Взаимодействие жидкой пленки на поверхности капиллярной структуры и встречного потока пара в цилиндрическом канале транспортной зоны горизонтальной тепловой трубы схематично представлено на рис. 7. Внешняя краевая задача о течении пара аналогична представленной для

Дарси-Вейсбаха. Пренебрегая потерями на трение в паровом потоке, суммарные потери давления в жидкости полагаются равными максимальному капиллярному напору

$$\frac{2\sigma}{b} = \frac{\mu_{жс} V_{ср}^{жс} l_{эф}}{K} + \frac{2R_1 l_{эф} \tau}{(R_2^2 - R_1^2)} + 8 \frac{\mu_{жс} V_{ср}^{жс} l_{эф}}{(R_2 - R_1)^2}, \quad (10)$$

где  $b$  – размер ячейки в капиллярной сетке,  $K$  – проницаемость фитиля,  $l_{эф}$  – эффективная длина тепловой трубы.

К соотношениям (3) и (10) добавляется закон сохранения массы и зависимость между средней скоростью пара и задаваемой плотностью теплового потока, таким образом, получена математическая модель взаимодействия ламинарных потоков пара и жидкости. Математическая модель взаимодействия турбулентного потока пара и ламинарной пленки жидкости получена путем замены равенства (3) на соотношение (7). Расчет выполнялся для высокотемпературной тепловой трубы с натрием в качестве теплоносителя. Вычислены средние скорости пара и жидкости, напряжение трения на внешней границе потока пара, толщина пленки жидкости в зависимости от температуры.

Далее определяется момент наступления кризиса взаимодействия пара и пленки жидкости. Используется критерий Вебера (9) как критерий устойчивости поверхности раздела. Вычисления проведены для горизонтальной тепловой трубы диаметром 20 мм, с эффективной длиной  $l_{эф} = 0,4$  м, капиллярная структура из 4 слоев сетки 100 меш, теплоноситель – натрий. На рис. 8 показана зависимость теплового потока от температуры при критическом режиме взаимодействия пара и жидкости.

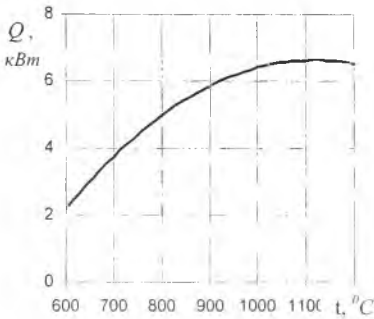


Рис. 8. Тепловой поток при критическом режиме взаимодействия пара и жидкости,  $d = 20$  мм, сетка – 100 меш, теплоноситель – натрий

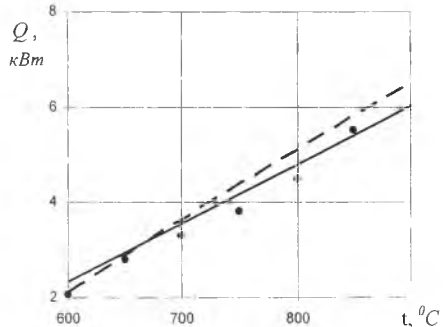


Рис. 9. Сравнение полученных результатов с известными данными: – расчет по моделям автора, -- расчет по уравнению (11), ● – опытные данные (К.Л. Гьен, К.С. Чанг).

Результаты расчета теплового потока, соответствующего кризису взаимодействия пара и жидкости сопоставлены (рис. 9) с опытными данными и расчетами по критериальному уравнению

$$Q_{\max} = C_k^2 A_x L \left( \frac{\sigma}{h} \right)^{1/2} \left[ \rho_n^{-1/4} + \rho_{\text{жс}}^{-1/4} \right]^{-2}, \quad (11)$$

где  $L$  – скрытая теплота парообразования,  $A_x$  – площадь поперечного сечения парового канала  $C_k = \sqrt{3,2} th(0,5Bo^{1/4})$ ,  $Bo = d \sqrt{g(\rho_{\text{жс}} - \rho_n) / \sigma}$  – число Бонда. Расхождение результатов не превосходит 10%.

Далее рассматриваются особенности функционирования тепловых труб с канавочной капиллярной структурой. Проведено математическое моделирование наступления кризиса взаимодействия потоков пара и жидкости в тепловой трубе с капиллярной структурой в виде прямоугольных канавок (рис. 10). Если количество запроваженного теплоносителя таково, что канавка полностью заполнена жидкостью, тогда на границе испарителя и транспортной зоны канавки могут быть затоплены с образованием пленки жидкости. В этом случае при расчетах можно использовать полученные ранее математические модели для сетчатой капиллярной структуры. Рассматривается случай, когда пленка жидкости на поверхности канавки не образуется.

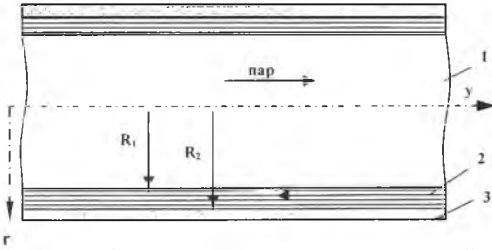


Рис. 10. Схема транспортной зоны тепловой трубы с канавочной капиллярной структурой. 1 – паровой канал, 2 – прямоугольные капиллярные канавки, 3 – стенка.

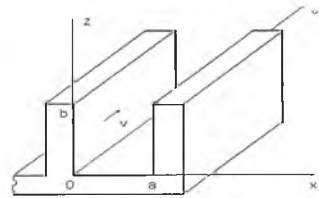


Рис. 11. Капиллярная канавка: а – ширина, б – высота

Внешняя краевая задача о течении пара в цилиндрическом канале имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{1}{\mu_n} \frac{dp}{dy}, \quad (12)$$

$$r = 0, \quad \frac{dV}{dr} = 0, \quad r = R_1, \quad V = 0,$$

из решения внешней задачи определяется напряжение трения

$$\tau = -4\mu_n V_{cp}^n / R_1. \quad (13)$$

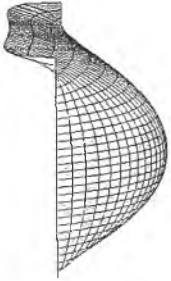
Течение жидкости в канавке (рис. 11) предполагается ламинарным, установившимся, жидкость несжимаемой при постоянном расходе массы. Краевая задача о течении жидкости в канавке в безразмерных переменных

$$\bar{x} = \frac{x}{b}, \quad \bar{y} = \frac{y}{b}, \quad \bar{z} = \frac{z}{b}, \quad \bar{V} = \frac{V l \mu_{\text{жс}}}{b^2 \Delta p}, \quad \bar{\tau} = \frac{\tau l}{b \Delta p} \quad (14)$$

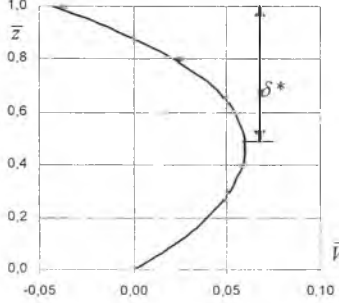
записана в виде

$$\begin{cases} \partial^2 \bar{V} / \partial \bar{x}^2 + \partial^2 \bar{V} / \partial \bar{z}^2 = -1, \\ \bar{x} = 0, \quad \bar{V} = 0; \quad \bar{x} = a/b, \quad \bar{V} = 0; \\ \bar{z} = 0, \quad \bar{V} = 0; \quad \bar{z} = 1, \quad \bar{\tau} = -\partial \bar{V} / \partial \bar{z}. \end{cases} \quad (15)$$

Решение (15) получено методом сеток. По результатам численного решения построен профиль скорости жидкости в канавке.



а)



б)

Рис. 12. Профиль безразмерной скорости жидкости в канавке при взаимодействии с потоком пара,  $Q = 500 \text{ Вт}$ ,  $t = 800^\circ \text{C}$ , теплоноситель – натрий:

а) объемный, б) в центральном сечении  $x = a/2$ .

Далее проводится математическое моделирование наступления кризиса взаимодействия потоков пара и жидкости. Воздействие пара искажает профиль скорости жидкости (рис. 12) и максимум скорости сдвигается вглубь канавки. В жидкости появляется поверхность с нулевым трением и верхние слои жидкости уже не удерживаются основным потоком, что создает благоприятные условия для срыва жидкости. Возникающая при этом глубина сдвига  $\delta^*$  принимается за характерный размер в критерии Вебера (9).

Расчеты проводились для тепловой трубы диаметром 25 мм, с натрием и калием в качестве теплоносителя. Для различных геометрических размеров канавки на рис. 13 представлена зависимость плотности теплового потока от температуры.

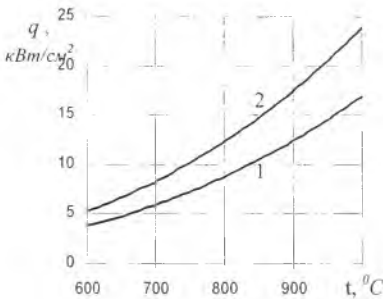


Рис. 13. Плотность теплового потока, соответствующая критическому режиму взаимодействия:

$b = 1 \text{ мм}$ : 1 –  $a = 1 \text{ мм}$ , 2 –  $a = 0,5 \text{ мм}$ .

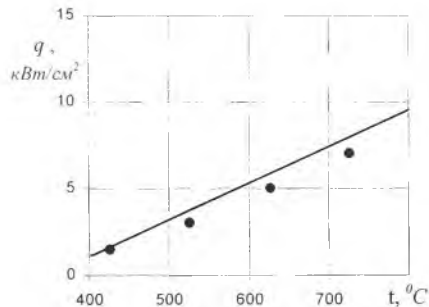


Рис. 14. Сравнение результатов для калиевых тепловых труб с известными данными: – расчет по моделям автора, ● – опытные данные (G. Miskolczy, E. Kroeger).

Сравнение плотности теплового потока, соответствующей кризису взаимодействия пара и жидкости с опытными данными показано на рис. 14, расхождение не превосходит 10%.

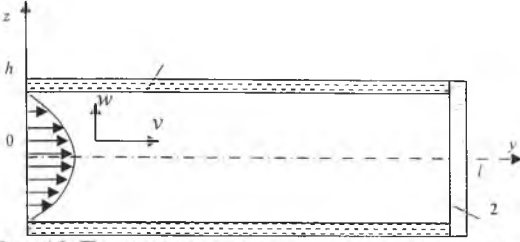


Рис. 15. Плоский канал с проницаемыми стенками: 1 – пористая стенка, 2 – непроницаемая стенка

В четвертой главе рассматривается задача о ламинарном течении пара в зоне конденсации плоской тепловой трубы. Отмечаются основные особенности течения пара в зоне конденсации тепловых труб, выполняется постановка задачи. Задача о течении пара в зоне конденсации

тепловой трубы эквивалентна задаче о течении вязкой жидкости в канале с оттоком массы через проницаемые стенки (рис. 15). Для описания течения пара в канале используется модель установившегося движения вязкой несжимаемой жидкости, отток массы со стенок предполагается равномерным по длине канала. Проведена оценка масштабов слагаемых в уравнениях Навье-Стокса и неразрывности с помощью безразмерных комплексов

$$\bar{y} = \frac{y}{l}, \quad \bar{z} = \frac{z}{h}, \quad \bar{p} = \frac{2p}{\rho V_{cp}^2}, \quad \bar{V} = \frac{V}{V_{cp}}, \quad \bar{W} = \frac{W}{W_k}, \quad (16)$$

краевая задача в безразмерном виде записывается как

$$\begin{aligned} \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{y}} + \bar{W} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{z}} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} + \frac{1}{\text{Re}_r} \frac{\partial^2 \bar{V}}{\partial \bar{z}^2}, \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} &= 0, \quad \frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{y}} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial \bar{z}} = 0, \\ \bar{z} = 0, \quad \bar{W} &= 0, \quad \partial \bar{V} / \partial \bar{z} = 0, \quad \bar{z} = 1, \quad \bar{W} = 1, \quad \bar{V} = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

С помощью безразмерных преобразований (16) получено уравнение для безразмерной функции тока с граничными условиями

$$\begin{cases} (1 - \bar{y})^2 (\bar{\psi}_{z\bar{z}} - \bar{\psi}_{y\bar{z}}) + (1 - \bar{y}) \left( \bar{\psi}_{zz} - \bar{\psi}_z^2 - \frac{1}{\text{Re}_r} \bar{\psi}_{zzz} \right) = -\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}}, \\ \bar{z} = 0, \quad \bar{\psi} = 0, \quad \bar{\psi}_{zz} = 0, \quad \bar{z} = 1, \quad \bar{\psi} = 1, \quad \bar{\psi}_z = 0, \quad \bar{\psi} - (1 - \bar{y}) \bar{\psi}_y = 1 \end{cases} \quad (18)$$

где  $\text{Re}_r = W_k h / \nu$  – радиальное число Рейнольдса,  $\bar{\psi}(\bar{y}, \bar{z}) = \psi(y, z) / V_{cp} h (1 - \bar{y})$  – безразмерная функция тока.

Давление пара есть функция только от  $y$ , это условие позволило вычислить градиент давления на стенке канала

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} = (1 - \bar{y}) \left( \bar{\psi}_{zz}^1 - \frac{1}{\text{Re}_r} \bar{\psi}_{zzz}^1 \right), \quad (19)$$

где  $\bar{\psi}_{zz}^1 = \bar{\psi}_{zz}(\bar{y}, 1)$ ,  $\bar{\psi}_{zzz}^1 = \bar{\psi}_{zzz}(\bar{y}, 1)$ .

Решение задачи (18) ищется в виде степенного ряда

$$\bar{\psi}(\bar{y}, \bar{z}) = \sum_{i=1}^N a_i(\bar{y}) \bar{z}^{(2i-1)}. \quad (20)$$

Для коэффициентов ряда путем подстановки (20) в уравнение (18) получена система обыкновенных дифференциальных уравнений. На основании граничных условий в (18) коэффициенты ряда удовлетворяют системе

$$\left( \sum_{i=1}^N a_i(\bar{y}) \right)_{\bar{z}=1} = 1, \quad \left( \sum_{i=1}^N \frac{da_i(\bar{y})}{d\bar{y}} \right)_{\bar{z}=1} = 0. \quad (21)$$

Профиль продольной скорости на входе канала позволяет определить начальные значения коэффициентов  $a_1(0) = 3/2$ ,  $a_2(0) = -1/2$ ,  $a_i(0) = 0$ ,  $i = 3..N$ . Система уравнений для коэффициентов ряда решалась численно.

Расчеты показывают, что в диапазоне чисел Рейнольдса  $1 \leq Re_r \leq 6$  профили скорости, давления и напряжения трения на стенке канала соответствуют течению Пуазейля, области обратного течения не наблюдается. При  $Re_r = 7$  указанная область обнаруживается в сечении  $\bar{y}^* = 0,92$  (рис. 16). На рис. 17 – 18 показано расчетное изменение безразмерных потерь давления и напряжения трения на стенке канала для различных чисел  $Re_r$ .

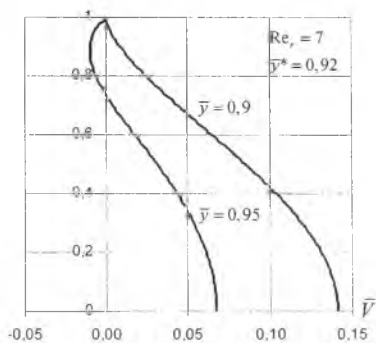


Рис. 16. Профили безразмерной продольной скорости пара.

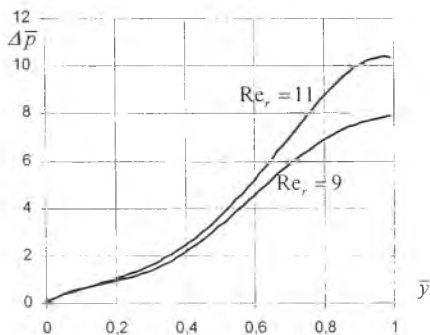


Рис. 17. Безразмерные потери давления по длине канала для различных чисел Рейнольдса.

Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса вызывает смещение области обратного течения к входу в канал (рис. 19). При  $Re_r = 32$   $\bar{y}^* = 0,19$ , дальнейшее увеличение числа Рейнольдса вызывает незначительное изменение величины  $\bar{y}^*$ .

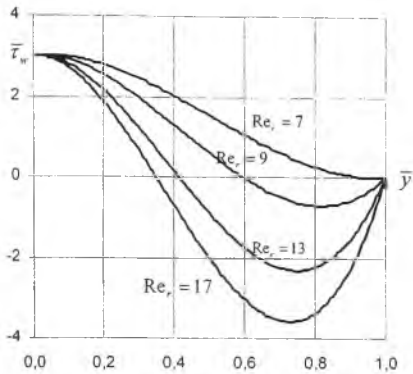


Рис. 18. Напряжение трения на стенке канала для различных чисел Рейнольдса.

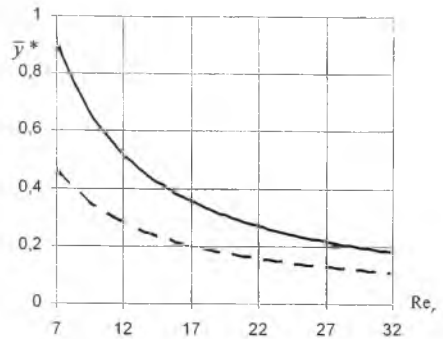


Рис. 19. Изменение  $\bar{y}^*$  в зависимости от числа Рейнольдса: — плоский канал, -- цилиндрический канал (С.А. Бэнкстон, Г. Дж Смит).

### Основные результаты.

В диссертационной работе получены следующие основные результаты.

1. Разработаны математические модели для расчета параметров потоков пара и жидкости при возникновении гидродинамической неустойчивости поверхности раздела в тепловых трубах и термосифонах.

2. В рамках предложенных моделей течения кризис взаимодействия между паром и жидкостью реализуется при числе Вебера  $We=1$ .

3. Сформулированные задачи решались численными методами. Выполнен расчет гидродинамических характеристик для термосифонов и тепловых труб с капиллярной структурой при различных режимах течения пара и жидкости.

4. Исследовано течение пара в плоском конденсаторе тепловой трубы при наличии областей обратного течения в потоке.

5. Построены эпюры продольных скоростей, вычислены потери давления по длине канала, напряжение трения на стенке и координата сечения, где возникает область обратного тока в зависимости от числа Рейнольдса. Показано, что при  $Re, > 6$  в потоке возникает обратное течение.

Полученные математические модели позволяют рассчитывать гидродинамические характеристики и тепловую мощность при наступлении кризиса взаимодействия потоков пара и жидкости в тепловых трубах и термосифонах. Результаты исследования течения пара в плоском конденсаторе тепловой трубы могут быть использованы для расчета гидродинамических характеристик течения с отсосом массы.

## Публикации по теме диссертации

1. *Клюев Н.И., Бруйка В.А.* Математическая модель взаимодействия пара и жидкости в двухфазном термосифоне // Труды XI научной межвузовской конференции «Математическое моделирование и краевые задачи». Самара, СГТУ 2001. С. 93–95. (авт. 3).
2. *Клюев Н.И., Бруйка В.А.* Гидродинамическая граница взаимодействия пара и жидкости в двухфазных системах // Обзорение прикладной и промышленной математики. 2001. Т.8, Вып. 1, С. 212–213. (авт. 2).
3. *Клюев Н.И., Бруйка В.А.* Математическое моделирование процесса взаимодействия встречных потоков пара и жидкости в тепловых трубах // Вестник Самарского государственного университета. 2001. № 4. С. 121–135. (авт. 8).
4. *Бруйка В.А.* Моделирование критического режима течения потоков пара и жидкости в тепловых трубах // Труды VI международной научно-технической конференции «Математическое моделирование физических, экономических, технических, социальных систем и процессов», Ульяновск, УлГУ, 2001. С. 32–34.
5. *Клюев Н.И., Бруйка В.А.* Математическая модель разрушения жидкой пленки в противоточном термосифоне // Известия ВУЗов. Сер. Авиационная техника. 2003. № 1. С. 58–61. (авт. 2).
6. *Бруйка В.А.* Модель разрушения жидкой пленки в горизонтальных жидкометаллических тепловых трубах с сетчатой капиллярной структурой // Обзорение прикладной и промышленной математики. 2003. Т. 10. Вып. 1. С. 102 – 103.
7. *Клюев Н.И., Бруйка В.А.* Разрушение жидкой пленки в горизонтальных жидкометаллических тепловых трубах с сетчатой капиллярной структурой // Известия ВУЗов. Сер. Авиационная техника. 2004. № 1. С. 33–35. (авт. 1,5).
8. *Бруйка В.А.* Математическое моделирование течения вязкой жидкости в плоском канале с оттоком массы через пористую стенку // Обзорение прикладной и промышленной математики. 2004. Т. 11. Вып. 4. С. 766 – 767.