

Министерство образования Российской Федерации
Томский политехнический университет

Л.С. Коновалова, Ю.А. Загромов

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Учебное пособие

Томск 2001

УДК
К 64

Коновалова Л.С., Загромов Ю.А. Теоретические основы теплотехники. Теплопередача: Учебное пособие. – Томск: Изд. ТПУ, 2001. – 118 с.

В учебном пособии изложена теория основных разделов дисциплины. Выделены важнейшие положения, законы, методы теплотехнических расчетов. По каждой теме имеются вопросы и задания для контроля знаний, примеры решения задач. Приложение содержит справочный материал.

Пособие подготовлено на кафедре теоретической и промышленной теплотехники, соответствует программе дисциплины и предназначено для студентов специальности 100700 «Промышленная теплотехника» и 100500 «Тепловые электрические станции» Института дистанционного образования.

Печатается по постановлению Редакционно-издательского Совета Томского политехнического университета.

Рецензенты:

Ю.В. Видин – зав. каф. теоретических основ теплотехники Красноярского политехнического университета, профессор, кандидат технических наук;

С.В. Голдаев – старший научный сотрудник научно-исследовательского института прикладной математики и механики при Томском госуниверситете, кандидат технических наук.

Темплан 2001

© Томский политехнический университет

ВВЕДЕНИЕ

Ускорение научно – технического прогресса связано с полным удовлетворением потребностей страны в топливно-энергетических ресурсах. Наряду с увеличением добычи топлива и производства энергии эта задача решается путем осуществления активной энергосберегающей политики во всех отраслях народного хозяйства. Большинство современных производств сопровождаются теплотехнологическими процессами, от правильного ведения которых зависит производительность и качество выпускаемой продукции. В связи с этим, а также проблемами создания безотходной технологии и охраны окружающей среды значительно возросла роль теплотехники как науки, теоретическую базу которой составляют термодинамика и теплопередача.

Теплопередача изучает законы переноса теплоты. Исследования показывают, что теплопередача является сложным процессом. При изучении этот процесс расчленяют на простые явления. Задачей курса является изучение простых и сложных процессов переноса теплоты в различных средах.

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1.1. Способы переноса теплоты

Теплота самопроизвольно передается от тел с более высокой температурой к телам с более низкой температурой. При отсутствии разности температур теплообмен прекращается и наступает тепловое равновесие.

Различают три способа переноса теплоты: теплопроводность, конвекцию и тепловое излучение.

Теплопроводность – передача теплоты при контакте между телами и частицами тела. Теплопроводностью тепло передается по твердым телам, в жидкостях и газах.

Конвекция – перемещение массы жидкости или газа из среды с одной температурой в среду с другой температурой. Если движение вызвано разностью плотностей нагретых и холодных частиц – это *естественная конвекция*, если разностью давлений – *вынужденная конвекция*. Конвекцией теплота передается в жидкостях и газах.

Тепловое излучение – процесс распространения теплоты от излучающего тела с помощью электромагнитных волн. Он обусловлен температурой и оптическими свойствами излучающего тела (твердых тел, трех- и многоатомных газов).

В твердых телах теплота передается только теплопроводностью. Только излучением теплота передается между телами, расположенными в вакууме. Конвекцию невозможно отделить от теплопроводности.

Совместный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью называется **конвективным теплообменом**.

Конвективный теплообмен между поверхностью и омывающей ее средой называется *теплоотдачей*.

Передача теплоты одновременно двумя или тремя способами называется *сложным теплообменом*.

Передача теплоты от одной среды к другой через разделяющую их стенку называется *теплопередачей*.

1.2. Температурное поле. Градиент температуры. Тепловой поток

Температурное поле тела или системы тел – это совокупность мгновенных значений температур во всех точках рассматриваемого пространства. В общем случае уравнение температурного поля имеет вид

$$t = f(x, y, z, \tau), \quad (1.1)$$

где t – температура; x, y, z - координаты; τ - время.

Такое температурное поле называется *нестационарным*. Если температура с течением времени не изменяется, то температурное поле называется *стационарным*. Тогда

$$t = f(x, y, z), \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0.$$

Температура может быть функцией одной, двух и трех координат; соответственно температурное поле будет *одно-, двух- и трехмерным*. Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного температурного поля: $t = f(x)$.

Поверхность, объединяющая точки тела с одинаковой температурой, называется *изотермической*. Изотермические поверхности не пересекаются, они либо замыкаются на себя, либо заканчиваются на границе тела. Пересечение изотермических поверхностей с плоскостью дает на ней семейство изотерм: $t, t - \Delta t, t + \Delta t$ (рис. 1.1).

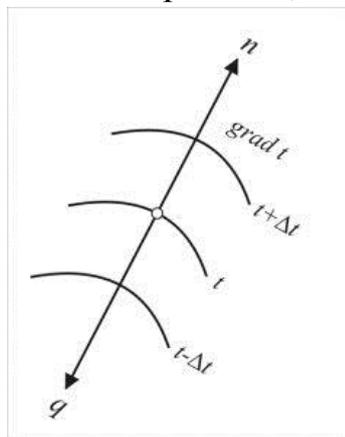


Рис. 1.1

Направление, по которому расстояние между изотермическими поверхностями минимальное, называется *нормалью (n)* к изотермической поверхности.

Производная температуры по нормали к изотермической поверхности называется *температурным градиентом*

$$\frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t. \quad (1.2)$$

Температурный градиент – вектор, направленный по нормали к изотерме в сторону увеличения температуры.

Общее количество теплоты, переданное в процессе теплообмена через изотермическую поверхность площадью F в течение времени τ , обозначим Q_τ , Дж.

Количество теплоты, переданное через изотермическую поверхность площадью F в единицу времени, называется *тепловым потоком* Q , Вт.

Тепловой поток, переданный через единицу поверхности, называется *плотностью теплового потока*

$$q = \frac{Q}{F}, \quad \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Вектор плотности теплового потока направлен по нормали к изотермической поверхности в сторону уменьшения температуры (рис. 1.1).

1.3. Законы переноса теплоты

Теплота, передаваемая *теплопроводностью*, описывается **законом Фурье**, согласно которому вектор плотности теплового потока пропорционален температурному градиенту

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}, \quad \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \quad (1.3)$$

Тепловой поток, количество теплоты и плотность теплового потока связаны соотношениями:

$$Q = q F, \quad \text{Вт}, \quad (1.4)$$

$$Q_{\tau} = q F \Delta\tau, \quad \text{Дж}, \quad (1.5)$$

где $F, \text{м}^2$ – площадь изотермической поверхности; $\Delta\tau, \text{с}$ – промежуток времени.

Коэффициент пропорциональности в уравнении (1.3) λ , Вт/м·К называется *коэффициентом теплопроводности* и характеризует способность тел передавать теплоту. Коэффициент теплопроводности зависит от структуры, плотности, влажности, давления и температуры тел. Значения коэффициентов теплопроводности определяются экспериментально и для технически важных тел (металлов, строительных и изоляционных материалов, жидкостей, газов) содержатся в справочной литературе. Наибольшие коэффициенты теплопроводности имеют металлы, наименьшие – теплоизоляционные материалы и газы.

Так как тела могут иметь различную температуру, например от t_1 до t_2 , то расчеты ведутся при *среднем* значении коэффициента теплопроводности (λ_{cp}) для данного интервала температур. Если в справочнике значения $\lambda = f(t)$ даются в виде таблицы, то получить λ_{cp} для данного интервала температур несложно. Для многих материалов в справочнике приводится линейная зависимость $\lambda = f(t)$:

$$\lambda(t) = a \pm bt, \quad (1.6)$$

где a, b – постоянные коэффициенты, присущие конкретному материалу. Формулу для расчета λ_{cp} в интервале температур $t_1 - t_2$, нетрудно получить, если решить совместно (1.6) и (1.7):

$$\lambda_{cp} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \lambda(t) dt}{t_2 - t_1}. \quad (1.7)$$

Тогда

$$\lambda_{cp} = a \pm b \frac{t_1 + t_2}{2}. \quad (1.8)$$

Такой прием можно применить для получения расчетных формул λ_{cp} при любой нелинейной зависимости $\lambda(t)$.

Конвективную теплоотдачу между поверхностью с температурой t_c и омывающей ее средой с температурой $t_{жс}$ описывает **закон Ньютона-Рихмана**, согласно которому плотность теплового потока q пропорциональна разности температур стенки и среды:

$$q = \alpha (t_c - t_{жс}), \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (1.9)$$

По формулам (1.4) и (1.5) можно вычислить Q и Q_τ .

Коэффициент пропорциональности в уравнении (1.9) $\alpha, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$, называется *коэффициентом теплоотдачи* и характеризует интенсивность процесса конвективного теплообмена между поверхностью и омывающей ее средой. Принято омывающую поверхность среду (газ, воду, любой теплоноситель) именовать "жидкость" и обозначать температуру среды - $t_{жс}$.

Коэффициент теплоотдачи зависит от температур t_c и $t_{жс}$, от скорости и от свойств жидкости, от формы, размеров, ориентации поверхности и т.д. Коэффициенты теплоотдачи для различных условий теплообмена рассчитываются по специальным уравнениям.

Интегральная плотность теплового потока при переносе теплоты *излучением* рассчитывается по формуле

$$q = \varepsilon q_0 = \varepsilon c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (1.10)$$

В уравнении (1.10) коэффициентом пропорциональности является степень черноты излучающего тела (ε), которая характеризует его способность излучать и поглощать энергию. Для твердых тел значения ε приводятся в справочниках, для излучающих газов - рассчитываются с помощью номограмм.

Выражение

$$q_0 = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad (1.11)$$

известно как **закон Стефана – Больцмана**, описывающий связь плотности теплового потока и температуры абсолютно черного тела. Коэффициент излучения абсолютно черного тела $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К}^4)$.

1.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности

В учебниках по теплопередаче, в том числе и в [1], приводится вывод дифференциального уравнения температурного поля *движущейся жидкости, уравнение энергии*

$$c_p \rho \left(\frac{\partial t}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + q_v, \quad (1.12)$$

где c_p , Дж/(кг·К) – изобарная теплоемкость; ρ , кг/м³ – плотность; λ , Вт/(м·К) – коэффициент теплопроводности; ω_x , ω_y , ω_z – проекции вектора скорости движения жидкости; q_v , Вт/м³ – объемная плотность внутреннего тепловыделения жидкости.

Уравнение (1.12) записано для случая $\lambda = \text{const}$.

Дифференциальное уравнение температурного поля для *твердых тел* называется дифференциальным уравнением теплопроводности и может быть получено из (1.12) при условии $\omega_x = \omega_y = \omega_z = 0$, $c_p = c_v = c$:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c \rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c \rho},$$

где $\frac{\lambda}{c \rho} = a$, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ – коэффициент температуропроводности, характеризует скорость изменения температуры в теле. Значения $a = f(t)$ для различных тел приводятся в справочниках.

Дифференциальное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c \rho} \quad (1.13)$$

описывает нестационарное температурное поле твердых тел с внутренним тепловыделением (с внутренними источниками тепла). Такими источниками тепла могут быть: джоулева теплота, выделяемая при прохождении электрического тока по проводникам; теплота, выделяемая ТВЭЛами ядерных реакторов и т.д.

Дифференциальное уравнение теплопроводности (1.13), записанное в декартовых координатах, можно представить в цилиндрических (r , z , φ) и сферических (r , φ , ψ).

В частности, в *цилиндрических* координатах (r – радиус; φ – полярный угол; z – аппликата) дифференциальное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c \rho}. \quad (1.14)$$

1.5. Условия однозначности

Дифференциальное уравнение описывает множество процессов теплопроводности. Чтобы выделить из этого множества конкретный процесс, необходимо сформулировать особенности этого процесса, которые называются *условиями однозначности* и включают в себя:

- *геометрические условия*, характеризующие форму и размеры тела;
- *физические условия*, характеризующие свойства участвующих в теплообмене тел;
- *граничные условия*, характеризующие условия протекания процесса на границе тела;
- *начальные условия*, характеризующие начальное состояние системы при *нестационарных процессах*.

При решении задач теплопроводности различают:

- *граничные условия первого рода*, когда задается распределение температуры на поверхности тела:

$$t_c = f(x, y, z, \tau) \text{ или } t_c = const;$$

- *граничные условия второго рода*, когда задается плотность теплового потока на поверхности тела:

$$q_c = f(x, y, z, \tau) \text{ или } q_c = const;$$

- *граничные условия третьего рода*, когда задается температура среды $t_{жс}$ и коэффициент теплоотдачи между поверхностью и средой.

В соответствии с законом Ньютона-Рихмана тепловой поток, передаваемый с 1 м^2 поверхности в среду с температурой $t_{жс}$,

$$q = \alpha (t_c - t_{жс}).$$

В то же время этот тепловой поток подводится к 1 м^2 поверхности из глубинных слоев тела теплопроводностью

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}.$$

Тогда уравнение теплового баланса для поверхности тела запишется в виде

$$\alpha (t_c - t_{жс}) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (1.15)$$

Уравнение (1.15) является математической формулировкой граничных условий третьего рода.

Система дифференциальных уравнений совместно с условиями однозначности представляет собой математическую формулировку задачи. Решения дифференциальных уравнений содержат константы интегрирования, которые определяются с помощью условий однозначности.

Контрольные вопросы и задания

1. Проанализируйте, какими способами передается теплота от горячей воды к воздуху через стенку батареи отопления: от воды к внутренней поверхности, через стенку, от наружной поверхности к воздуху.

2. Почему в правой части уравнения (1.3) стоит минус?

3. Проанализируйте с помощью справочной литературы зависимость $\lambda(t)$ для металлов, сплавов, теплоизоляционных материалов, газов, жидкостей и ответьте на вопрос: как изменяется коэффициент теплопроводности с изменением температуры для этих материалов?

4. Как определяется тепловой поток (Q , Вт) при конвективной теплоотдаче, теплопроводности, тепловом излучении?

5. Запишите дифференциальное уравнение теплопроводности в декартовых координатах, описывающее трехмерное стационарное температурное поле без внутренних источников теплоты.

6. Запишите дифференциальное уравнение температурного поля проволоки, которая длительное время находится под напряжением при постоянной электрической нагрузке.

2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

2.1. Теплопроводность плоской стенки при граничных условиях первого рода

Дано: плоская однородная стенка толщиной δ (рис. 2.1) с постоянным коэффициентом теплопроводности λ и постоянными температурами t_1 и t_2 на поверхностях.

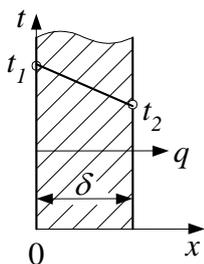


Рис. 2.1

Определить: уравнение температурного поля $t=f(x)$ и плотность теплового потока q , Вт/м².

Температурное поле стенки описывается дифференциальным уравнением теплопроводности (1.3) при следующих условиях:

- $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$, т. к. режим стационарный;

- $q_v = 0$, т.к. отсутствуют внутренние источники теплоты;

- $\frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0$, т.к. температуры t_1 и t_2 на поверхностях стенки постоянны.

яжны.

Температура стенки является функцией только одной координаты x и уравнение (1.13) принимает вид

$$\frac{d^2 t}{d x^2} = 0, \quad (2.1)$$

т.к. коэффициент теплопроводности стенки $a \neq 0$.

Граничные условия первого рода:

$$\text{при } x=0 \quad t = t_1, \quad (2.2)$$

$$\text{при } x = \delta \quad t = t_2. \quad (2.3)$$

Выражения (2.1), (2.2), (2.3) являются математической постановкой задачи, решение которой позволит получить искомое уравнение температурного поля $t = f(x)$.

Интегрирование уравнения (2.1) дает

$$\frac{d t}{d x} = c_1.$$

При повторном интегрировании получим решение дифференциального уравнения в виде

$$t = c_1 x + c_2. \quad (2.4)$$

Из уравнения (2.4) при условии (2.2) получим

$$t_1 = c_2,$$

а при условии (2.3)

$$t_2 = c_1 \delta + t_1,$$

откуда

$$c_1 = \frac{t_2 - t_1}{\delta}.$$

Подстановка констант интегрирования c_1 и c_2 в уравнение (2.4) дает *уравнение температурного поля*

$$t = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} x, \quad (2.5)$$

по которому можно рассчитать температуру по толщине стенки на любой координате $0 < x < \delta$.

Зависимость $t = f(x)$, согласно (2.5) – прямая линия (рис. 2.1), что справедливо при $\lambda = \text{const}$.

Для определения плотности теплового потока, проходящего через стенку, воспользуемся законом Фурье

$$q = -\lambda \frac{d t}{d x}.$$

С учетом $\frac{d t}{d x} = c_1 = \frac{t_2 - t_1}{\delta}$ получим расчетную формулу для плотности теплового потока, передаваемого через плоскую стенку,

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2), \quad \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (2.6)$$

Поток теплоты, передаваемый через поверхность стенки площадью F , вычисляется по формуле

$$Q = \frac{\lambda F}{\delta} (t_1 - t_2), \quad \text{Вт}. \quad (2.7)$$

Формулу (2.6) можно записать в виде

$$q = \frac{t_1 - t_2}{R},$$

где $R = \frac{\delta}{\lambda}, \quad \frac{\text{м}^2 \cdot \text{К}}{\text{Вт}};$

Величина $R = \frac{\delta}{\lambda}$ называется *термическим сопротивлением теплопроводности* плоской стенки.

На основании уравнения

$$q R = t_1 - t_2$$

можно сделать вывод о том, что термическое сопротивление стенки прямо пропорционально перепаду температур по толщине стенки.

Учсть зависимость коэффициента теплопроводности от температуры, $\lambda(t)$, можно, если в уравнения (2.6) и (2.7) подставить значения λ_{cp} для интервала температур $t_1 - t_2$.

Рассмотрим теплопроводность *многослойной плоской стенки*, состоящей, например, из трех слоев (рис. 2.2).

Дано: $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, t_1 = const, t_4 = const$.

Определить: $q, \text{Вт}/\text{м}^2; t_2, t_3$.

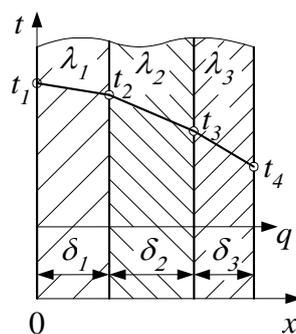


Рис. 2.2

При стационарном режиме и постоянных температурах поверхностей стенки тепловой поток, передаваемый через трехслойную стенку, можно представить системой уравнений:

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_1 - t_2), \quad (2.8)$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_2 - t_3), \quad (2.9)$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (t_3 - t_4) \quad (2.10)$$

или

$$\left. \begin{aligned} t_1 - t_2 &= \frac{q \delta_1}{\lambda_1}, \\ t_2 - t_3 &= \frac{q \delta_2}{\lambda_2}, \\ t_3 - t_4 &= \frac{q \delta_3}{\lambda_3}. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Сложив левые и правые части уравнений (2.11), получим расчетную формулу для плотности теплового потока, передаваемого через трехслойную стенку

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}. \quad (2.12)$$

Температуры на границах слоев t_2 и t_3 можно рассчитать по уравнениям (2.8) – (2.10) после того, как найдена плотность теплового потока (q) по (2.12).

Общий вид уравнения (2.12) для многослойной плоской стенки, состоящей из n однородных слоев с постоянными температурами на наружных поверхностях t_{c_1} и t_{c_2} , имеет вид

$$q = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \quad (2.13)$$

Средний коэффициент теплопроводности многослойной стенки называют *эффективным* ($\lambda_{эф}$). Он равен коэффициенту теплопроводности однородной стенки, толщина и термическое сопротивление которой равны толщине и термическому сопротивлению многослойной стенки

$$\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i}{\lambda_{эф}} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i},$$

откуда

$$\lambda_{эф} = \frac{\sum_{i=1}^n \delta_i}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \quad (2.14)$$

2.2. Теплопроводность цилиндрической стенки при граничных условиях первого рода

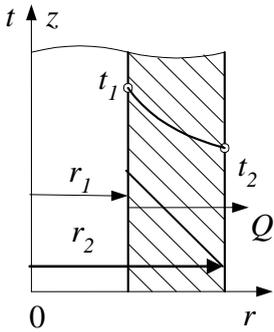


Рис. 2.3

Дано: Однородная цилиндрическая стенка (стенка трубы) с внутренним радиусом r_1 , наружным – r_2 , длиной ℓ , с постоянным коэффициентом теплопроводности λ , с постоянными температурами на поверхностях t_1 и t_2 . (рис. 2.3).

Определить: уравнение температурного поля $t = f(r)$, тепловой поток, передаваемый через стенку Q , Вт.

Дифференциальное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах (1.14) для условий данной задачи:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0, \quad q_v = 0, \quad \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0,$$

принимает вид

$$\frac{d^2 t}{d r^2} + \frac{1}{r} \frac{d t}{d r} = 0. \quad (2.15)$$

Граничные условия первого рода:

$$\text{при } r=r_1 \quad t=t_1, \quad (2.16)$$

$$\text{при } r=r_2 \quad t=t_2. \quad (2.17)$$

Порядок решения системы уравнений (2.15) – (2.17) тот же, что и в случае плоской стенки: находится общий интеграл дифференциального уравнения второго порядка (2.15), который содержит две константы интегрирования c_1 и c_2 . Последние определяются с помощью граничных условий (2.16) и (2.17) и после подстановки их значений в решение дифференциального уравнения (общий интеграл) получаем уравнение температурного поля цилиндрической стенки $t = f(r)$ в виде

$$t = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \frac{r}{r_1}, \quad (2.18)$$

где $r_1 \leq r \leq r_2$ – текущий радиус.

Нетрудно убедиться, что при подстановке в (2.18) $r = r_1$ получим $t = t_1$, при $r = r_2$ получим $t = t_2$. Распределение температуры по толщине цилиндрической стенки, в соответствии с (2.18) подчиняется логарифмическому закону (рис. 2.3).

Для определения теплового потока воспользуемся законом Фурье:

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} F = -\lambda \frac{dt}{dr} 2\pi r \ell. \quad (2.19)$$

Если взять производную $\frac{dt}{dr}$ от правой части уравнения (2.18) и подставить в (2.19), получим расчетную формулу для *теплового потока цилиндрической стенки*

$$Q = \frac{2\pi \ell \lambda (t_1 - t_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \text{ Вт.} \quad (2.20)$$

В технических расчетах часто тепловой поток вычисляется для 1 м длины трубы:

$$Q_\ell = \frac{Q}{\ell} = \frac{2\pi \lambda (t_1 - t_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}}$$

и называется *линейной плотностью теплового потока*.

Запишем уравнение (2.20) в виде

$$Q = \frac{t_1 - t_2}{R},$$

где $R = \frac{1}{2\pi \ell \lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}$, $\frac{\text{К}}{\text{Вт}}$ – *термическое сопротивление теплопроводности цилиндрической стенки*.

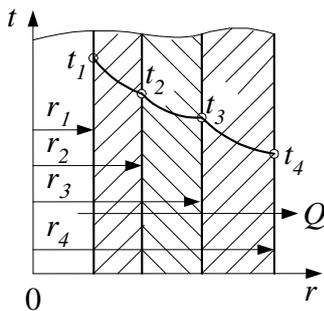


Рис. 2.4

Для *трехслойной цилиндрической стенки* (трубы, покрытой двумя слоями тепловой изоляции) с известными постоянными температурами поверхностей (t_1 и t_4), с известными геометрическими размерами (r_1 , r_2 , r_3 , r_4 , ℓ) и коэффициентами теплопроводности слоев (λ_1 , λ_2 , λ_3) (рис. 2.4) можно записать следующие уравнения для теплового потока Q :

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{2 \pi \ell \lambda_1 (t_1 - t_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \\ Q &= \frac{2 \pi \ell \lambda_2 (t_2 - t_3)}{\ln \frac{r_3}{r_2}}, \\ Q &= \frac{2 \pi \ell \lambda_3 (t_3 - t_4)}{\ln \frac{r_4}{r_3}}. \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

Совместное решение системы уравнений (2.21) дает расчетную формулу для *теплового потока*, передаваемого через трехслойную стенку при заданных температурах на поверхностях,

$$Q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{1}{2 \pi \ell \lambda_1} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{2 \pi \ell \lambda_2} \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{1}{2 \pi \ell \lambda_3} \ln \frac{r_4}{r_3}}. \quad (2.22)$$

Температуры на границах слоев (t_2, t_3) можно рассчитать по уравнениям (2.21).

Для *многослойной цилиндрической стенки*, состоящей из n слоев, формулу (2.22) можно записать в общем виде

$$Q = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2 \pi \ell \lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}}. \quad (2.23)$$

Эффективный коэффициент теплопроводности для многослойной цилиндрической стенки, как и для многослойной плоской стенки, определяется из равенства суммы термических сопротивлений многослойной стенки термическому сопротивлению однородной стенки той же толщины, что и многослойная. Так, для двухслойной тепловой изоляции трубы (рис. 2.4) эффективный коэффициент теплопроводности ($\lambda_{эф}$) определится из равенства

$$\frac{1}{2 \pi \ell \lambda_2} \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{1}{2 \pi \ell \lambda_3} \ln \frac{r_4}{r_3} = \frac{1}{2 \pi \ell \lambda_{эф}} \ln \frac{r_4}{r_2}.$$

2.3. Теплопроводность плоской и цилиндрической стенок при граничных условиях третьего рода (теплопередача)

Граничные условия третьего рода состоят в задании температуры жидкости ($t_{жс}$) и коэффициента теплоотдачи (α) между поверхностью стенки и жидкостью.

Передача тепла от одной жидкости к другой через разделяющую их стенку называется *теплопередачей*.

Примерами теплопередачи служит перенос теплоты от дымовых газов к воде через стенку трубы парового котла, перенос тепла от горячей воды к окружающему воздуху через стенку батареи отопления и т.д.

Теплообмен между поверхностью и средой (теплоносителем) может быть *конвективным*, если теплоноситель – жидкость (вода, нефть и т.д.) или *радиационно-конвективным*, когда теплота передается путем конвективного теплообмена и излучением, если теплоноситель – газ (дымовые газы, воздух и т.д.).

Рассмотрим теплопередачу через плоскую и цилиндрическую стенки при условии только конвективного теплообмена на поверхностях. Теплопередача с радиационно-конвективным теплообменом (сложным теплообменом) на поверхностях будет рассмотрена позже.

Плоская стенка (рис. 2.5)

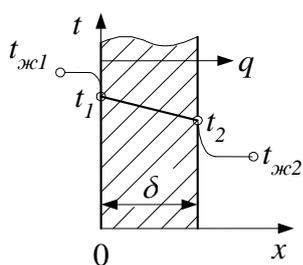


Рис. 2.5

Дано: $t_{жс1}$, $t_{жс2}$, α_1 , α_2 , δ , λ .

Определить: q , t_1 , t_2 .

Плотность теплового потока q описывается следующими уравнениями в зависимости от способа передачи теплоты:

– от горячей жидкости к стенке

$$q = \alpha_1 (t_{жс1} - t_1), \quad (2.24)$$

– через стенку

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2), \quad (2.25)$$

– от стенки к холодной жидкости

$$q = \alpha_2 (t_2 - t_{жс2}). \quad (2.26)$$

Записав уравнения (2.24) – (2.26) в виде

$$\left. \begin{aligned} t_{ж_1} - t_1 &= \frac{q}{\alpha_1}, \\ t_1 - t_2 &= \frac{q \delta}{\lambda}, \\ t_2 - t_{ж_2} &= \frac{q}{\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

и сложив почленно правые и левые части уравнений (2.27), получим формулу для расчета теплопередачи (q , Вт/м²) через плоскую стенку в виде

$$q = \frac{t_{ж_1} - t_{ж_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{t_{ж_1} - t_{ж_2}}{R_1 + R_2 + R_3}. \quad (2.28)$$

Величины $R_1 = \frac{1}{\alpha_1}$, $R_3 = \frac{1}{\alpha_3}$ называются *термическими сопротивлениями теплоотдачи*. Они прямо пропорциональны перепадам температур ($t_{ж_1} - t_1$) и ($t_2 - t_{ж_2}$).

Температуры на поверхностях стенки t_1 и t_2 можно рассчитать по уравнениям (2.24) – (2.26) после того, как определена плотность теплового потока (q) по уравнению (2.28).

Формулу (2.28) можно записать в виде

$$q = \kappa (t_{ж_1} - t_{ж_2}), \quad (2.29)$$

где $\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$ - коэффициент теплопередачи плоской стенки, ха-

рактеризует интенсивность процесса теплопередачи.

Теплопередача через многослойную плоскую стенку рассчитывается по формуле

$$q = \frac{t_{ж_1} - t_{ж_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (2.30)$$

Цилиндрическая стенка (рис. 2.6)

Дано: $t_{ж1}, t_{ж2}, \alpha_1, \alpha_2, r_1, r_2, \ell$.

Определить: $Q, Вт; t_1, t_2$.

Для цилиндрической стенки, по аналогии с плоской стенкой, можно записать следующую систему уравнений:

$$Q = \alpha_1 F_1 (t_{ж1} - t_1), \quad (2.31)$$

$$Q = \frac{2 \pi \ell \lambda (t_1 - t_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (2.32)$$

$$Q = \alpha_2 F_2 (t_2 - t_{ж2}), \quad (2.33)$$

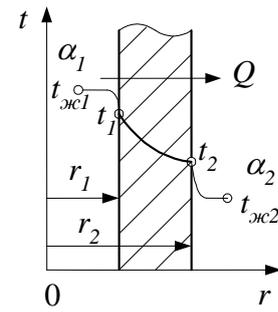


Рис. 2.6

где $F_1 = \pi d_1 \ell$, $F_2 = \pi d_2 \ell$ - площади внутренней и наружной поверхностей трубы.

Записав уравнения (2.31) – (2.33) относительно разностей температур, а затем сложив правые и левые части уравнений, получим формулу для расчета теплопередачи ($Q, Вт$) через цилиндрическую стенку в виде

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{1}{2 \pi \ell \lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}. \quad (2.34)$$

Температуры на поверхностях стенки t_1 и t_2 рассчитываются по уравнениям (2.31) – (2.33).

Формулу (2.34) также можно представить в виде

$$Q = \kappa (t_{ж1} - t_{ж2}),$$

где

$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{1}{2 \pi \ell \lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}, \frac{Вт}{К}$ – коэффициент теплопередачи цилиндрической стенки.

Для металлических труб с $\frac{d_2}{d_1} < 1,8$ можно пренебречь кривизной стенки и теплопередачу рассчитать по формулам для плоской стенки:

$$Q = \kappa F (t_{ж1} - t_{ж2}) = \kappa \pi d_x \ell (t_{ж1} - t_{ж2}), \text{ Вт},$$

где

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \frac{Вт}{м^2 \cdot К}.$$

Диаметр $d_x = d_1$, если $\alpha_1 \ll \alpha_2$;

$d_x = d_2$, если $\alpha_2 \ll \alpha_1$;

$d_x = \frac{d_1 + d_2}{2}$, если α_1 и α_2 соизмеримы.

Теплопередача через многослойную цилиндрическую стенку рассчитывается по формуле

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi \ell \lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}, \quad (2.35)$$

где F_1 и F_2 – площади внутренней и наружной поверхностей многослойной цилиндрической стенки.

2.4. Критический диаметр тепловой изоляции

Тепловой изоляцией является покрытие из теплоизоляционного материала, которое способствует снижению потерь в окружающую среду.

Пусть труба покрыта слоем тепловой изоляции (рис. 2.7, а).

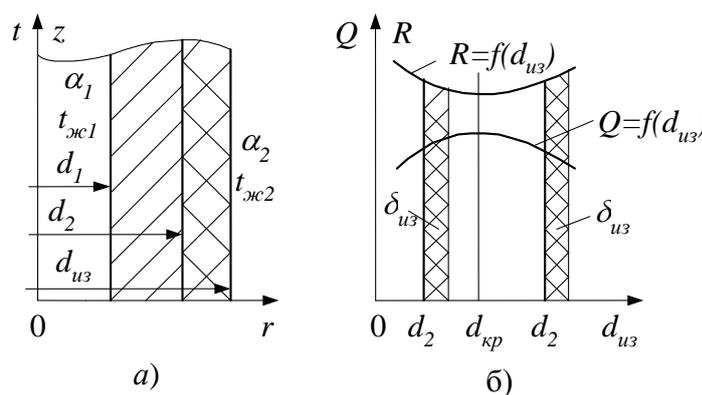


Рис. 2.7

Теплопотери (Q , Вт) через теплоизолированную стенку трубы можно представить формулой

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{R}, \quad (2.36)$$

где

$$R = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1 \ell} + \frac{1}{2\pi \lambda_1 \ell} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi \lambda_{уз} \ell} \ln \frac{d_{уз}}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 \pi d_{уз} \ell} = f(d_{уз}). \quad (2.37)$$

Графическая зависимость $R=f(d_{уз})$ представлена на рис. 2.7, б, откуда следует, что термическое сопротивление изоляции с увеличением диаметра

изоляция может уменьшаться до минимального значения, а затем увеличиваться. Так как теплотери (Q) обратно пропорциональны термическому сопротивлению (R) согласно (2.36), то зависимость $Q=f(d_{из})$ является зеркальным отображением кривой $R=f(d_{из})$.

Значение $d_{из}$, соответствующее минимуму кривой $R=f(d_{из})$, называется *критическим диаметром* $d_{кр}$ и может быть определено из условия минимума функции

$$\frac{dR}{d(d_{из})} = 0. \quad (2.38)$$

Совместное решение (2.38) и (2.37) дает

$$\frac{1}{2\lambda_{из}d_{из}} - \frac{1}{\alpha_2 d_{из}^2} = 0,$$

откуда

$$d_{из} = d_{кр} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}. \quad (2.39)$$

Критическому диаметру изоляции соответствует минимальное термическое сопротивление и максимальный тепловой поток.

Анализ уравнения (2.37) показывает:

а) при наложении тепловой изоляции толщиной $\delta_{из}$ на трубу с $d_2 < d_{кр}$ (рис. 2.7, б) термическое сопротивление уменьшается, теплотери увеличиваются, т.к. увеличивается площадь теплоотдающей поверхности изоляции ($\pi d_{из} \ell$);

б) если $d_2 > d_{кр}$, термическое сопротивление увеличивается, теплотери уменьшаются, тепловая изоляция оправдывает свое назначение, т.к. третье слагаемое в уравнении (2.37) становится существенно больше, чем четвертое.

Таким образом, тепловая изоляция уменьшает теплотери, если $d_2 \geq d_{кр}$,

$$d_2 \geq \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2},$$

откуда

$$\lambda_{из} \leq \frac{\alpha_2 d_2}{2}. \quad (2.40)$$

Правильно подобранный теплоизоляционный материал должен удовлетворять условию (2.40).

Контрольные вопросы и задания

1. Как изменяется термическое сопротивление плоской стенки: а) с увеличением толщины стенки (δ); б) с увеличением коэффициента теплопроводности (λ)? Сравните термическое сопротивление пластин одинаковой толщины из текстолита и стали.

2. Как рассчитать передаваемую теплоту через плоскую стенку за одни сутки, если известны температуры на поверхностях стенки (t_1 и t_2), толщина стенки (δ), коэффициент теплопроводности (λ), площадь изотермической поверхности (F)?

3. Рассчитайте эффективный коэффициент теплопроводности ($\lambda_{эф}$) для конденсатора, набранного из 7 дюральных листов толщиной $\delta_1=1,5$ мм с теплопроводностью $\lambda_1=174$ Вт/м·К, между которыми находится пропиточная бумага с толщиной слоев $\delta_2=3$ мм, $\lambda_2=0,116$ Вт/м·К. Ответ: $\lambda_{эф}=0,184$ Вт/м·К.

4. Тепловой поток, передаваемый теплопроводностью через цилиндрическую или плоскую стенку, рассчитывается по формуле $Q = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{R}$, Вт.

Запишите формулы для термического сопротивления (R) плоской и цилиндрической стенок.

5. Температура внутренней поверхности цементной трубы $t_1=50^\circ\text{C}$, наружной – $t_2=-20^\circ\text{C}$. Запишите уравнение, по которому можно рассчитать радиус изотермической поверхности с температурой $t=0^\circ\text{C}$.

6. Что можно сказать о температурах среды ($t_{жс}$) и поверхности стенки (t_c) при условии $\alpha \rightarrow \infty$?

7. Запишите формулу для коэффициента теплопередачи многослойной плоской стенки.

8. Запишите термическое сопротивление теплопроводности и термическое сопротивление теплоотдачи цилиндрической стенки. Какие перепады температур они определяют?

9. Наложение электроизоляции на кабели и провода с $d_2 < d_{кр}$ улучшает их охлаждение, снижает температуру. При каком диаметре изоляции охлаждение будет максимальным, а температура минимальной? Какому условию по $\lambda_{из}$ должен удовлетворять правильно подобранный электроизоляционный материал?

Задачи для самостоятельного решения

Задача № 1. Стены сушильной камеры выполнены из красного кирпича толщиной $\delta_1=250$ мм с коэффициентом теплопроводности $\lambda_1=0,7$ Вт/м·К и слоя строительного войлока с коэффициентом теплопроводности $\lambda_2=0,0405$ Вт/м·К. Температура наружной поверхности кирпичного слоя $t_1=110^\circ\text{C}$, наружной поверхности войлочного слоя $t_3=25^\circ\text{C}$.

Определить температуру плоскости соприкосновения слоев t_2 и толщину войлочного слоя δ_2 при условии, что тепловые потери камеры не превышают $q=110 \text{ Вт/м}^2$.

Каков эффективный (средний) коэффициент теплопроводности двухслойной стенки?

Примечание. Расчетные формулы для решения данной задачи содержатся в разделе 2.1 настоящего пособия.

Ответы: $t_2=70,7^\circ\text{C}$; $\delta_2=16,8\text{мм}$; $\lambda_{эф}=0,326 \text{ Вт/ м} \cdot \text{К}$.

Задача № 2. Паропровод диаметром $d_2 / d_1 = 160/150$ мм покрыт слоем тепловой изоляции толщиной $\delta=100$ мм; коэффициент теплопроводности стенки трубы $\lambda_1=50 \text{ Вт/ м} \cdot \text{К}$, изоляции $\lambda_2=0,08 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$. Температура внутренней поверхности трубопровода $t_1=400^\circ\text{C}$, наружной поверхности изоляции $t_3=50^\circ\text{C}$.

Найти тепловые потери на 1 м длины паропровода (Q_ℓ , Вт/м) и перепады температур на трубе ($t_1- t_2$) и на слое изоляции ($t_2- t_3$).

Примечание. Расчетные формулы содержатся в разделе 2.2.

Ответы: $Q_\ell = 216,8 \text{ Вт/м}$; $t_1- t_2=0,045^\circ\text{C}$; $t_2- t_3=349,95^\circ\text{C}$.

Задача № 3. Определить потерю теплоты с 1 м длины трубопровода (Q_ℓ , Вт/м) диаметром $d_2 / d_1 = 165/150$ мм, покрытого слоем изоляции толщиной $\delta=60$ мм. Коэффициент теплопроводности трубы $\lambda_1=50 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$, изоляции $\lambda_2=0,15 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$. Температура воды в трубопроводе $t_{ж_1} = 90^\circ\text{C}$, коэффициент теплоотдачи от воды к стенке трубы $\alpha_1 = 1000 \text{ Вт/ (м}^2 \cdot \text{К)}$, температура окружающего воздуха $t_{ж_2} = -15^\circ\text{C}$, коэффициент теплоотдачи от поверхности изоляции к воздуху $\alpha_2 = 8 \text{ Вт/ м}^2 \cdot \text{К}$.

Рассчитать также температуру наружной поверхности изоляции ($t_{уз}$).

Сравнить Q_ℓ с потерями теплоты от оголенного трубопровода (Q_ℓ') при условии одинакового α_2 .

Рассчитать потери теплоты от оголенного трубопровода (Q_ℓ'') по приближенной формуле (для плоской стенки толщиной $\delta = \frac{d_2 - d_1}{2}$) и опреде-

лить относительную погрешность расчета $\delta = \frac{Q_\ell' - Q_\ell''}{Q_\ell'} \cdot 100 \%$.

Примечание. Все необходимые расчетные формулы содержатся в разделе 2.3.

Ответы: $Q_\ell = 145,4 \text{ Вт/м}$; $t_{уз} = 5,3^\circ\text{C}$; $Q_\ell' = 430,9 \text{ Вт/м}$; $Q_\ell'' = 431,2 \text{ Вт/м}$
 $\delta = 0,07 \%$.

Задача № 4. Можно ли использовать асбест с коэффициентом теплопроводности $\lambda=0,11$ Вт/ м ·К для теплоизоляции трубопровода с $d_2=20$ мм, если коэффициент теплоотдачи $\alpha_2 =8$ Вт/ м²·К?

Каким должен быть максимальный коэффициент теплопроводности изоляции, используемой для этой цели?

Примечание. Расчетные формулы содержатся в разделе 2.4.

Ответы: Нельзя, т.к. $d_2 < d_{кр} = 27,5$ мм; $\lambda_{из}^{max} = 0,08 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$.

3. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТЕЛ С ВНУТРЕННИМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

Примеры процессов с внутренним тепловыделением: выделение джоулевой теплоты при прохождении электрического тока по проводникам; объемное выделение теплоты в тепловыделяющих элементах ядерных реакторов; выделение теплоты при протекании ряда химических реакций и т.д.

Важной исходной величиной для расчета теплопроводности в телах с внутренними источниками теплоты является *плотность объемного тепловыделения*

$$q_v = \frac{Q}{V}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3},$$

где Q , Вт – теплота, выделяемая за 1с; V , м³ – тепловыделяющий объем.

Для проводников электрического тока выделяемая джоулевая теплота равна электрической мощности ($Q=N$), а плотность объемного тепловыделения

$$q_v = \frac{N}{V}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3}.$$

3.1. Теплопроводность однородной пластины

Симметричные условия охлаждения (граничные условия третьего рода)

Дано: тонкая пластина, толщиной 2δ площадью поверхности F , м² с коэффициентом теплопроводности $\lambda=const$, с объемным тепловыделением q_v находится в среде с температурой $t_{жс}=const$ (рис. 3.1). Задан коэффициент теплоотдачи $\alpha = const$. Условие "тонкой" пластины предполагает пренебрежимо малый отток тепла в среду с торцов, теплота передается в среду только с боковых поверхностей пластины.

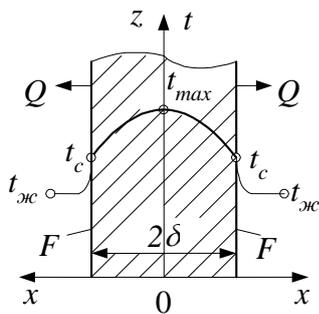


Рис. 3.1

Определить: уравнение температурного поля $t=f(x)$, тепловой поток Q , отводимый с боковой поверхности пластины.

Температурное поле пластины описывается дифференциальным уравнением теплопроводности

(1.13). Для стационарного режима $\left(\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0\right)$ при

отсутствии теплоотдачи с торцов $\left(\frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0\right)$ оно

запишется в виде

$$\frac{d^2 t}{d x^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \quad (3.1)$$

Дифференциальное уравнение второго порядка требует два дополнительных условия однозначности для определения констант интегрирования. Такими условиями являются граничное условие третьего рода (заданы $t_{жс}, \alpha$), которое на основании (1.15) для данной задачи запишется в виде

$$-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{x=\delta} = \alpha (t_c - t_{жс}), \quad (3.2)$$

и условие максимума температуры в центре пластины

$$\left(\frac{d t}{d x}\right)_{x=0} = 0. \quad (3.3)$$

Система уравнений (3.1) – (3.3) является математической постановкой задачи.

Граничные условия на поверхностях пластины одинаковы, тепловые потоки, отводимые с поверхностей, одинаковы поэтому можно рассматривать лишь одну половину пластины, например правую, для которой записано граничное условие (3.2).

После интегрирования (3.1) получим

$$\frac{d t}{d x} = -q_v \frac{x}{\lambda} + c_1, \quad (3.4)$$

$$t = -q_v \frac{x^2}{2\lambda} + c_1 x + c_2. \quad (3.5)$$

Уравнение (3.5) - общий интеграл уравнения (3.1). Постоянные интегрирования c_1 и c_2 определяются с помощью граничных условий (3.2) и (3.3). Из уравнения (3.4) с учетом (3.3) получим

$$\left(\frac{d t}{d x} \right)_{x=0} = c_1 = 0.$$

Из уравнения (3.4) при $x=\delta$ имеем

$$\left(\frac{d t}{d x} \right)_{x=\delta} = -\frac{q_v}{\lambda} \delta,$$

а из (3.5) при $x=\delta$

$$t_c = -\frac{q_v \delta}{2 \lambda} + c_1.$$

Значения $\left(\frac{d t}{d x} \right)_{x=\delta}$ и t_c подставим в (3.2) и найдем постоянную интегрирования

$$c_2 = \frac{q_v \delta}{\alpha} + \frac{q_v \delta^2}{2 \lambda} + t_{жс}.$$

После подстановки значений c_1 и c_2 в (3.5) получим уравнение температурного поля $t=f(x)$ при граничных условиях третьего рода

$$t = t_{жс} + \frac{q_v \delta}{\alpha} + \frac{q_v \delta^2}{2 \lambda} \left[1 - \left(\frac{x}{\delta} \right)^2 \right], \quad (3.6)$$

где x – текущая координата.

Уравнение (3.6) – симметричная парабола (рис. 3.1). Максимальная температура (t_{max}) – в центре пластины ($x=0$), минимальная (t_c) – на поверхности пластины ($x=\delta$). При этих условиях из (3.6) можно получить расчетные формулы для максимальной температуры и температуры поверхности пластины:

$$t_{max} = t_{жс} + \frac{q_v \delta}{\alpha} + \frac{q_v \delta^2}{2 \lambda}, \quad (3.7)$$

$$t_c = t_{жс} + \frac{q_v \delta}{\alpha}. \quad (3.8)$$

Если в уравнение (3.6) подставить значение t_c согласно (3.8), то получим уравнение температурного поля пластины $t=f(x)$ при граничных условиях первого рода

$$t = t_c + \frac{q_v \delta}{2 \lambda} \left[1 - \left(\frac{x}{\delta} \right)^2 \right]. \quad (3.9)$$

Тепловой поток, рассеиваемый поверхностью F , рассчитывается по формулам:

$$Q = \alpha (t_c - t_{жс}) F, \text{ Вт}, \quad (3.10)$$

$$Q = q_v \cdot \frac{V}{2}, \text{ Вт}, \quad (3.11)$$

где $V, \text{ м}^3$ - объем пластины.

Суммарный тепловой поток, рассеиваемый двумя боковыми поверхностями, вдвое больше, т.к. площадь поверхности охлаждения $F_{охл}=2F$, выделяющий объем - $V, \text{ м}^3$.

Несимметричные условия охлаждения (граничные условия третьего рода)

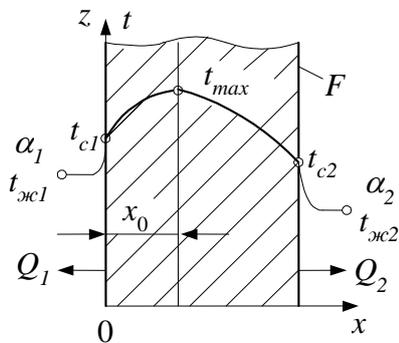


Рис. 3.2

Дано: тонкая пластина толщиной δ . Известны: q_v ,

$\lambda = \text{const}, t_{жс1}, t_{жс2}, \alpha_1, \alpha_2$ (рис. 3.2).

Определить: уравнение температурного поля $t=f(x)$, потоки теплоты (Q_1, Q_2), координату максимальной температуры (x_0).

Математическая формулировка задачи включает в себя дифференциальное уравнение температурного поля пластины (3.1), граничные условия третьего рода для поверхностей пластины (3.12), (3.13) и условие максимума температуры при $x=x_0$ (3.14):

$$-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_{x=\delta} = \alpha_2 (t_{c2} - t_{жс2}), \quad (3.12)$$

$$\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_{x=0} = \alpha_1 (t_{c1} - t_{жс1}), \quad (3.13)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_{x=x_0} = 0. \quad (3.14)$$

Три уравнения (3.12) – (3.14) необходимы для определения постоянных интегрирования c_1 и c_2 и координаты максимальной температуры x_0 .

Решение системы дифференциальных уравнений (3.1), (3.12) – (3.14) дает уравнение температурного поля пластины $t=f(x)$ при несимметричных условиях охлаждения

$$t = t_{жс} - \frac{q_v}{2\lambda} x^2 + \left(x + \frac{\lambda}{\alpha_1} \right) M, \quad (3.15)$$

где

$$M = \frac{\frac{q_v \delta}{\alpha_2} + \frac{q_v \delta^2}{2\lambda} + (t_{жс_2} - t_{жс_1})}{\frac{\lambda}{\alpha_2} + \delta + \frac{\lambda}{\alpha_1}},$$

и формулу для расчета координаты максимальной температуры

$$x_0 = \frac{\lambda}{q_v} M. \quad (3.16)$$

Уравнение (3.15) – несимметричная парабола (рис. 3.2). Формулы для вычисления температур на поверхностях пластины (t_{c_1} и t_{c_2}) и максимальной температуры (t_{max}) можно получить, если в (3.15) подставить значения $x=0$, $x=\delta$, $x=x_0$ соответственно.

Потоки тепла, рассеиваемые поверхностями пластины, рассчитываются по формулам

$$Q_1 = q_v \cdot V_1 = q_v x_0 F, \text{ Вт}, \quad (3.17)$$

$$Q_2 = q_v \cdot V_2 = q_v (\delta - x_0) F, \text{ Вт}, \quad (3.18)$$

где F , м² – площадь поверхности пластины; V_1 , V_2 , м³ – тепловыделяющие объемы.

Несимметричные условия охлаждения (граничные условия первого рода)

Дано: тонкая пластина толщиной δ . Известны: q_v , $\lambda = const$, t_{c_1} , t_{c_2} (рис. 3.2).

Определить: уравнение температурного поля $t=f(x)$, координату максимальной температуры (x_0).

Математическая формулировка задачи включает в себя дифференциальное уравнение температурного поля пластины (3.1), граничные условия первого рода для поверхностей пластины:

$$\text{при } x=0 \quad t = t_{c_1}, \quad (3.19)$$

$$\text{при } x=\delta \quad t = t_{c_2} \quad (3.20)$$

и условие максимума температуры (3.14).

Решение системы уравнений (3.1), (3.19), (3.20), (3.14) дает уравнение температурного поля $t=f(x)$ в виде

$$t = -\frac{q_v}{2\lambda}x^2 + \left(\frac{t_{c_2} - t_{c_1}}{\delta} + \frac{q_v \delta}{2\lambda}\right)x + t_{c_1} \quad (3.21)$$

и формулу для расчета координаты максимальной температуры

$$t = \frac{\delta}{2} + \frac{(t_{c_2} - t_{c_1})\lambda}{q_v \delta}. \quad (3.22)$$

Потоки тепла, рассеиваемые поверхностями пластины, рассчитываются по уравнениям (3.17), (3.18).

3.2. Теплопроводность однородного цилиндрического стержня

Дано: длинный цилиндрический стержень радиусом r_0 с коэффициентом теплопроводности $\lambda=const$, с объемным тепловыделением q_v находится в среде с температурой $t_{жс}$, задан коэффициент теплоотдачи $\alpha = const$ (рис. 3.3).

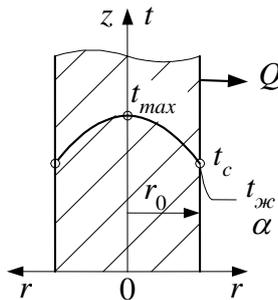


Рис. 3.3

Условие "длинного" стержня предполагает пренебрежимо малый отток тепла в среду с торцов стержня. Вся теплота отдается в среду только цилиндрической поверхностью стержня. При этом температура цилиндрической поверхности будет одинаковой (t_c) и температура в стержне будет изменяться только по радиусу.

Определить: уравнение температурного поля $t=f(x)$; тепловой поток (Q , Вт), рассеиваемый цилиндрической поверхностью стержня.

Температурное поле цилиндрического стержня описывается дифференциальным уравнением теплопроводности в цилиндрических координатах

(1.14). При условиях стационарного режима $\left(\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0\right)$ и постоянства температур t_c и $t_{жс}$ уравнение (1.14) запишется в виде

$$\frac{d^2 t}{d r^2} + \frac{1}{r} \frac{d t}{d r} + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \quad (3.23)$$

Граничные условия третьего рода для цилиндрической поверхности стержня

$$-\lambda \left(\frac{d t}{d r}\right)_{r=r_0} = \alpha (t_c - t_{жс}). \quad (3.24)$$

Условие максимума температуры в центре стержня

$$\left(\frac{d t}{d r} \right)_{r=0} = 0. \quad (3.25)$$

Решением уравнения (3.23) является общий интеграл

$$t = -\frac{q_v r^2}{4 \lambda} + c_1 \ln r + c_2. \quad (3.26)$$

После нахождения постоянных интегрирования c_1 и c_2 с помощью условий (3.24) и (3.25) получим уравнение температурного поля цилиндрического стержня $t=f(r)$ в виде

$$t = t_{жс} + \frac{q_v r_0}{2 \alpha} + \frac{q_v r_0^2}{4 \lambda} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (3.27)$$

где r – текущий радиус.

Уравнение (3.27) – симметричная парабола (рис. 3.3).

Подстановка в (3.27) $r = 0$, $r = r_0$ дает расчетные формулы для t_{max} , t_c :

$$t_{max} = t_{жс} + \frac{q_v r_0}{2 \alpha} + \frac{q_v r_0^2}{4 \lambda}, \quad (3.28)$$

$$t_c = t_{жс} + \frac{q_v r_0}{2 \alpha}. \quad (3.29)$$

При подстановке (3.29) в (3.27) получим уравнение температурного поля цилиндрического стержня при граничных условиях первого рода

$$t = t_c + \frac{q_v r_0^2}{4 \lambda} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]. \quad (3.30)$$

Тепловой поток, рассеиваемый цилиндрической поверхностью, можно определить двумя способами:

$$Q = \alpha (t_c - t_{жс}) F, \text{ Вт},$$

$$Q = q_v V, \text{ Вт},$$

где $F=2\pi r_0 \ell$, м² – площадь цилиндрической поверхности стержня; $V=\pi r_0^2 \ell$, м³ – объем стержня; ℓ , м – длина стержня.

3.3. Теплопроводность цилиндрической стенки

Рассматривается цилиндрическая стенка с внутренним тепловыделением q_v при отсутствии теплоотдачи с торцов. Температурное поле такой стенки описывается уравнением (3.23) с общим интегралом (3.26).

Рассмотрим случаи, когда теплоотдающей поверхностью являются:

- 1) наружная поверхность;
- 2) внутренняя поверхность;
- 3) обе поверхности.

Охлаждение только по наружной поверхности (рис. 3.4)

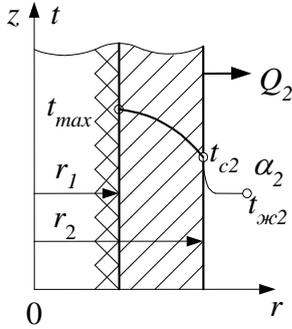


Рис. 3.4

Дано: $r_1, r_2, \ell, q_v, \lambda, t_{жс2}, \alpha_2$.

Определить: уравнение температурного поля $t=f(r)$, тепловой поток (Q_2 , Вт), рассеиваемый наружной поверхностью.

Для нахождения постоянных интегрирования c_1 и c_2 в уравнении (3.26) потребуется два дополнительных условия: граничное условие третьего рода для наружной поверхности стенки

$$-\lambda \left(\frac{d t}{d r} \right)_{r=r_2} = \alpha_2 (t_{c2} - t_{жс2}) \quad (3.31)$$

и условие максимума температуры на внутренней поверхности стенки

$$\left(\frac{d t}{d r} \right)_{r=r_1} = 0. \quad (3.32)$$

Решением системы уравнений (3.23), (3.31), (3.32) является уравнение температурного поля $t=f(r)$ в виде

$$t = t_{жс2} + \frac{q_v r_2}{2 \alpha_2} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] + \frac{q_v r_2^2}{4 \lambda} \left[1 + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 - 2 \ln \frac{r}{r_2} - \left(\frac{r}{r_2} \right)^2 \right], \quad (3.33)$$

где r – текущий радиус.

Расчетные формулы для вычисления максимальной температуры (t_{max}), температуры наружной поверхности стенки (t_{c2}) можно получить, если в (3.33) подставить $r=r_1, r=r_2$ соответственно.

Тепловой поток, рассеиваемый наружной поверхностью стенки,

$$Q_2 = q_v \cdot V, \text{ Вт}, \quad (3.34)$$

где $V = \pi (r_2^2 - r_1^2) \ell$, м^3 – тепловыделяющий объем.

Охлаждение только по внутренней поверхности (рис. 3.5)

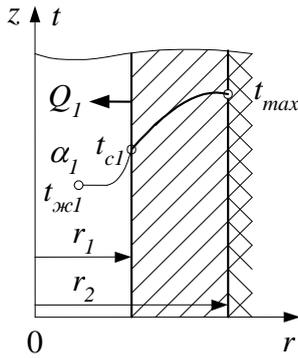


Рис. 3.5

Дано: $r_1, r_2, \ell, q_v, \lambda, t_{жс1}, \alpha_1$.

Определить: $t=f(r), Q_1, \text{Вт}$.

Граничное условие третьего рода для внутренней поверхности стенки запишется в виде

$$\lambda \left(\frac{dt}{dr} \right)_{r=r_1} = \alpha_1 (t_{c1} - t_{жс1}). \quad (3.35)$$

Условие максимума температуры на наружной поверхности стенки

$$\left(\frac{dt}{dr} \right)_{r=r_2} = 0. \quad (3.36)$$

Решением системы уравнений (3.23), (3.35), (3.36) является уравнение температурного поля $t=f(r)$

$$t = t_{жс1} + \frac{q_v r_1}{2 \alpha_1} \left[\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1 \right] + \frac{q_v r_2^2}{4 \lambda} \left[2 \ln \frac{r}{r_1} + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 - \left(\frac{r}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (3.37)$$

Расчетные формулы для t_{max} и t_{c1} можно получить, если в (3.37) подставить $r=r_2$ и $r=r_1$ соответственно.

Тепловой поток Q_1 , рассеиваемый внутренней поверхностью стенки, рассчитывается по уравнению (3.34).

Охлаждение по внутренней и наружной поверхностям (рис. 3.6)

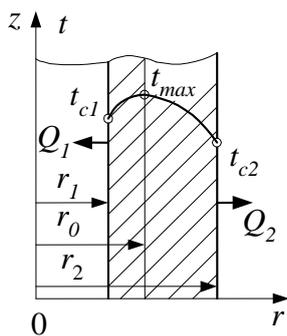


Рис. 3.6

Дано: $r_1, r_2, \ell, q_v, \lambda, t_{c1}, t_{c2}$.

Определить: $t=f(r)$, радиус максимальной температуры r_0 , тепловые потоки Q_1, Q_2 .

Для нахождения постоянных интегрирования c_1 и c_2 в уравнении (3.26) и радиуса максимальной температуры r_0 потребуются три дополнительных условия: граничные условия первого рода на поверхностях стенки

$$\text{при } r = r_1 \quad t = t_{c1} \quad (3.38)$$

$$\text{при } r = r_2 \quad t = t_{c2} \quad (3.39)$$

и условие максимума температуры при $r = r_0$

$$\left(\frac{d t}{d r} \right)_{r=r_0} = 0. \quad (3.40)$$

Решением системы уравнений (3.23), (3.38) - (3.40) являются уравнение температурного поля стенки $t=f(r)$

$$t = t_{c_1} + \frac{q_v}{4 \lambda} (r_1^2 - r^2) + \frac{q_v r_0^2}{2 \lambda} \ln \frac{r}{r_1}, \quad (3.41)$$

где r – текущий радиус, и формула для расчета радиуса максимальной температуры

$$r_0^2 = \frac{q_v (r_2^2 - r_1^2) - 4 \lambda (t_{c_1} - t_{c_2})}{2 q_v \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (3.42)$$

Формулы для расчета перепадов температуры в стенке получены на основании (3.41):

$$t_{max} - t_{c_2} = \frac{q_v r_0^2}{4 \lambda} \left[\left(\frac{r_2}{r_0} \right)^2 - 2 \ln \frac{r_2}{r_0} - 1 \right], \quad (3.43)$$

$$t_{max} - t_{c_1} = \frac{q_v r_0^2}{4 \lambda} \left[\left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 + 2 \ln \frac{r_0}{r_1} - 1 \right]. \quad (3.44)$$

Потоки теплоты Q_1 и Q_2 , рассеиваемые поверхностями стенки, рассчитываются по формулам

$$Q_1 = q_v \cdot V_1 = q_v \pi (r_0^2 - r_1^2) \ell, \quad (3.45)$$

$$Q_2 = q_v \cdot V_2 = q_v \pi (r_2^2 - r_0^2) \ell. \quad (3.46)$$

Суммарный тепловой поток

$$Q = Q_1 + Q_2 = q_v \pi (r_2^2 - r_1^2) \ell. \quad (3.47)$$

Контрольные задания

1. Рассчитайте объемную плотность внутреннего тепловыделения (q_v , Вт/м³) стальной шины с размерами 3x100x1000 мм при допустимой нагрузке $I=300$ А. Удельное электрическое сопротивление материала шины

$$\rho = 0,13 \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}.$$

Ответ: $q_v=1,3 \cdot 10^5$ Вт/м³.

2. Сделайте подстановку значения t_c в уравнение (3.10) и убедитесь, что правые части уравнений (3.10) и (3.11) одинаковы.

3. Запишите формулы для расчета температур t_{c_1} и t_{c_2} на поверхностях пластины при несимметричных условиях ее охлаждения и граничных условиях третьего рода, используя уравнение температурного поля (3.15).

4. Запишите формулу для расчета максимальной температуры (t_{max}) пластины при несимметричных условиях охлаждения и граничных условиях первого рода, используя уравнение температурного поля (3.21).

5. Рассчитайте плотность внутреннего тепловыделения (q_v , Вт/м³), тепловой поток (Q , Вт), рассеиваемый поверхностью цилиндрического никромового стержня диаметром $d=5$ мм, длиной $\ell=420$ мм при напряжении $U=10$ В и электрическом сопротивлении $R=0,025$ Ом.

Ответы: $q_v=4,83 \cdot 10^8$ Вт/м³; $Q=N=4000$ Вт.

6. Для цилиндрической стенки с охлаждением только по наружной поверхности, используя уравнение температурного поля (3.33), получите расчетные формулы для t_{max} , t_{c_2} , $t_{max} - t_{c_2}$.

7. Для цилиндрической стенки с охлаждением только по внутренней поверхности, используя уравнение температурного поля (3.37), получите расчетные формулы для t_{max} , t_{c_1} , $t_{max} - t_{c_1}$.

8. Сделайте вывод формул (3.43) и (3.44), и убедитесь в их правильности.

Задачи для самостоятельного решения

Задача № 1. По электрическому нагревателю, выполненному из константановой ленты сечением 1×6 мм² и длиной 1 м протекает электрический ток $I=20$ А, $U=200$ В.

Определить температуру поверхности ленты (t_c) и середины сечения по толщине (t_{max}), если коэффициент теплоотдачи на поверхности нагревателя $\alpha=1000$ Вт/м²·К, температура среды $t_{жс}=100^\circ\text{C}$, коэффициент теплопроводности константа $\lambda=20$ Вт/м·К.

Рассчитать плотность теплового потока (q , Вт/м²), отводимого от поверхности нагревателя.

Примечание. Необходимые формулы для расчета содержатся в разделе 3.1.

Ответы: $t_c=433,3^\circ\text{C}$; $t_{max}=437,5^\circ\text{C}$; $q=3,33 \cdot 10^5$ Вт/м².

Задача № 2. Тепловыделяющий элемент ядерного реактора выполнен из смеси карбида урана и графита в виде цилиндрического стержня диаметром $d=12$ мм. Плотность внутреннего тепловыделения $q_v=3,88 \cdot 10^8$ Вт/м³. Теплопроводность материала стержня $\lambda=58$ Вт/м·К.

Определить температуру (t_c) и плотность теплового потока (q , Вт/м²) на поверхности стержня, если его максимальная температура 2000°C .

Примечание. Формулы, необходимые для расчета, содержатся в разделе 3.2.

Ответы: $t_c=1939,8^\circ\text{C}$; $q=1,164 \cdot 10^6$ Вт/м².

Пример решения задачи

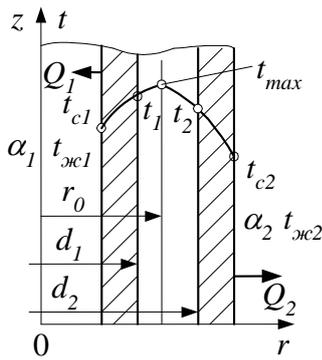


Рис. 3.7

Тепловыделяющий элемент выполнен из урана ($\lambda=31$ Вт/м·К) в форме трубы (рис. 3.7) с внутренним диаметром $d_1=16$ мм, наружным $d_2=26$ мм.

Объемная плотность тепловыделения $q_v=5 \cdot 10^7$ Вт/м³. Поверхности ТВЭЛа покрыты плотно прилегающими оболочками из нержавеющей стали ($\lambda_c=21$ Вт/м·К) толщиной $\delta=0,5$ мм. ТВЭЛ охлаждается двуокисью углерода (СО₂) по внутренней и наружной поверхностям оболочек с $t_{жс1}=200^\circ\text{C}$ и $t_{жс2}=240^\circ\text{C}$. Коэффициенты теплоотдачи от поверхностей оболочек к газу $\alpha_1=520$ Вт/м²·К, $\alpha_2=560$ Вт/м²·К.

Определить максимальную температуру ТВЭЛа (t_{max}), температуры на поверхностях оболочек (t_{c1} и t_{c2}) и на поверхностях урана (t_1 и t_2), а также потоки тепла (Q_1 и Q_2), отводимые от поверхности ТВЭЛа в расчете на длину $\ell=1$ м.

Решение

Тепловыделяющий элемент представляет собой цилиндрическую стенку с внутренним тепловыделением, охлаждаемую по наружной и внутренней поверхностям (раздел 3.3). При наличии стальных оболочек на поверхностях ТВЭЛа и с учетом исходных данных можно записать следующую систему уравнений:

$$Q_1 = \frac{t_1 - t_{жс1}}{\frac{1}{2\pi\ell\lambda_c} \ln \frac{d_1}{d_1 - 2\delta} + \frac{1}{\pi(d_1 - 2\delta)\ell\alpha_1}}, \quad (3.48)$$

$$Q_2 = \frac{t_2 - t_{жс2}}{\frac{1}{2\pi\ell\lambda_c} \ln \frac{d_2 + 2\delta}{d_2} + \frac{1}{\pi(d_2 + 2\delta)\ell\alpha_2}}, \quad (3.49)$$

$$Q_1 = q_v \pi (r_0^2 - r_1^2) \ell, \quad (3.50)$$

$$Q_2 = q_v \pi (r_2^2 - r_0^2) \ell, \quad (3.51)$$

$$r_0^2 = \frac{q_v (r_2^2 - r_1^2) - 4\lambda(t_1 - t_2)}{2q_v \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (3.52)$$

Система уравнений (3.48) – (3.52) содержит 5 неизвестных: Q_1 , Q_2 , t_1 , t_2 , r_0 и решается методом взаимных подстановок. В результате решения определяются искомые величины:

$$Q_1=6286 \text{ Вт}, Q_2=10199 \text{ Вт}, t_1=459^\circ\text{C}, t_2=458^\circ\text{C}, r_0=10,2 \text{ мм}.$$

Температуры на поверхностях стальных оболочек (t_{c_1} , t_{c_2}), а также максимальная температура ТВЭЛа (t_{max}) рассчитываются по формулам

$$Q_1 = \alpha_1 \pi (d_1 - 2\delta) l (t_{c_1} - t_{ж_1}),$$

$$Q_2 = \alpha_2 \pi (d_2 + 2\delta) l (t_{c_2} - t_{ж_2}),$$

$$t_{max} = t_1 + \frac{q_v r_0^2}{4 \lambda} \left[\left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 + 2 \ln \frac{r_0}{r_1} - 1 \right]$$

и равны $t_{c_1}=457^\circ\text{C}$, $t_{c_2}=455^\circ\text{C}$, $t_{max}=463^\circ\text{C}$.

Ответы: $Q_1=6286$ Вт; $Q_2=10199$ Вт; $t_1=459^\circ\text{C}$; $t_2=458^\circ\text{C}$; $r_0=10,2$ мм;

$t_{c_1}=457^\circ\text{C}$; $t_{c_2}=455^\circ\text{C}$; $t_{max}=463^\circ\text{C}$.

4. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

4.1. Теплообмен излучением между твердыми телами, разделенными диатермичной средой

Диатермичной называется среда, которая сама не излучает и не поглощает энергию излучения, но пропускает все лучи (прозрачна). Диатермичными являются одно- и двухатомные газы. Трех- и многоатомные газы излучают и поглощают энергию. Так как в воздухе содержание таких газов пренебрежимо мало (состав воздуха: $\approx 21\%$ O_2 и $\approx 79\%$ N_2), то его считают диатермичной средой.

4.1.1. Основные понятия и законы теплового излучения

Тепловое излучение – это процесс распространения внутренней энергии тела путем электромагнитных волн. К тепловому излучению относят инфракрасное и видимое излучение, диапазон длин волн которых $\lambda = 0,4 - 800$ мкм. Твердые тела излучают энергию всех длин волн в данном диапазоне, т.е. имеют сплошной спектр излучения.

Твердые тела излучают и поглощают энергию поверхностным слоем, поэтому интенсивность их излучения (поглощения) зависит от температуры и состояния поверхности (гладкая, шероховатая, черная, белая и т.д.).

Количество энергии излучения, переносимой за 1с через произвольную поверхность F , называется *поток излучения* и обозначается Q , Вт.

Поток излучения, соответствующий всему спектру излучения, называется *интегральным*.

Поверхностная *плотность потока* интегрального излучения обозначается $q=Q/F$, Вт/м².

Каждое тело не только излучает, но и поглощает лучистую энергию. Разность между поглощенной и собственной лучистой энергией называется *результатирующим* излучением:

$$Q_{рез} = Q_{погл} - Q_{соб}.$$

При $Q_{рез} > 0$ температура тела увеличивается, и наоборот.

При $Q_{рез} = 0$ температура тела не изменяется (состояние термического равновесия).

Из всего количества падающей на тело лучистой энергии ($Q_{пад}$) часть ее поглощается ($Q_{погл}$), часть отражается ($Q_{отр}$) и часть проходит сквозь тело ($Q_{проп}$). Следовательно,

$$Q_{пад} = Q_{погл} + Q_{отр} + Q_{проп}$$

или

$$1 = \frac{Q_{погл}}{Q_{пад}} + \frac{Q_{отр}}{Q_{пад}} + \frac{Q_{проп}}{Q_{пад}},$$

где $\frac{Q_{погл}}{Q_{пад}} = A$ - коэффициент поглощения;

$\frac{Q_{отр}}{Q_{пад}} = R$ - коэффициент отражения;

$\frac{Q_{проп}}{Q_{пад}} = D$ - коэффициент проницаемости.

Тогда

$$A + R + D = 1.$$

При $A=1, R=0, D=0$ тело называется *абсолютно черным*;

при $R=1, A=0, D=0$ – *абсолютно белым*;

при $D=1, A=0, R=0$ – *диатермичным (прозрачным)*.

В природе таких тел не существует. Для подавляющего большинства твердых тел справедливо равенство

$$A + R = 1.$$

Закон Стефана – Больцмана устанавливает связь поверхностной плотности потока интегрального излучения абсолютно черного тела с его температурой

$$q_0 = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}, \quad (4.1)$$

где $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – коэффициент излучения абсолютно черного тела. Индекс "0" указывает на то, что рассматривается излучение абсолютно черного тела.

Поток излучения абсолютно черного тела вычисляется по формуле

$$Q_0 = c_0 F \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ Вт.} \quad (4.2)$$

Степень черноты. Большинство реальных тел можно считать *серыми*. Степень черноты серых тел (ε) – это отношение собственного излучения серого тела к излучению абсолютно черного тела при одинаковой температуре, равной температуре серого тела

$$\varepsilon = \frac{Q_{\text{соб}}}{Q_0}. \quad (4.3)$$

Степень черноты изменяется в пределах $0 \leq \varepsilon \leq 1$ и зависит от температуры тела и его физических свойств. Значения ε для различных материалов приводятся в справочниках.

У металлов с увеличением температуры ε растет. При шероховатой поверхности, загрязнении ее или окислении ε может увеличиваться в несколько раз. Так, для полированного алюминия $\varepsilon = 0,04 \div 0,06$, при окислении поверхности она становится равной $0,2 \div 0,3$. Степень черноты теплоизоляционных материалов находится в пределах $0,7 \div 0,95$.

Согласно (4.3) и (4.2) собственное излучение серых тел рассчитывается по формуле

$$Q_{\text{соб}} = \varepsilon c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 F. \quad (4.4)$$

Закон Кирхгофа. Рассмотрим две параллельные поверхности с одинаковой температурой (T), одна из которых *абсолютно черная* ($A=1$), другая *серая* ($A<1$), рис. 4.1.

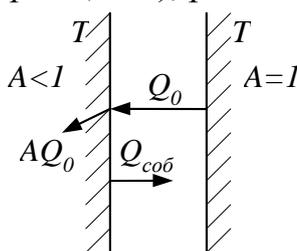


Рис. 4.1

Расстояние между поверхностями мало, так что все излучение одной поверхности попадает на другую.

Излучение абсолютно черной поверхности (Q_0) частично поглощается серой:

$$Q_{\text{погл}} = A Q_0.$$

Так как температуры поверхностей одинаковы, то результирующее излучение серой поверхности

$$Q_{\text{рез}} = Q_{\text{погл}} - Q_{\text{соб}} = 0,$$

откуда

$$\begin{aligned} Q_{\text{погл}} &= Q_{\text{соб}}, \\ A Q_0 &= Q_{\text{соб}}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\frac{Q_{cob}}{A} = Q_0 = c_0 F \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (4.6)$$

$$\frac{q_{cob}}{A} = q_0 = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = f(T). \quad (4.7)$$

Согласно закона Кирхгофа (4.7) отношение *излучательной* способности тела к *поглощательной* зависит только от температуры тела и не зависит от его свойств. Излучательная и поглощательная способности тела прямо пропорциональны друг другу. Если тело не излучает, то оно и не поглощает (абсолютно белое тело).

На основании (4.6) имеем

$$Q_{cob}/Q_0=A,$$

с учетом (4.3) получим

$$A=\varepsilon. \quad (4.8)$$

Таким образом, из закона Кирхгофа следует, что коэффициент поглощения серых тел численно равен их степени черноты.

4.1.2. Связь лучистых потоков

Перечислим виды лучистых потоков: падающий ($Q_{над}$), отраженный ($Q_{отр}$), поглощенный ($Q_{ногл}$), пропущенный ($Q_{прон}$), собственный (Q_{cob}), результирующий ($Q_{рез}$).

Сумма собственного и отраженного излучения *называется эффективным* излучением тела:

$$Q_{эф}=Q_{cob}+Q_{отр}. \quad (4.9)$$

Ранее было введено понятие результирующего излучения

$$Q_{рез}=Q_{ногл} - Q_{cob}. \quad (4.10)$$

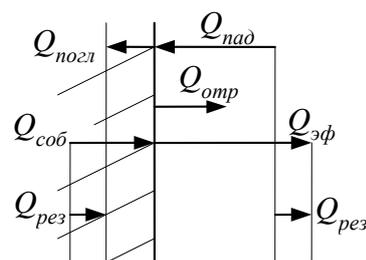


Рис. 4.2

Получим связи лучистых потоков на примере: пусть на тело с известными температурой (T), степенью черноты (ε) и площадью поверхности (F) падает поток излучения $Q_{над}$, рис. 4.2.

Часть этого излучения поглощается ($Q_{ногл}$), часть отражается ($Q_{отр}$). Сумму собственного (Q_{cob}) и отраженного ($Q_{отр}$) излучений называют эффективным излучением ($Q_{эф}$). Результирующее излучение согласно (4.10), характеризуется разностью поглощенного ($Q_{ногл}$) и собственного (Q_{cob}) излучений или падающего ($Q_{над}$) и эффективного ($Q_{эф}$):

$$Q_{рез}=Q_{над} - Q_{эф}. \quad (4.11)$$

Если поглощенное излучение тела $Q_{ногл}=A Q_{над}$ подставить в (4.10), разрешить формулу относительно $Q_{над}$ и подставить в (4.11), то получим

$$Q_{рез} = \frac{Q_{рез} + Q_{собр}}{A} - Q_{эф},$$

откуда

$$Q_{эф} = Q_{рез} \left(\frac{1}{A} - 1 \right) + \frac{Q_{собр}}{A},$$

а с учетом (4.6) и (4.8) связь между эффективным и результирующим потоками запишется в виде

$$Q_{эф} = Q_{рез} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + c_0 F \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ Вт} \quad (4.12)$$

или

$$q_{эф} = q_{рез} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (4.13)$$

Уравнения (4.12), (4.13) широко используются при расчетах лучистого теплообмена между телами.

4.1.3. Теплообмен излучением между двумя телами, произвольно расположенными в пространстве

Пусть имеем два тела, для которых даны площади излучающих поверхностей (F_1, F_2), температуры (T_1, T_2 , причем $T_1 > T_2$), степени черноты ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$), рис. 4.3.

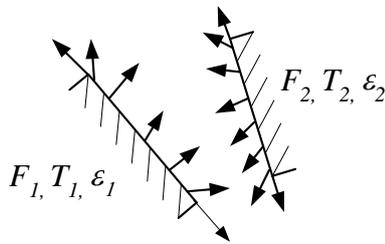


Рис. 4.3

Излучение, посылаемое первым телом по всем направлениям полусферического пространства, — эффективное излучение ($Q_{эф1}$). Часть этого излучения, $Q_{F_1 \rightarrow F_2}$, попадает на второе тело.

Отношение

$$\frac{Q_{F_1 \rightarrow F_2}}{Q_{эф1}} = \varphi_{1-2} \quad (4.14)$$

называется *коэффициентом облученности*, второго тела первым, или *угловым коэффициентом*. Угловым коэффициентом, $0 \leq \varphi \leq 1$, не зависит от свойств и температуры тел, а определяется только геометрическими параметрами: формой, размерами тел, расстоянием между телами и взаимной ориентацией их.

Аналогично для второго тела

$$\frac{Q_{F_2 \rightarrow F_1}}{Q_{эф2}} = \varphi_{2-1}. \quad (4.15)$$

Существуют аналитические, графические и экспериментальные методы определения угловых коэффициентов в различных системах тел. Для наиболее распространенных систем излучающих тел приводятся формулы для расчета угловых коэффициентов в справочниках.

На основании (4.14) и (4.15) имеем

$$Q_{F_1 \rightarrow F_2} = Q_{\varphi_{\phi_1}} \varphi_{1-2}, \quad Q_{F_2 \rightarrow F_1} = Q_{\varphi_{\phi_2}} \varphi_{2-1}.$$

Разность $Q_{F_1 \rightarrow F_2} - Q_{F_2 \rightarrow F_1} = Q$ и есть лучистый поток, передаваемый от первого тела ко второму,

$$Q = Q_{\varphi_{\phi_1}} \varphi_{1-2} - Q_{\varphi_{\phi_2}} \varphi_{2-1}, \quad (4.16)$$

где

$$Q_{\varphi_{\phi_1}} = Q_{\text{рез}_1} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) + c_0 F_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4, \quad (4.17)$$

$$Q_{\varphi_{\phi_2}} = Q_{\text{рез}_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) + c_0 F_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4, \quad (4.18)$$

$$Q_{\text{рез}_1} = -Q, \quad (4.19)$$

$$Q_{\text{рез}_2} = Q. \quad (4.20)$$

Решение системы уравнений (4.16) – (4.20) дает следующие формулы для расчета теплообмена излучением между двумя телами, произвольно расположенными друг относительно друга в пространстве:

$$Q = c_0 \varepsilon_{np} \left[F_1 \varphi_{1-2} \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - F_2 \varphi_{2-1} \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (4.21)$$

$$\text{где} \quad \varepsilon_{np} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \varphi_{1-2} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \varphi_{2-1}} - \text{приведенная} \quad (4.22)$$

степень черноты.

4.1.4. Теплообмен излучением между двумя бесконечными параллельными пластинами

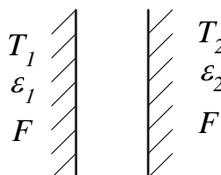


Рис. 4.4

Для двух параллельных неограниченных пластин площадью F , с температурами T_1 и T_2 и степенями черноты (ε_1 и ε_2) (рис. 4.4) справедливы равенства

$$\varphi_{1-2} = \varphi_{2-1} = 1, \quad F_1 = F_2 = F.$$

Подстановка их в (4.21) и (4.22) дает формулы для расчета теплообмена излучением в виде

$$Q = c_0 \varepsilon_{np} F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \text{ Вт}, \quad (4.23)$$

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}. \quad (4.24)$$

Проанализируем полученные формулы.

1. Если обе пластины абсолютно черные ($\varepsilon_1 \rightarrow 1, \varepsilon_2 \rightarrow 1$), то $\varepsilon_{np} = 1$, следовательно, поток теплоты, передаваемой излучением, максимальный.

2. Если одна пластина абсолютно черная ($\varepsilon_1 \rightarrow 1$), то $\varepsilon_{np} = \varepsilon_2$, следовательно, поток излучения определяется степенью черноты серой поверхности.

3. Если одна из пластин абсолютно белая ($\varepsilon_1 \rightarrow 0$), то $\varepsilon_{np} = 0$, т.е., чтобы уменьшить поток излучения, достаточно уменьшить степень черноты одной поверхности.

Эффективным способом уменьшения теплообмена излучением между поверхностями является постановка между ними экранов (тонких пластин типа фольги с высокой отражательной способностью), рис. 4.5.

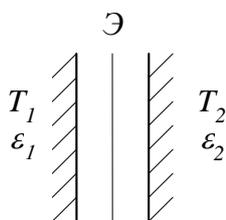


Рис. 4.5

При наличии между пластинами n экранов со степенями черноты $\varepsilon_{\varepsilon_1}, \varepsilon_{\varepsilon_2}, \dots, \varepsilon_{\varepsilon_n}$ передаваемый от одной пластины к другой поток излучения рассчитывается по формуле (4.23), а приведенная степень черноты по формуле (4.25)

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{np_{1-2}}} + \left(\sum_{i=1}^n \frac{2}{\varepsilon_{\varepsilon_i}} - 1 \right)}, \quad (4.25)$$

$\varepsilon_{np_{1-2}}$ рассчитывается по (4.24).

4.1.5. Теплообмен излучением между двумя телами, одно из которых расположено внутри другого

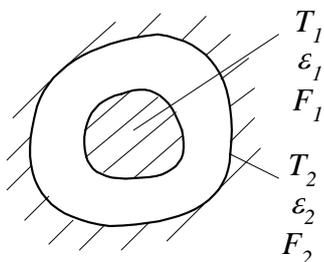


Рис. 4.6

Система таких тел изображена на рис. 4.6.

Дано: $T_1, \varepsilon_1, F_1, T_2, \varepsilon_2, F_2, T_1 > T_2$.

Определить: поток излучения Q , Вт.

Внутреннее тело 1 все свое излучение посылает на тело 2. Тело 2 часть своего излучения посылает на тело 1, а остальное – на себя. Угловые коэффициенты

$$\varphi_{1-2} = 1, \quad \varphi_{2-1} = F_1 / F_2.$$

Подставив значения φ_{1-2} и φ_{2-1} в (4.21) и (4.22), получим расчетные формулы для потока излучения Q в виде

$$Q = c_0 \varepsilon_{np} F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \text{ Вт}, \quad (4.26)$$

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}. \quad (4.27)$$

Проанализируем полученные формулы.

1. Если расстояние между телами мало ($F_1/F_2 \rightarrow 1$), то

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1},$$

т.е. в этом случае можно пренебречь кривизной поверхности тел и рассчитывать лучистый поток по формулам для двух параллельных пластин.

2. Если поверхность внутреннего тела мала по сравнению с поверхностью оболочки ($F_1/F_2 \rightarrow 0$), то $\varepsilon_{np} = \varepsilon_1$, а поток излучения определяется степенью черноты внутреннего тела

$$Q = c_0 \varepsilon_1 F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (4.28)$$

3. Если оболочка удалена от излучающего тела и имеет температуру, равную температуре окружающей среды ($T_2 = T_{жс}$), то (4.28) можно записать в виде

$$Q = c_0 \varepsilon F \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 \right], \text{ Вт}. \quad (4.29)$$

По формуле (4.29) рассчитывают лучистый поток, передаваемый от любых нагретых тел в окружающую диатермичную среду.

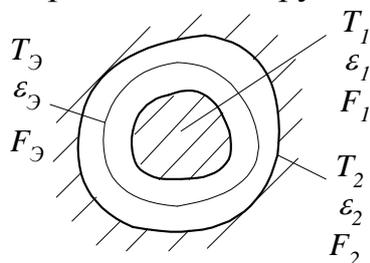


Рис. 4.7

Для уменьшения теплообмена излучением между телами ставят экраны (рис. 4.7).

При наличии между телами, одно из которых расположено внутри другого, n экранов лучистый поток рассчитывают по формуле (4.26), а приведенную степень черноты по формуле (4.30)

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{np_{1-2}}} + \sum_{i=1}^n \frac{F_1}{F_{\varepsilon_i}} \left(\frac{2}{\varepsilon_{\varepsilon_i}} - 1 \right)}, \quad (4.30)$$

$\varepsilon_{np_{1-2}}$ рассчитывается по (4.27). Согласно (4.30) приведенная степень черноты, а следовательно, и поток излучения Q зависят от F_1 и F_{ε_i} , т.е. от расстояния между телом и экранами.

4.2. Особенности излучения газов

Одно- и двухатомные газы прозрачны для теплового излучения. Излучающей и поглощающей способностью *обладают трех- и многоатомные газы.*

В практике теплотехнических расчетов наиболее распространенными трехатомными газами являются углекислый газ (CO_2) и водяные пары (H_2O).

Газы излучают и поглощают энергию каждой молекулой, число которых прямо пропорционально давлению газа и толщине газового слоя (в отличие от твердых тел, где излучает и поглощает только поверхностный слой молекул). Таким образом, излучение и поглощение газов зависит от *температуры (T), давления (p) и толщины газового слоя, характеризуемого длиной пути луча (ℓ).*

Газы излучают и поглощают энергию только в определенных интервалах длин волн ($\Delta\lambda$), называемых полосами излучения. Для лучей других длин волн, вне этих полос, газы прозрачны.

В табл. 4.1 приведены полосы излучения для CO_2 и H_2O .

Таблица 4.1

CO_2		H_2O	
$\Delta\lambda$, мкм	Ширина интервала	$\Delta\lambda$, мкм	Ширина интервала
2,4 – 3,0	0,6	1,7 – 2,0	0,3
4,0 – 4,8	0,8	2,2 – 3,0	0,8
12,5 – 16,5	4,0	4,8 – 8,5	3,7
		12 - 13	18

Из табл. 4.1 видно, что полос для H_2O больше и они шире. С ростом температуры излучение газов смещается в коротковолновую область, где ширина полос меньше. Следовательно, *интенсивность излучения газов с ростом температуры уменьшается.*

Степень черноты газа (ε_g) – это отношение собственного излучения газов к излучению абсолютно черного тела при температуре газа:

$$\varepsilon_z = \frac{q_z}{q_0} = f(p, T_z, \ell). \quad (4.31)$$

Степени черноты для CO_2 и H_2O определяются по номограммам

$$\varepsilon_{CO_2} = \frac{q_{CO_2}}{q_0} = f(T_z, p_{CO_2} \cdot \ell), \quad (4.32)$$

$$\varepsilon_{H_2O} = \frac{q_{H_2O}}{q_0} = f(T_z, p_{H_2O} \cdot \ell), \quad (4.33)$$

где p_{CO_2} , p_{H_2O} - парциальные давления.

Степень черноты газовой смеси CO_2 и H_2O находится по формуле

$$\varepsilon_z = \varepsilon_{CO_2} + \beta \varepsilon_{H_2O}, \quad (4.34)$$

где $\beta = f(p_{H_2O}, p_{H_2O} \cdot \ell)$ - поправочный коэффициент, определяемый из номограммы.

Длина пути луча для *газовых объемов* рассчитывается по уравнению

$$\ell = 0,9 \frac{4V}{F}, \quad (4.35)$$

где V , m^3 – объем газа; F , m^2 – площадь поверхности, омываемой газом.

Для *пучков труб*, омываемых излучающими газами, длина пути луча рассчитывается по формуле

$$\ell = 1,08 d_2 \left(\frac{s_1 \cdot s_2}{d_2} - 0,785 \right), \quad (4.36)$$

где d_2 - наружный диаметр трубы; s_1 , s_2 - поперечный и продольный шаги труб.

Номограммы для определения ε_{CO_2} , ε_{H_2O} , β имеются в [5], [7].

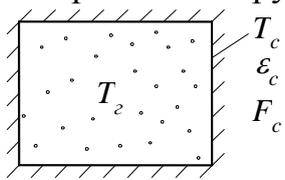
Уравнения для расчета **собственного излучения** газов и их смеси согласно (4.31) – (4.33) запишутся в виде

$$q_{CO_2} = \varepsilon_{CO_2} c_0 \left(\frac{T_z}{100} \right)^4, \quad (4.37)$$

$$q_{H_2O} = \varepsilon_{H_2O} c_0 \left(\frac{T_z}{100} \right)^4, \quad (4.38)$$

$$q_z = \varepsilon_z c_0 \left(\frac{T_z}{100} \right)^4. \quad (4.39)$$

Теплообмен излучением между газом и поверхностью (стенкой), рис. 4.8, или поверхностью трубного пучка рассчитывается по формуле



$$Q = \frac{1}{2} (\varepsilon_c + 1) c_0 F_c \left[\varepsilon_z \left(\frac{T_z}{100} \right)^4 - A_z \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right], \text{ Вт}, \quad (4.40)$$

Рис. 4.8

где ε_c , F_c – степень черноты и площадь поверхности стенки, омываемой газом; A_z – поглощательная способность газа при температуре поверхности (T_c), которая рассчитывается по формуле

$$A_z = \varepsilon'_{CO_2} \left(\frac{T_z}{T_c} \right)^{0,65} + \beta \varepsilon'_{H_2O}, \quad (4.41)$$

где $\varepsilon'_{CO_2} = f(T_c, p_{CO_2} \cdot \ell)$, $\varepsilon'_{H_2O} = f(T_c, p_{H_2O} \cdot \ell)$ и определяются по тем же номограммам, что и $\varepsilon_{CO_2} = f(T_z, p_{CO_2} \cdot \ell)$, $\varepsilon_{H_2O} = f(T_z, p_{H_2O} \cdot \ell)$.

Контрольные вопросы, задания и задачи для самостоятельного решения

1. Сравните степени черноты снега и сажи. Поясните результат сравнения.

2. Рассчитайте плотность теплового потока, передаваемого излучением (q , Вт/м²) от батареи отопления с температурой поверхности $t_c=60^\circ\text{C}$ и степенью черноты $\varepsilon_c=0,9$. Температура окружающего воздуха $t_{жс}=20^\circ\text{C}$.

Ответ: $q=251,4$ Вт/м².

3. Рассчитайте плотность теплового потока (q , Вт/м²), передаваемого через вакуумированный зазор двойной стенки колбы термоса при условии, что температуры поверхностей стенок $t_1=100^\circ\text{C}$, $t_2=20^\circ\text{C}$, степени черноты поверхностей $\varepsilon_1=\varepsilon_2=0,05$.

Какой толщины должен быть слой тепловой изоляции из войлока ($\lambda_{в}=0,0524$ Вт/м·К), чтобы компенсировать потери тепла излучением?

Ответы: $q=17,43$ Вт/м², $\delta_{из}=239$ мм.

4. Проанализируйте формулы для ε_{np} (4.25) и (4.30) при наличии между поверхностями одного экрана и ответьте на вопрос: как зависит лучистый поток от расстояния между нагретой поверхностью и экраном:

а) для двух параллельных плоских поверхностей;

б) для системы тел, одно из которых расположено внутри другого?

5. Через стенку толщиной δ (рис. 4.9) теплота передается теплопроводностью ($q_{\text{т}}$, Вт/м²), от поверхности стенки в окружающую среду – путем конвективного теплообмена ($q_{\text{к}}$) и излучением ($q_{\text{л}}$).

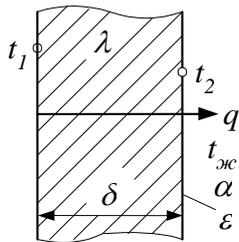


Рис. 4.9

Известны коэффициент теплопроводности стенки (λ), степень черноты поверхности (ε), температуры t_1 , t_2 , $t_{жс}$, коэффициент теплоотдачи (α).

Запишите формулы для расчета тепловых потоков q_T, q_K, q_L

$$q = q_T = q_K + q_L.$$

б. От каких факторов зависит излучение (поглощение):

- а) твердых тел;
- б) газов?

Примеры решения задач

Задача № 1. Определить потери теплоты излучением с 1 м длины паропровода (Q_ℓ , Вт/м), если его наружный диаметр $d=0,3$ м, степень черноты $\varepsilon = 0,9$, температура поверхности $t_c=450^\circ\text{C}$, температура окружающей среды $t_{жс}=20^\circ\text{C}$.

Какими будут потери теплоты излучением (Q'_ℓ , Вт/м), если паропровод поместить в оболочку из жести диаметром $d_{об}=0,4$ м, степенью черноты $\varepsilon_{об}=0,6$?

Решение

При излучении паропровода в неограниченное пространство потери теплоты согласно уравнению (4.29) составят

$$Q_\ell = \varepsilon c_0 \pi d \left[\left(\frac{T_c}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 \right] = 0,9 \cdot 5,67 \cdot 3,14 \cdot 0,3 \cdot \left[\left(\frac{450 + 273}{100} \right)^4 - \left(\frac{20 + 273}{100} \right)^4 \right] = 12781 \text{ Вт/м.}$$

При наличии оболочки потери теплоты излучением рассчитываются согласно (4.26) и (4.27), по формулам

$$Q'_\ell = c_0 \varepsilon_{np} \pi d \left[\left(\frac{T_c}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{об}}{100} \right)^4 \right], \quad (4.42)$$

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{\pi d \ell}{\pi d_{об} \ell} \left(\frac{1}{\varepsilon_{об}} - 1 \right)}. \quad (4.43)$$

Температуру оболочки ($T_{об}$) найдем из уравнения теплового баланса чистой энергии в системе "паропровод – экран – окружающая среда"

$$Q'_\ell = c_0 \varepsilon_{np} \pi d \left[\left(\frac{T_c}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{об}}{100} \right)^4 \right] = c_0 \varepsilon_{об} \pi d_{об} \left[\left(\frac{T_{об}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ж}}{100} \right)^4 \right]. \quad (4.44)$$

По уравнению (4.43) находим $\varepsilon_{np}=0,621$, по уравнению теплового баланса (4.44) рассчитываем температуру оболочки $t_{об}=320^\circ\text{C}$ и по уравнению (4.42) находим потери тепла от экранированного паропровода $Q'_\ell=4962$ Вт/м. Потери тепла излучением уменьшились в $Q_\ell / Q'_\ell=12781/4962=2,58$ раз.

Задача № 2. Определить степень черноты и плотность потока излучения смеси газов (O_2 , N_2 , CO_2), транспортируемых по трубе диаметром $d_1=200$ мм. Температура газов $t_2=800^\circ\text{C}$, парциальное давление углекислого газа $p_{CO_2}=0,09$ бар.

Решение

Из трех газов излучающим (и поглощающим) является только углекислый газ (CO_2).

Степень черноты углекислого газа, $\varepsilon_{CO_2}=f(t_2, p_{CO_2} \cdot \ell)$, определим из номограммы, приведенной в [5], с.211. Длину пути луча для трубы найдем по формуле

$$\ell = 0,9 \frac{4V}{F} = 0,9 \frac{4\pi d_1^2 \ell / 4}{\pi d_1 \ell} = 0,9 d_1 = 0,9 \cdot 0,2 = 0,18 \text{ м.}$$

Произведение $p_{CO_2} \cdot \ell = 0,9 \cdot 1,02 \cdot 18 = 1,65 \text{ см} \cdot (\text{кг}/\text{см}^2)$.

Из номограммы находим $\varepsilon_{CO_2}=0,062$.

Плотность потока собственного излучения углекислого газа вычисляется по формуле

$$q_{CO_2} = c_0 \varepsilon_{CO_2} \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 = 5,67 \cdot 0,062 \left(\frac{800 + 273}{100} \right)^4 = 4660 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

5. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА СО СЛОЖНЫМ ТЕПЛООБМЕНОМ НА ПОВЕРХНОСТЯХ СТЕНКИ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

5.1. Теплопередача через плоскую стенку со сложным теплообменом

Сложный теплообмен – это одновременная передача теплоты двумя или тремя способами (конвекцией, теплопроводностью, излучением).

Пусть теплота передается от горячей воды с температурой $t_{ж1}$ через плоскую стенку толщиной δ к окружающему спокойному воздуху с температурой $t_{ж2}$ (рис. 5.1).

Дано: δ ; $t_{ж1}$; $t_{ж2}$; коэффициент теплопроводности стенки λ ; коэффициенты конвективной теплоотдачи α_1, α_2 ; степень черноты поверхности стенки ε_c .

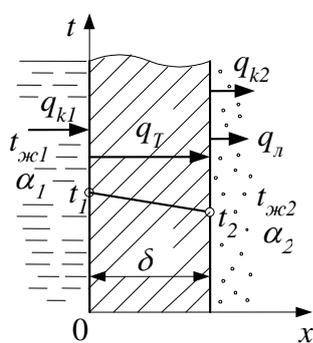


Рис. 5.1

Определить: плотность передаваемого теплового потока (q , Вт/м²) и температуры на поверхностях стенки t_1 и t_2 .

От воды к поверхности теплота передается путем конвективного теплообмена ($q_{к1}$), через стенку – теплопроводностью (q_T), от стенки к воздуху – конвекцией ($q_{к2}$) и излучением (q_l).

Таким образом,

$$q = q_{к1} = q_T = q_{к2} + q_l, \quad (5.1)$$

$$q_{к1} = \alpha_1 (t_{ж1} - t_1), \quad (5.2)$$

$$q_T = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2), \quad (5.3)$$

$$q_{к2} = \alpha_2 (t_2 - t_{ж2}), \quad (5.4)$$

$$q_l = \varepsilon_c c_0 \left[\left(\frac{T_2}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ж2}}{100} \right)^4 \right]. \quad (5.5)$$

При расчетах теплопередачи со сложным теплообменом на поверхностях суммарную теплоотдачу заменяют *эквивалентным тепловым потоком*, например конвективным:

$$q_{к2} + q_l = q_{экр} = \alpha_{экр} (t_2 - t_{ж2}). \quad (5.6)$$

При подстановке (5.4) в (5.6) получим формулу для расчета эквивалентного коэффициента теплоотдачи

$$\alpha_{\text{экв}} = \alpha_2 + \frac{q_l}{t_2 - t_{\text{жс}_2}} = \alpha_2 + \alpha_l. \quad (5.7)$$

Слагаемое $\frac{q_l}{t_2 - t_{\text{жс}_2}} = \alpha_l$ учитывает передачу теплоты излучением и называется *лучистым коэффициентом* теплоотдачи.

В наиболее общем виде формулу для расчета *эквивалентного коэффициента теплоотдачи* можно записать так:

$$\alpha_{\text{экв}} = \alpha + \frac{q_l}{|t_c - t_{\text{жс}}|}, \quad (5.8)$$

где $|t_c - t_{\text{жс}}|$ - абсолютная величина разности температур поверхности и среды.

Таким образом, систему 4^х уравнений (5.2)-(5.5) заменяем системой 3^х уравнений:

$$q = \alpha_1(t_{\text{жс}_1} - t_1), \quad (5.9)$$

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t_1 - t_2), \quad (5.10)$$

$$q = \alpha_{\text{экв}}(t_2 - t_{\text{жс}_2}), \quad (5.11)$$

совместное решение которых дает расчетную формулу для плотности теплового потока

$$q = \frac{t_{\text{жс}_1} - t_{\text{жс}_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{\text{экв}}}}. \quad (5.12)$$

Формула (5.12) включает эквивалентный коэффициент теплоотдачи ($\alpha_{\text{экв}}$), который требует знания температуры поверхности со сложным теплообменом (t_2). Так как эта температура неизвестна, то ее задают; по (5.7) с учетом (5.5) рассчитывают $\alpha_{\text{экв}}$, затем по (5.12) рассчитывают q . Правильность задания температуры t_2 проверяют уравнением (5.11). Если температура поверхности t_2 , рассчитанная по (5.11), совпадает с заданной – расчет закончен. В противном случае расчет повторяют с температурой t_2 , вычисленной по (5.11), до тех пор, пока проверка не подтвердит заданную температуру. Такой метод расчета называется *методом последовательных приближений* и его не избежать при расчетах теплопередачи со сложным теплообменом на поверхностях.

После того, как найдены q и t_2 , рассчитывают температуру t_1 по уравнениям (5.9) или (5.10).

5.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку со сложным теплообменом

Рассмотрим передачу теплоты через стенку трубы водяного экономайзера парового котла от дымовых газов со средней температурой $t_{ж1}$, омывающих наружную поверхность трубы, к нагреваемой воде со средней температурой $t_{ж2}$, движущейся по трубе (рис. 5.2).

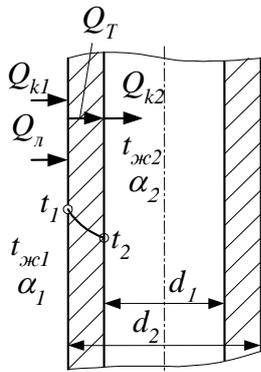


Рис. 5.2

Дано: геометрические размеры трубы (d_1, d_2, ℓ), коэффициент теплопроводности материала трубы (λ), температура дымовых газов ($t_{ж1}$) и воды ($t_{ж2}$), конвективные коэффициенты теплоотдачи (α_1, α_2), степень черноты наружной поверхности трубы (ε_c).

Определить: передаваемый через стенку трубы тепловой поток (Q , Вт) и температуры на поверхностях трубы (t_1 и t_2).

Теплота от дымовых газов, содержащих в своем составе излучающие газы (CO_2 и H_2O), к наружной поверхности трубы передается конвекцией ($Q_{к1}$) и излучением (Q_l), через стенку трубы – теплопроводностью (Q_t), от внутренней поверхности трубы к воде – путем конвективного теплообмена ($Q_{к2}$).

Таким образом, передаваемый тепловой поток

$$Q = Q_{к1} + Q_l = Q_t = Q_{к2}, \quad (5.13)$$

$$Q_{к1} = \alpha_1 F_n (t_{ж1} - t_1), \quad (5.14)$$

$$Q_l = \frac{1}{2} (\varepsilon_c + 1) c_0 F_n \left[\varepsilon_z \left(\frac{T_{ж1}}{100} \right)^4 - A_z \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \right], \quad (5.15)$$

$$Q_t = \frac{2\pi\ell\lambda(t_1 - t_2)}{\ell n \frac{d_2}{d_1}}, \quad (5.16)$$

$$Q_{к2} = \alpha_2 F_в (t_2 - t_{ж2}), \quad (5.17)$$

где $F_n = \pi d_2 \ell$, $F_в = \pi d_1 \ell$ - площади наружной и внутренней поверхностей трубы; ε_z, A_z - степень черноты и коэффициент поглощения газов (см. формулу 4.40).

Заменяя суммарную теплоотдачу от дымовых газов к поверхности трубы эквивалентным конвективным тепловым потоком

$$Q_{к1} + Q_l = Q_{экв} = \alpha_{экв} F_n (t_{ж1} - t_1), \quad (5.18)$$

получим формулу для расчета эквивалентного коэффициента теплоотдачи

$$\alpha_{\text{экв}} = \alpha_1 + \frac{q_{\text{л}}}{t_{\text{жс}1} - t_1}, \quad (5.19)$$

где $q_{\text{л}} = \frac{Q_{\text{л}}}{F_{\text{н}}}$, Вт/м² – плотность потока излучения.

Таким образом, приходим к системе трех уравнений:

$$Q = \alpha_{\text{экв}} F_{\text{н}} (t_{\text{жс}1} - t_1), \quad (5.20)$$

$$Q = \frac{2\pi\ell\lambda(t_1 - t_2)}{\ln \frac{d_2}{d_1}}, \quad (5.21)$$

$$Q = \alpha_2 F_{\text{в}} (t_2 - t_{\text{жс}2}), \quad (5.22)$$

совместное решение которых дает расчетную формулу для теплового потока

$$Q = \frac{t_{\text{жс}1} - t_{\text{жс}2}}{\frac{1}{\alpha_{\text{экв}} F_{\text{н}}} + \frac{1}{2\pi\ell\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_{\text{в}}}}. \quad (5.23)$$

А далее расчет производят по той же схеме: задают температуру на поверхности со сложным теплообменом t_1 , рассчитывают $\alpha_{\text{экв}}$, тепловой поток по формуле (5.23), сравнивают заданную температуру t_1 с найденной температурой t_1 из уравнения (5.20). Повторяют расчет до их совпадения. Затем рассчитывают температуру t_2 по уравнениям (5.21) или (5.22).

5.3. Интенсификация теплопередачи

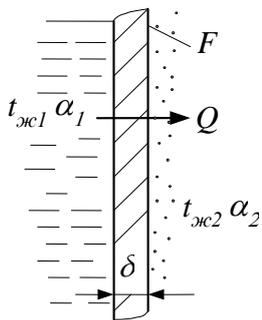


Рис. 5.3

Как известно, назначение тепловой изоляции – уменьшить передаваемую теплоту. Наряду с этим в технике приходится решать обратную задачу – увеличить теплопередачу. Примерами таких технических устройств являются теплообменники, токоведущие части электрических аппаратов и т.д.

Рассмотрим передачу теплоты от горячей воды с температурой $t_{\text{жс}1}$ к воздуху с температурой $t_{\text{жс}2}$, через плоскую стенку толщиной δ с площадью поверхности F (рис. 5.3).

Передаваемый через стенку тепловой поток

$$Q = \kappa (t_{\text{жс}1} - t_{\text{жс}2}) F, \quad (5.24)$$

прямо пропорционален коэффициенту теплопередачи

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

и обратно пропорционален сумме термических сопротивлений

$$\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}.$$

Уменьшить термические сопротивления можно за счет увеличения коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 , уменьшения толщины стенки δ и увеличения коэффициента теплопроводности стенки (λ).

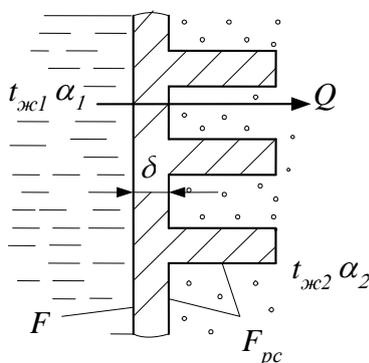
Если формулу (5.24) записать в виде

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F} + \frac{\delta}{\lambda F} + \frac{1}{\alpha_2 F}}, \quad (5.25)$$

то появится еще один способ уменьшения термических сопротивлений – увеличение площади поверхности теплообмена F за счет оребрения стенки.

Именно этот способ чаще всего применяется для интенсификации теплопередачи.

Учитывая, что термическое сопротивление стенки мало ($\frac{\delta}{\lambda F} \rightarrow 0$), увеличивать площадь поверхности теплообмена следует со стороны меньшего коэффициента теплоотдачи. При $\alpha_1 \gg \alpha_2$ (рис. 5.3, теплоотдача от воды к стенке на 2 порядка больше, чем от стенки к воздуху) термическое сопротивление $\frac{1}{\alpha_1 F} \rightarrow 0$, следовательно, теплопередачу (Q) определяет термическое сопротивление $\frac{1}{\alpha_2 F}$. Если оребрить поверхность стенки со стороны воздуха (рис.5.4), то термическое сопротивление уменьшится:



$$\frac{1}{\alpha_2 F_{pc}} < \frac{1}{\alpha_2 F},$$

а теплопередача

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F} + \frac{\delta}{\lambda F} + \frac{1}{\alpha_2 F_{pc}}} \quad (5.26)$$

Рис. 5.4

увеличится.

Отношение $\frac{F_{pc}}{F}$ называют *коэффициентом оребрения*. Увеличивать F_{pc}

можно до тех пор, пока термическое сопротивление $\frac{1}{\alpha_2 F_{pc}}$ не сравняется с любым из двух других ($\frac{1}{\alpha_1 F}$ или $\frac{\delta}{\lambda F}$). Дальнейшее увеличение F_{pc} малоэффективно.

Формула (5.26) для расчета теплопередачи через оребренную стенку является приближенной, т.к. не учитывает форму, размеры, ориентацию ребер.

Расчетные уравнения для оребренных стенок можно получить, если рассмотреть задачу о теплопроводности стержня (ребра) постоянного поперечного сечения, нагреваемого с одного конца (рис. 5.5).

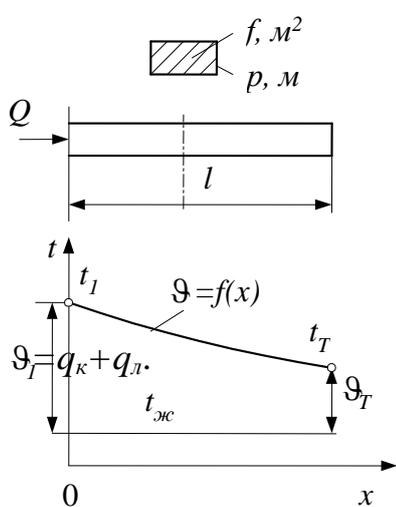


Рис. 5.5

Тонкий стержень с высокой теплопроводностью λ , длиной l , поперечным сечением f (p – периметр сечения f), с температурой в начальном сечении t_1 находится в среде с постоянной температурой $t_{жс}$. Коэффициент теплоотдачи от поверхности стержня к окружающей среде – α .

Ввиду высокого коэффициента теплопроводности стержня и малых размеров сечения f по сравнению с длиной стержня l , можно пренебречь изменением температуры по сечению и учитывать изменение температуры только по длине стержня.

Математическая формулировка задачи включает в себя дифференциальное уравнение температурного поля стержня (5.27) и граничные условия в начальном сечении (5.28) и на торце стержня (5.29)

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} - m^2 \vartheta = 0, \quad (5.27)$$

$$\text{при } x=0 \quad \vartheta = \vartheta_1, \quad (5.28)$$

$$\left(\frac{d\vartheta}{dx} \right)_{x=l} = 0. \quad (5.29)$$

Здесь $\vartheta = t - t_{жс}$ – избыточная температура стержня; $\vartheta_1 = t_1 - t_{жс}$ – избыточная температура начального сечения стержня; $m = \sqrt{\frac{\alpha \cdot p}{\lambda \cdot f}}$, 1/м; $f, \text{ м}^2$ – площадь поперечного сечения стержня; $p, \text{ м}$ – периметр этого сечения.

Решением системы уравнений (5.27) – (5.29) является уравнение температурного поля стержня

$$\vartheta = \vartheta_1 \frac{\operatorname{ch}[m(\ell - x)]}{\operatorname{ch}(m\ell)}, \quad (5.30)$$

по которому можно вычислить температуры на любой координате x по длине стержня (рис. 5.5). Закон распределения температуры по длине стержня $\vartheta=f(x)$ – степенной, т.к. гиперболические функции

$$\operatorname{ch} x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}, \quad (5.31)$$

$$\operatorname{sh} x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}, \quad (5.32)$$

$$\operatorname{th} x = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (5.33)$$

описываются степенными зависимостями.

На основании (5.30) при $x=\ell$ можно получить формулу для расчета избыточной температуры торца стержня $\vartheta_T = t_T - t_{жс}$

$$\vartheta_T = \frac{\vartheta_1}{\operatorname{ch}(m\ell)}. \quad (5.34)$$

Количество теплоты, отдаваемое поверхностью стержня в окружающую среду, равно количеству теплоты, подводимой к основанию стержня,

$$Q = -\lambda \left(\frac{d\vartheta}{dx} \right)_{x=0} f. \quad (5.35)$$

Совместное решение (5.35) и (5.30) дает расчетную формулу для теплового потока, рассеиваемого стержнем

$$Q = \lambda \vartheta_1 m f \cdot \operatorname{th}(m\ell), \text{ Вт.} \quad (5.36)$$

Формулы (5.30), (5.34), (5.36) применяются для расчета температуры и тепла, рассеиваемого ребрами.

5.3.1. Теплоотдача поверхности с прямыми ребрами

На рис. 5.6 показана стенка с прямыми горизонтальными ребрами.

Тепловой поток, рассеиваемый оребренной поверхностью, рассчитывается по формуле

$$Q = nQ_p + Q_c, \quad (5.37)$$

где Q_p , Q_c – тепловые потоки, рассеиваемые одним ребром и межреберной поверхностью соответственно:

$$Q_p = \lambda \vartheta_1 m f \cdot \operatorname{th}(ml), \quad (5.38)$$

$$Q_c = \alpha_c F_c \vartheta_1, \quad (5.39)$$

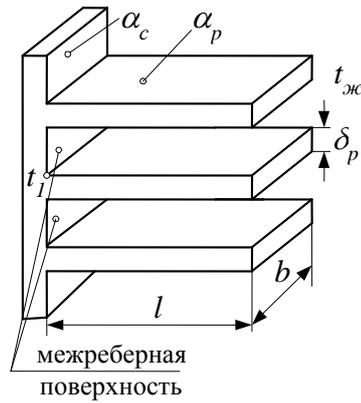


Рис. 5.6

Обозначения: α_p, α_c – коэффициенты теплоотдачи от ребер и межреберной поверхности соответственно; $t_{жс}$ – температура среды; t_l – температура межреберной поверхности и основания ребер; δ_p – толщина ребра; l – длина ребра; b – ширина ребра; F_c – площадь межреберной поверхности; n – число ребер

$$m = \sqrt{\frac{\alpha_p p}{\lambda f}}, \quad (5.40)$$

$$f = b \delta_p, \quad p = 2b + 2\delta.$$

Учитывая малую толщину ребер, можно принять $p = 2b$ и тогда значение m , наряду с (5.40), можно рассчитывать по формуле (5.41)

$$m = \sqrt{\frac{2\alpha_p}{\lambda \delta_p}}. \quad (5.41)$$

Отношение теплового потока, рассеиваемого ребром (Q_p) к максимально возможному тепловому потоку (Q_p^{\max}), при условии постоянной избыточной температуры по длине ребра ($\vartheta_l = const$), называют *коэффициентом эффективности ребра* и обозначают E :

$$E = \frac{Q_p}{Q_p^{\max}} = \frac{\lambda m f \vartheta_1 \cdot th(m l)}{\alpha_p F_p \vartheta_1}, \quad (5.42)$$

где $F_p = 2b l$, m^2 – площадь поверхности ребра.

После подстановки в (5.42) значений m, f, F_p и последующих алгебраических преобразований получим формулу для коэффициента эффективности ребра в виде

$$E = \frac{th(m l)}{m l}. \quad (5.43)$$

Анализ (5.43) дает, что $E \rightarrow 1$ при $m\ell \rightarrow 0$, т.е. чем меньше длина ребра (ℓ), чем больше его теплопроводность (λ), тем больше коэффициент эффективности ребра (E).

На основании (5.42) можно записать формулу для теплового потока, рассеиваемого ребром, в виде

$$Q_p = \alpha_p F_p \vartheta_1 E. \quad (5.44)$$

Избыточная температура торца прямого ребра рассчитывается по формуле (5.34).

5.3.2. Теплоотдача оребренных труб

Труба с прямыми продольными ребрами постоянного сечения (рис. 5.7)

Все расчеты производятся по вышеприведенным формулам для прямых ребер.

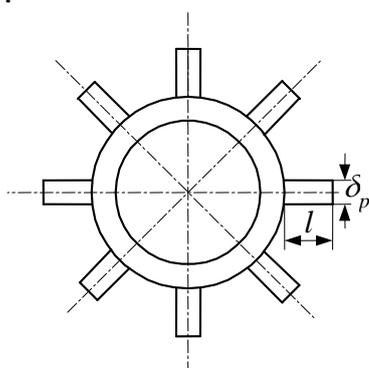


Рис. 5.7

Обозначения: δ_p – толщина ребра;
 ℓ – длина ребра

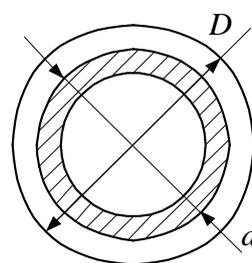


Рис. 5.8

Обозначения: d – диаметр трубы;
 D – диаметр ребра

Труба с круглыми поперечными ребрами (рис. 5.8).

Тепловые потоки, рассеиваемые оребренной трубой (Q), межреберной поверхностью (Q_c) и круглым ребром (Q_p), рассчитываются по формулам (5.37), (5.39), (5.44), значение m – по формуле (5.41).

Коэффициент эффективности круглого ребра рассчитывается по уравнению

$$E = \frac{th(m\ell')}{m\ell'},$$

где $\ell' = \frac{D-d}{2} \left(1 + 0,35 \ln \frac{D}{d} \right)$ – длина круглого ребра.

Площадь поверхности круглого ребра рассчитывается по формуле

$$F_p = 2 \frac{\pi (D^2 - d^2)}{4}.$$

Труба с поперечными прямоугольными ребрами (рис. 5.9)

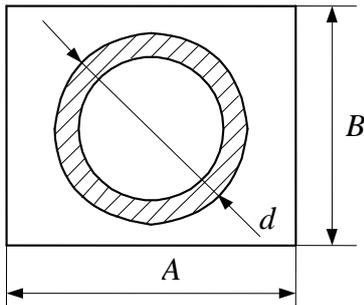


Рис. 5.9

Обозначения: A – большая сторона ребра; B – меньшая сторона ребра; d – диаметр трубы

Тепловые потоки Q , Q_c , Q_p и величина m рассчитываются по тем же формулам, что и для трубы с круглыми ребрами.

Коэффициент эффективности прямоугольного ребра рассчитывается по формуле

$$E = \frac{t h (m \ell'')}{m \ell''},$$

где $\ell'' = 0,5 d (\rho - 1) (1 + 0,35 \ln \rho)$,

$$\rho = 1,28 \frac{B}{d} \sqrt{\frac{A}{B} - 0,2}.$$

Площадь поверхности прямоугольного ребра определится по формуле

$$F_p = 2 \left(AB - \frac{\pi d^2}{4} \right).$$

5.3.3. Теплопередача через оребренные стенки

Теплопередача от одной жидкости с $t_{ж1}$ к другой с $t_{ж2}$ через оребренную стенку рассчитывается по формулам:

- для плоской стенки (рис. 5.10)

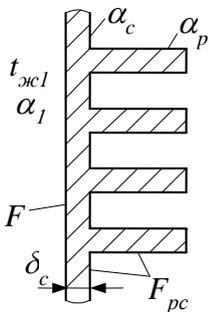


Рис. 5.10

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F} + \frac{\delta_c}{\lambda F} + \frac{1}{\alpha_{np} F_{pc}}}; \quad (5.45)$$

- для оребренной стенки трубы

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{1}{2 \pi \ell \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_{np} F_{pc}}}. \quad (5.46)$$

В формулах (5.45) и (5.46) приведенный коэффициент теплоотдачи (α_{np}) и площадь оребренной поверхности (F_{pc}) рассчитываются по формулам

$$\alpha_{np} = \alpha_p \cdot \frac{n F_p}{F_{pc}} E + \alpha_c \frac{F_c}{F_{pc}}, \quad (5.47)$$

$$F_{pc} = n F_p + F_c, \quad (5.48)$$

где F_p – площадь поверхности ребра; n – число ребер.

Учитывая, что $\frac{F_c}{F_{pc}} \ll \frac{n F_p}{F_{pc}}$, в (5.47) можно принять $\alpha_c = \alpha_p$.

Контрольные вопросы и задания

1. Дайте определение эквивалентного коэффициента теплоотдачи (формула 5.8) "Эквивалентный коэффициент теплоотдачи – это ...". Закончите фразу.

2. От наружной поверхности трубы диаметром $d = 50$ мм с температурой $t_c = 90^\circ\text{C}$ теплота передается к окружающему спокойному воздуху с температурой $t_{жс} = 10^\circ\text{C}$. Конвективный коэффициент теплоотдачи $\alpha = 8$ Вт/м²К. Степень черноты поверхности трубы $\varepsilon_c = 0,9$.

Рассчитайте лучистый (α_l) и эквивалентный ($\alpha_{экв}$) коэффициенты теплоотдачи.

3. Для условия предыдущей задачи сравните конвективный (α) и лучистый (α_l) коэффициенты теплоотдачи. Как изменится соотношение между ними:

а) при уменьшении температуры поверхности трубы до $t_c = 40^\circ\text{C}$;

б) при увеличении температуры до $t_c = 120^\circ\text{C}$?

Сделайте выводы.

4. По виду теплоносителей различают теплообменники водо-водяные, газо-водяные, газо-газовые. В каких теплообменниках и со стороны какого теплоносителя выполняется оребрение?

5. Поясните физический смысл коэффициента эффективности ребра. При каких условиях он растет?

6. Батарея отопления – чугунная труба с поперечными круглыми ребрами. Длина трубы $\ell_{тр} = 1$ м, наружный диаметр трубы $d = 60$ мм, число ребер $n = 50$, диаметр ребер $D = 120$ мм, толщина ребер $\delta = 2$ мм.

Рассчитайте площадь оребренной поверхности (F_{pc}).

7. Батарея отопления – чугунная труба с поперечными круглыми ребрами.

Дано: длина трубы ($\ell_{тр}$), наружный диаметр трубы (d), толщина ребер и их количество (δ_p , n), диаметр ребер (D), теплопроводность чугуна (λ), температура наружной поверхности трубы (t_c), температура окружающей среды ($t_{жс}$), коэффициенты теплоотдачи от межреберной поверхности (α_c) и от ребер (α_p).

Запишите все формулы, необходимые для расчета конвективной теплоотдачи (Q , Вт) от поверхности оребренной трубы.

Примеры решения задач

Задача №1. Рассчитать плотность теплового потока (q , Вт/м²), передаваемого через чугунную стенку трубы батареи отопления от горячей воды с температурой $t_{жс1} = 70^\circ\text{C}$ к спокойному окружающему воздуху с температурой $t_{жс2} = 20^\circ\text{C}$, и температуры на поверхностях стенки (t_1 и t_2).

Толщина стенки трубы, коэффициент теплопроводности чугуна и степень черноты поверхности трубы равны соответственно $\delta_c = 3$ мм, $\lambda = 63$ Вт/м·К, $\varepsilon_c = 0,9$. Конвективный коэффициент теплоотдачи от воды к

внутренней поверхности $\alpha_1 = 3500 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$, от наружной поверхности стенки трубы к воздуху $\alpha_2 = 6,5 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$.

Решение

Для металлических труб, вследствие их высокой теплопроводности, пренебрегают кривизной стенки и расчет производят по формулам для плоской стенки. В этом случае расчетные уравнения для данной задачи обозначены номерами (5.5), (5.7), (5.9)-(5.12).

На наружной поверхности трубы – сложный теплообмен. Задаемся температурой этой поверхности. Пусть $t_2 = 69^\circ\text{С}$.

Рассчитываем

$$q_{\text{л}} = 0,9 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{69 + 273}{100} \right)^4 - \left(\frac{20 + 273}{100} \right)^4 \right] = 322 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2},$$

$$\alpha_{\text{экв}} = 6,5 + \frac{322}{69 - 20} = 13,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}},$$

$$q = \frac{70 - 20}{\frac{1}{3500} + \frac{0,003}{63} + \frac{1}{13,1}} = 652 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Из уравнения (5.11) находим температуру t_2 :

$$t_2 = t_{\text{ж}2} + \frac{q}{\alpha_{\text{экв}}} = 20 + \frac{652}{13,1} = 69,77^\circ\text{С}.$$

Отличие найденной температуры t_2 от заданной составляет $0,77^\circ\text{С}$, т.е. меньше одного градуса, и повторение расчета при $t_2 = 69,77^\circ\text{С}$ практически не изменит величину $q = 652 \text{ Вт/м}^2$.

Определим температуру на внутренней поверхности трубы по формуле (5.10):

$$t_1 = t_2 + \frac{q \delta}{\lambda} = 69,77 + \frac{652 \cdot 0,003}{63} = 69,8^\circ\text{С}.$$

Ответы: $q = 652 \text{ Вт/м}^2$, $t_1 = 69,8^\circ\text{С}$, $t_2 = 69,77^\circ\text{С}$.

Задача №2. Водяной экономайзер выполнен из круглых ребристых чугунных труб наружным диаметром $d = 76 \text{ мм}$. Диаметр ребер $D = 200 \text{ мм}$, толщина ребер $\delta_p = 5 \text{ мм}$.

Определить количество теплоты, которое будет передаваться от горячих газов к наружной поверхности одной трубы, и температуру на торце ребра, если температура газов $t_{\text{ж}} = 400^\circ\text{С}$, температура у основания ребер $t_1 = 180^\circ\text{С}$, длина обогреваемой части трубы $\ell_{\text{тр}} = 3 \text{ м}$, количество ребер $n = 150$. Коэффициент теплоотдачи от газов к ребренной поверхности $\alpha = 46,5 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$, коэффициент теплопроводности чугуна $\lambda = 52,4 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$.

Решение

Для определения теплового потока, воспринимаемого круглым ребром (Q_p), необходимы следующие величины:

$$F_p = \frac{\pi(D^2 - d^2)}{2} = \frac{3,14(0,2^2 - 0,076^2)}{2} = 0,0537 \text{ м}^2,$$

$$m = \sqrt{\frac{2\alpha_p}{\lambda\delta_p}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 46,5}{52,4 \cdot 0,005}} = 18,84 \frac{1}{\text{м}},$$

$$\ell' = \frac{D-d}{2} \left(1 + 0,35 \ln \frac{D}{d} \right) = \frac{0,2 - 0,076}{2} \left(1 + 0,35 \ln \frac{0,2}{0,076} \right) = 0,083 \text{ м},$$

$$m\ell' = 18,84 \cdot 0,083 = 1,564,$$

$$\text{th}(m\ell') = \frac{e^{1,564} - e^{-1,564}}{e^{1,564} + e^{-1,564}} = 0,916,$$

$$E = \frac{\text{th}(m\ell')}{m\ell'} = \frac{0,916}{1,564} = 0,586,$$

$$\vartheta_1 = t_{\text{ж}} - t_1 = 400 - 180 = 220 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Тогда

$$Q_p = \alpha F_p \vartheta_1 E = 46,5 \cdot 0,0537 \cdot 220 \cdot 0,586 = 321,9 \text{ Вт}.$$

Площадь межреберной поверхности

$$F_c = \pi d(\ell_{mp} - \delta_p \cdot n) = 3,14 \cdot 0,076 (3 - 0,005 \cdot 150) = 0,537 \text{ м}^2.$$

Тепловой поток, воспринимаемый межреберной поверхностью,

$$Q_c = \alpha \vartheta_1 F_c = 46,5 \cdot 220 \cdot 0,537 = 5493,5 \text{ Вт}.$$

Тепловой поток, передаваемый от горячих газов к оребренной трубе,

$$Q = nQ_p + Q_c = 150 \cdot 321,9 + 5493,5 = 53,8 \text{ кВт}.$$

Для определения температуры торца ребра рассчитаем

$$\text{ch}(m\ell') = \frac{e^{1,564} + e^{-1,564}}{2} = 2,493,$$

$$\vartheta_{\text{т}} = \frac{\vartheta_1}{\text{ch}(m\ell')} = \frac{220}{2,493} = 88,2 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Тогда

$$t_{\text{т}} = t_{\text{ж}} - \vartheta_{\text{т}} = 400 - 88,2 = 311,8 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Ответы: $Q = 53,8 \text{ кВт}$, $t_{\text{т}} = 311,8 \text{ }^\circ\text{C}$.

6. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА И ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ

6.1. Дифференциальные уравнения теплообмена

В общем случае теплообмен определяется не только тепловыми, но и гидродинамическими явлениями. Поэтому математическое описание задач теплообмена включает в себя дифференциальные уравнения:

- энергии;
- теплоотдачи;
- движения;
- неразрывности,

а также условий однозначности, конкретизирующих ту или иную задачу.

Дифференциальное уравнение температурного поля движущейся жидкости – *уравнение энергии* (1.12) – приведено в разделе 1.

Уравнение теплоотдачи. При обтекании вязкой жидкостью твердой поверхности скорость жидкости на ней равна нулю. Это условие «прилипания» вязкой жидкости является следствием того, что между поверхностью твердого тела и жидкостью действуют силы молекулярного сцепления, в результате чего прилегающий к твердой стенке слой жидкости становится неподвижным и теплота через этот слой передается только *теплопроводностью*

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}.$$

С другой стороны, этот же тепловой поток определяется уравнением Ньютона-Рихмана

$$q = \alpha (t_{\text{жс}} - t_c).$$

Приравняв правые части равенств, получим дифференциальное уравнение теплоотдачи

$$\alpha = \frac{\lambda}{t_c - t_{\text{жс}}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}, \quad (6.1)$$

из которого следует, что для определения коэффициента теплоотдачи необходимо найти температурный градиент среды вблизи поверхности. Температурный градиент может быть найден из дифференциального уравнения энергии (1.12). В уравнение (1.12) входят составляющие скорости (w_x, w_y, w_z) , которые требуют дифференциального уравнения, позволяющего найти поле скоростей, – уравнения движения.

Уравнение движения. В классической гидродинамике уравнение движения вязкой несжимаемой жидкости (уравнение Навье – Стокса) для стационарного режима в проекции на ось ox имеет вид

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} w_y + \frac{\partial w_x}{\partial z} w_z = g \beta (t_c - t_{ж}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right), \quad (6.2)$$

где w_x – проекция вектора скорости на ось ox ; $g=9,8 \text{ м/с}^2$; $\beta = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p$, $\frac{1}{\text{К}}$ – температурный коэффициент объемного расширения; ρ , кг/м^3 – плотность; p , Па – давление; ν , $\text{м}^2/\text{с}$ – кинематическая вязкость.

Левая часть уравнения (6.2) характеризует инерционные силы потока жидкости, первое слагаемое правой части определяет подъемную силу, возникающую вследствие разности плотностей холодных и нагретых объемов жидкости, второе слагаемое – действие сил давления, третье – сил вязкого трения.

Аналогичные уравнения в проекции на оси oy , oz обозначим номерами (6.3), (6.4).

Анализ уравнений (1.12), (6.1) – (6.4) показывает, что для решения задачи конвективного теплообмена к перечисленным выше уравнениям необходимо добавить еще одно – уравнение неразрывности потока.

Уравнение неразрывности. Применение закона сохранения массы к элементарному объему несжимаемой жидкости дает *дифференциальное уравнение неразрывности*

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0. \quad (6.5)$$

Условия однозначности включают:

- геометрические условия (форму и размеры поверхности соприкосновения с жидкостью);
- физические условия (теплопроводность, вязкость и др. свойства жидкости);
- граничные условия (распределение скоростей и температур на границах рассматриваемой системы).

Для некоторых задач теплообмена могут быть получены и более сложные системы дифференциальных уравнений и условий однозначности.

Решение системы дифференциальных уравнений конвективного теплообмена возможно при введении упрощающих предположений для некоторых случаев теплоотдачи. Однако принятые допущения требуют сопоставления аналитических решений с результатами эксперимента.

В ряде случаев система дифференциальных уравнений конвективного теплообмена решается численными методами с применением ЭВМ.

В большинстве же случаев единственным способом получения уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи является физический эксперимент с обработкой данных на основе теории подобия физических явлений.

6.2. Основы теории подобия

Теория подобия – учение о подобных явлениях. Она позволяет на основе дифференциальных уравнений и условий однозначности создать теоретическую базу для постановки опытов и обработки их результатов.

Понятие подобия впервые было введено в геометрии, но оно распространяется и на физические явления. Последние считаются подобными, если они относятся к одному и тому же классу, протекают в геометрически подобных системах и подобны все однородные физические величины, характеризующие эти явления.

Для подобных физических явлений в сходственных точках и в сходственных моменты времени любая величина φ' первого явления пропорциональна величине φ'' второго явления: $\varphi' = C_\varphi \cdot \varphi''$, где C_φ – константа подобия. Два промежутка времени τ' и τ'' называются сходственными, если они имеют общее начало отсчета и связаны равенством $\tau' / \tau'' = C_\tau = const$. При *геометрическом* подобии выполняется равенство

$$x' / x'' = y' / y'' = z' / z'' = l_1' / l_1'' = l_2' / l_2'' = C_l .$$

При *кинематическом* подобии имеет место подобие скоростей $w' / w'' = C_w$, при *динамическом* – подобие сил давления $p' / p'' = C_p$, при *тепловом* – подобие температурных полей $t' / t'' = C_t$.

Для физических явлений, определяемых множеством параметров, константы подобия этих параметров связаны между собой и не могут быть выбраны произвольно.

Уравнения, описывающие подобные физические явления, после приведения их к безразмерному виду становятся тождественными, при этом в сходственных точках все одноименные безразмерные величины будут одинаковыми.

Приведение к безразмерному виду системы дифференциальных уравнений конвективного теплообмена (1.12), (6.1) – (6.5) позволяет получить безразмерные комплексы, называемые *числами подобия*:

$$Nu = \frac{\alpha \ell}{\lambda} \quad - \quad \text{число Нуссельта, характеризует интенсивность}$$

конвективного теплообмена;

$$\ell, \text{ м} - \text{геометрический размер;}$$

$$Re = \frac{w \ell}{\nu} \quad - \quad \text{число Рейнольдса, характеризует отношение сил инерции к}$$

силам вязкости;

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad - \quad \text{число Прандтля, характеризует теплофизические свойства}$$

жидкости;

$$Gr = \frac{g \beta \Delta t \ell^3}{\nu^2} - \text{число Грасгофа, характеризует отношение подъемной}$$

силы, возникающей вследствие разности плотностей жидкости благодаря перепаду температур Δt , к силам вязкости;

$$Fr = \frac{w^2}{g \ell} - \text{число Фруда, характеризующее отношение инерционных сил}$$

к силам тяжести, и т.д.

Число Нуссельта (Nu) является *определяемым* числом в задачах конвективного теплообмена, т.к. содержит искомую величину – коэффициент теплоотдачи α . Остальные числа подобия (Re , Pr , Gr , $Fr...$) называются *определяющими* и включают в себя величины, от которых зависит коэффициент теплоотдачи.

Таким образом,

$$Nu=f(Re, Pr, Gr, Fr...). \quad (6.6)$$

Функциональная зависимость между числами подобия типа (6.6) называется *уравнением подобия*. По уравнению подобия можно найти число Nu и рассчитать коэффициент теплоотдачи.

Основные положения теории подобия формулируются в виде трех теорем:

1. Подобные процессы должны иметь одинаковую физическую природу и описываться одинаковыми дифференциальными уравнениями.
2. Условия однозначности подобных процессов (геометрические, физические, граничные и т.д.) должны быть одинаковы во всем, кроме численных значений размерных постоянных.
3. Одноименные определяющие числа подобия подобных процессов должны иметь одинаковую численную величину ($Re'=Re''$, $Gr'=Gr''$ и т.д.).

Теорию подобия можно рассматривать как учение об обобщенных безразмерных переменных, характеризующих данный процесс.

6.3. Моделирование теплоотдачи

Моделированием называется метод экспериментального изучения явления на модели натурального образца. Чтобы процессы в модели и образце были подобны, необходимо выполнить условия подобия:

- 1) моделировать процессы, имеющие одинаковую физическую природу и описываемые одинаковыми дифференциальными уравнениями;
- 2) обеспечить одинаковые условия однозначности в модели и образце;
- 3) обеспечить равенство одноименных чисел подобия для модели и образца.

Результаты эксперимента обрабатывают в числах подобия, а связь между ними представляют в виде уравнений подобия. Обычно это степенные зависимости типа

$$Nu_{жсd} = C Re_{жсd}^n Pr_{жс}^m, \quad (6.7)$$

где C , n , m – постоянные коэффициенты, определяются экспериментально. Индексы d и $жс$ указывают на определяющий размер (d) и определяющую температуру ($t_{жс}$), т.е.

$$Nu_{жсd} = \frac{\alpha d}{\lambda}, \quad Re_{жсd} = \frac{w d}{\nu}$$

Определяющий размер – это чаще всего геометрический размер, который оказывает наибольшее влияние на теплоотдачу.

Величины, зависящие от температуры (λ , ν , $Pr...$), должны браться из справочника при *определяющей температуре*, в данном случае - при $t_{жс}$. В качестве определяющей может быть и другая температура (t_c , $t_r = \frac{t_c + t_{жс}}{2}$).

По уравнениям подобия типа (6.7) определяется число Нуссельта и рассчитывается коэффициент теплоотдачи.

6.4. Физические особенности процесса теплоотдачи

Процесс теплоотдачи – это конвективный перенос теплоты между поверхностью и омывающей ее средой. Его принято описывать с помощью уравнения Ньютона-Рихмана: количество теплоты, передаваемой с поверхности площадью dF за промежуток времени $d\tau$ в среду с температурой $t_{жс}$, определяется выражением

$$d^2 Q_\tau = \alpha (t_c - t_{жс}) dF d\tau, \text{ Дж.}$$

Уравнение Ньютона-Рихмана для *теплового потока* при постоянных α , t_c , $t_{жс}$ имеет вид

$$Q = \alpha (t_c - t_{жс}) F, \text{ Вт,} \quad (6.8)$$

для *плотности теплового потока* оно запишется так:

$$q = \alpha (t_c - t_{жс}), \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (6.9)$$

Явление конвективного переноса теплоты наблюдается лишь в *движущихся* средах.

Факторы, влияющие на теплоотдачу:

1. Природа возникновения движения (свободное или вынужденное).

Свободное движение, или естественная конвекция возникает под действием разности плотностей холодных и нагретых частиц жидкости или газа (подъемно – опускное движение у поверхности тела).

Вынужденное движение (вынужденная конвекция) возникает под действием разности давлений, создаваемой насосом, компрессором и т.д. В некоторых случаях, наряду с вынужденным, одновременно может

развиваться свободное движение. Относительное влияние последнего тем больше, чем больше разность температур в отдельных объемах жидкости и чем меньше скорость вынужденного движения.

2. Режим течения жидкости (ламинарный, турбулентный, переходный).

При *ламинарном* режиме частицы жидкости движутся послойно, не перемешиваясь (рис. 6.1), перенос теплоты от стенки к жидкости осуществляется теплопроводностью ($q_l = q_{тп}$). *Турбулентный* режим характеризуется непрерывным перемешиванием всех слоев жидкости (рис. 6.2).

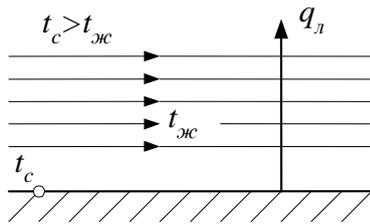


Рис. 6.1

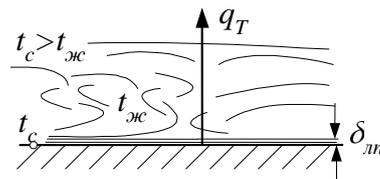


Рис. 6.2

При этом у поверхности стенки образуется ламинарный подслой жидкости толщиной $\delta_{лп}$. Перенос теплоты от стенки к жидкости с турбулентным течением осуществляется теплопроводностью и конвекцией ($q_T = q_{тп} + q_k$).

Режим движения жидкости, промежуточный между ламинарным и турбулентным, называется *переходным*.

3. Гидродинамический и тепловой пограничный слой

При любом режиме движения частицы жидкости, непосредственно прилегающие к твердой поверхности, как бы прилипают к ней. В результате вблизи обтекаемой поверхности под действием сил вязкого трения образуется плоский слой заторможенной жидкости, в пределах которого скорость жидкости изменяется от нуля (на поверхности тела) до скорости невозмущенного потока (вдали от тела). Этот слой заторможенной жидкости называется *гидродинамическим пограничным слоем*.

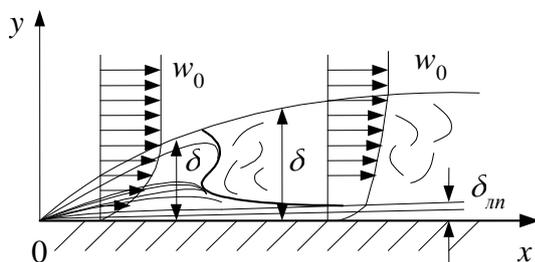


Рис. 6.3

На рис. 6.3 дана схема образования гидродинамического пограничного слоя при продольном омывании поверхности потоком жидкости с постоянной скоростью w_0 .

На начальном участке поверхности, как правило, течение жидкости ламинарное (ламинарный пограничный слой). По мере удаления от входной кромки толщина гидродинамического пограничного слоя δ увеличивается. Утолщение пограничного слоя происходит с увеличением вязкости жидкости. Рост толщины пограничного слоя приводит к уменьшению его устойчивости и на определен-

ном расстоянии от входной кромки он переходит в турбулентный. Убывание скорости в турбулентном пограничном слое можно охарактеризовать как умеренное, в ламинарном подслое – резкое.

Гидродинамический пограничный слой (слой заторможенной жидкости), режим течения жидкости в нем влияют на коэффициент теплоотдачи. Чем меньше толщина гидродинамического пограничного слоя δ , тем выше коэффициент теплоотдачи α .

Аналогично понятию гидродинамического пограничного слоя существует понятие теплового пограничного слоя. Это слой жидкости (δ_T), прилегающий к твердой поверхности, в пределах которого температура жидкости изменяется от температуры стенки (t_c) до температуры потока вдали от поверхности ($t_{ж}$).

В общем случае толщина гидродинамического (δ) и теплового (δ_T) пограничных слоев не совпадает и только для газов практически одинакова. Соотношение толщин теплового и гидродинамического пограничных слоев

определяется значением числа $Pr = \frac{\nu}{a}$.

Дифференциальное уравнение теплоотдачи (6.1) описывает передачу тепла в тонком пристеночном слое жидкости. В первом приближении градиент температуры в тепловом пограничном слое можно выразить так:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0} \approx \frac{t_c - t_{ж}}{\delta_T},$$

тогда коэффициент теплоотдачи определится соотношением

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{\delta_T},$$

т.е. коэффициент теплоотдачи прямо пропорционален теплопроводности жидкости и обратно пропорционален толщине теплового пограничного слоя.

4. Теплофизические свойства жидкости

Коэффициент теплоотдачи зависит от коэффициента теплопроводности (λ), теплоемкости (c_p), кинематической вязкости (ν), плотности (ρ), коэффициента объемного расширения (β) и других свойств жидкости, в частности, при наличии фазовых переходов (кипения, конденсации), от теплоты парообразования (r), коэффициента поверхностного натяжения (σ) и т.д.

5. Геометрические размеры, форма, ориентация поверхности теплообмена

Установлено, что коэффициент теплоотдачи зависит от геометрической формы поверхности тела (плоской, цилиндрической, шаровой или иной), размеров (протяженности поверхности, диаметра трубы или сферы и т.д.), ориентации поверхности теплообмена (вертикальной, горизонтальной с теплоотдачей вверх, горизонтальной с теплоотдачей вниз, наклонной и т.д.).

Контрольные вопросы и задания

1. Запишите дифференциальные уравнения конвективного теплообмена, поясните физический смысл слагаемых в уравнениях энергии и движения.
2. Сформулируйте условия подобия физических явлений. Что дает теория подобия?
3. Каковы условия физического моделирования теплоотдачи и что оно дает?
4. Что называется определяющей температурой и определяющим размером?
5. Докажите, что числа подобия безразмерны, путем подстановки размерности величин, входящих в них.
6. Дайте понятия гидродинамического и теплового пограничных слоев. Как толщина этих слоев влияет на коэффициент теплоотдачи?
7. Как влияют на теплоотдачу: а) теплопроводность жидкости; б) вязкость жидкости?
8. Перечислите факторы, влияющие на коэффициент теплоотдачи.

Примеры решения задач

Задача № 1. Моделируется процесс теплоотдачи при течении нефти по нефтепроводу диаметром $d=1020$ мм со скоростью $w=0,5$ м/с. Кинематическая вязкость нефти для исследуемого участка трубы при средней температуре $\bar{t}_{жс}=30^\circ\text{C}$ составляет $\nu=14,7 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

В модели предполагается нефть заменить водой, диаметр трубки $d=30$ мм.

Какой расход воды необходимо иметь в модели, чтобы обеспечить подобие процессов теплоотдачи в модели и образце?

Решение

Согласно третьей теореме подобия одноименные числа подобия для модели и образца должны быть одинаковы ($Re_m=Re_o$), т.е.

$$\frac{w_m d_m}{\nu_m} = \frac{w_o d_o}{\nu_o}$$

Кинематическая вязкость воды при $\bar{t}_{жс}=30^\circ\text{C}$ $\nu=0,805 \cdot 10^{-6}$ м²/с (табл. 2 приложения). Тогда скорость воды

$$w_m = \frac{\nu_o d_o w_m}{\nu_o d_m} = \frac{0,5 \cdot 1,02 \cdot 0,805 \cdot 10^{-6}}{14,7 \cdot 10^{-6} \cdot 0,03} = 0,931 \text{ м/с},$$

расход воды

$$G = w_m \rho_m \frac{\pi d_m^2}{4} = 0,931 \cdot 995,7 \frac{3,14 \cdot 0,03^2}{4} = 0,655 \text{ кг/с.}$$

Плотность воды $\rho_m=995,7$ кг/м³ взята из табл. 2 приложения при $\bar{t}_{жс}=30^\circ\text{C}$.

Задача №2. На воздушной модели парового котла, выполненной в масштабе 1/8 натуральной величины, производилось изучение теплоотдачи конвекцией. Для первого газохода модели при различных скоростях воздуха были получены следующие значения коэффициента теплоотдачи:

w , м/с	2,0	3,14	4,65	8,8
α , Вт/м ² ·К	50,4	68,6	90,6	141.

Средняя температура воздуха, проходящего через модель, $t_{жс}=20^{\circ}\text{C}$. Диаметр трубок модели $d=12,5\text{мм}$.

Коэффициент теплоотдачи α при обработке опытных данных был отнесен к средней арифметической разности температур между воздухом и стенкой.

На основе опытных данных получите формулу для расчета теплоотдачи конвекцией в первом газоходе котла в виде зависимости $Nu_{жд}=C Re_{жд}^n$.

Решение

Результаты эксперимента обрабатываем в числах подобия

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad \text{и} \quad Re = \frac{wd}{\nu}$$

При $t_{жс}=20^{\circ}\text{C}$ для воздуха коэффициент теплопроводности $\lambda=0,026$ Вт/м·К, кинематическая вязкость $\nu=15,06 \cdot 10^{-6}$ м²/с (табл.1 приложения).

Результаты вычисления чисел Nu и Re для соответствующих значений α и w представлены ниже:

w , м/с	α , Вт/м ² ·К	Re	Nu
2,0	50,4	1660	24,2
3,14	68,6	2600	33,0
4,65	90,6	3860	43,6
8,8	141	7300	68,0.

По этим данным строим зависимость $Nu = f(Re)$ в логарифмических координатах (рис. 6.4).

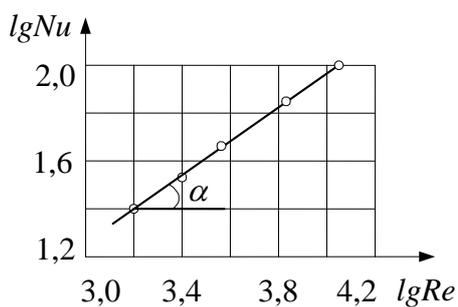


Рис. 6.4

По тангенсу угла наклона прямой к оси абсцисс

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2,0 - 1,4}{4,05 - 3,2} = 0,706$$

определяем показатель степени $n=0,706$.

Постоянную C находим из уравнения

$$C = \frac{Nu}{Re^n} = \frac{24,2}{1660^{0,706}} = 0,129.$$

Таким образом, получаем расчетную формулу

$$Nu_{жд}=0,129 Re_{жд}^{0,706},$$

справедливую в пределах $1600 \leq Re_{жд} \leq 7300$.

7. ТЕПЛОТДАЧА В ОДНОФАЗНОЙ СРЕДЕ

7.1. Теплоотдача при свободном движении жидкости

Большую роль как в технике, так и в быту играют процессы теплообмена при естественной конвекции, возникающей из-за разности плотностей нагретых и холодных частиц. Характерная картина свободного движения жидкости вдоль горячей вертикальной поверхности показана на рис. 7.1.

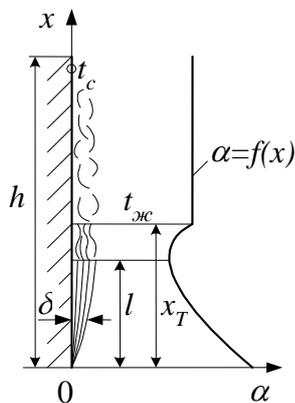


Рис. 7.1

Нагреваясь у поверхности высотой h ($t_c > t_{жс}$) жидкость, вследствие уменьшения ее плотности, поднимается вверх. Слой нагретой движущейся жидкости (δ) является одновременно гидродинамическим и тепловым пограничным слоем, т.к. в пределах этого слоя изменяется *скорость* (от нуля на стенке до максимума и снова до нуля на границе с неподвижной жидкостью) и *температура* от (t_c до $t_{жс}$).

Вначале толщина пограничного слоя мала и ее течение носит ламинарный характер. Постепенно в движение увлекается все большее количество жидкости, толщина ламинарного слоя растет, затем он разрушается (переходный режим) и возникает турбулентный режим течения жидкости. При ламинарном режиме коэффициент теплоотдачи с увеличением толщины пограничного слоя (δ) уменьшается (рис. 7.1), при переходном режиме – резко возрастает и далее, при турбулентном режиме, по высоте поверхности сохраняется постоянным.

На основе математического описания процесса конвективного теплообмена при естественной конвекции выявлена структура уравнения подобия

$$Nu = f(Gr, Pr), \quad (7.1)$$

а в результате экспериментального исследования теплоотдачи установлено, что при $10^3 < (Gr_{жс} \cdot Pr_{жс}) \leq 10^9$ – ламинарный режим течения жидкости в пограничном слое;

$(Gr_{жс} \cdot Pr_{жс}) \geq 6 \cdot 10^{10}$ – турбулентный режим;

$10^9 < (Gr_{жс} \cdot Pr_{жс}) \leq 10^{10}$ – переходный режим.

Число Грасгофа рассчитывается по формуле

$$Gr_{жс} = \frac{g \beta \vartheta_c x^3}{\nu^2}, \quad (7.2)$$

где β – температурный коэффициент объемного расширения, $\vartheta_c = t_c - t_{жс}$. Для *капельных жидкостей* значения $\beta = f(t)$ приводятся в справочной литературе, для газов – рассчитываются по формуле

$$\beta = \frac{1}{T_r}, \frac{1}{K},$$

полученной на основе совместного решения уравнений

$$\beta = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p \quad \text{и} \quad p \nu = R T.$$

Числа Прандтля, $Pr = \frac{\nu}{a} = f(t)$, зависящие только от теплофизических свойств жидкостей, приводятся для различных теплоносителей (жидкостей, газов) в справочной литературе.

При расчетах произведения ($Gr_{жсх} \cdot Pr_{жс}$) определяющей температурой является температура жидкости ($t_{жс}$), определяющим размером – координата x .

Для расчета коэффициентов теплоотдачи рекомендуются следующие уравнения:

• При *ламинарном режиме*, $10^3 < (Gr_{жсх} \cdot Pr_{жс}) \leq 10^9$, локальные коэффициенты теплоотдачи (α), описываемые кривой $\alpha = f(x)$, рис.7.1, в ламинарной области пограничного слоя, рассчитываются по уравнению

$$Nu_{жсх} = 0,6 (Gr_{жсх} Pr_{жс})^{0,25} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (7.3)$$

средние коэффициенты теплоотдачи ($\bar{\alpha}$) на участке поверхности высотой ℓ с ламинарным течением в пограничном слое – по уравнению

$$\bar{Nu}_{жс\ell} = 0,75 (Gr_{жс\ell} Pr_{жс})^{0,25} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (7.4)$$

• При *турбулентном режиме*, $(Gr_{жсх} \cdot Pr_{жс}) > 6 \cdot 10^{10}$, коэффициенты теплоотдачи рассчитываются по уравнению

$$Nu_{жсх} = 0,15 (Gr_{жсх} Pr_{жс})^{1/3} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (7.5)$$

• При *переходном режиме*, $10^9 < (Gr_{жсх} \cdot Pr_{жс}) < 6 \cdot 10^{10}$, средний коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле

$$\alpha_{пер} = \frac{\alpha_T + \alpha_{x=\ell}}{2}, \quad (7.6)$$

где α_T рассчитывается по уравнению (7.5), $\alpha_{x=\ell}$ - по (7.3).

Коэффициент теплоотдачи зависит от направления теплового потока, и обусловлено это неодинаковыми средними температурами жидкости вблизи поверхности при *нагреве* жидкости ($t_c > t_{жс}$) и при *охлаждении* ($t_c < t_{жс}$), а также зависимостью теплофизических свойств жидкости от ее температуры. Как следствие этого, коэффициент теплоотдачи *капельных жидкостей* при нагреве больше, чем при охлаждении. Влияние указанного фактора учитывается в уравнениях подобия сомножителем $(Pr_{жс}/Pr_c)^{0,25}$.

При нагреве жидкости ($t_c > t_{жс}$) — $(Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25} > 1$, при охлаждении ($t_c < t_{жс}$) — $(Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25} < 1$. Числа $Pr_{жс}$ и Pr_c берутся из справочных таблиц для жидкости в первом случае — по $t_{жс}$, во втором — по t_c .

Для газов с достаточной точностью можно считать, что множитель $(Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25} = 1$.

Форма поверхности при естественной конвекции жидкости играет второстепенную роль (важна ее протяженность), поэтому по вышеприведенным формулам рассчитывается теплоотдача от плоских, цилиндрических или иной формы вертикальных поверхностей.

Приведенные выше формулы применимы и для **горизонтальных плит**, но в этом случае вычисленный коэффициент теплоотдачи надо увеличить на 30%, если теплоотдающая поверхность плиты обращена вверх, и уменьшить на 30%, если теплоотдающая поверхность обращена вниз. В качестве *определяющего размера* берется *меньшая сторона* плиты.

Для **горизонтальных труб**, если $10^3 < (Gr_{жсд} \cdot Pr_{жс}) \leq 10^9$, для *расчета средних* коэффициентов теплоотдачи рекомендуется следующее уравнение:

$$\overline{Nu}_{жсд} = 0,5 (Gr_{жсд} Pr_{жс})^{0,25} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (7.7)$$

определяющий размер — наружный диаметр трубы (d).

Рассмотренная картина движения жидкости относится к случаям, когда расположение и размеры поверхностей, замыкающих среду, на развитие свободного движения не влияют. Такое движение называется свободной конвекцией *в большом объеме*.

Естественная конвекция **в ограниченном объеме** характеризуется наличием восходящих и нисходящих потоков, когда условия свободного движения жидкости значительно отличаются от ее движения в неограниченном пространстве.

Примеры естественной конвекции жидкости в *ограниченном объеме* представлены на рис. 7.2

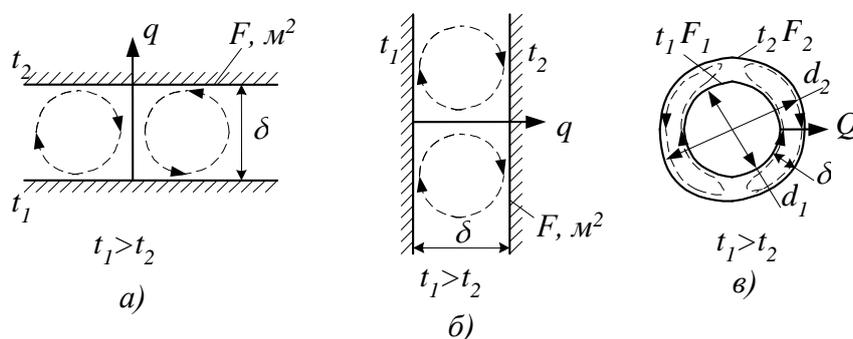


Рис. 7.2

- а) горизонтальная прослойка жидкости или газа;
- б) вертикальная прослойка;
- в) цилиндрическая (или сферическая) прослойка

Через *газовые* прослойки передача теплоты между поверхностями осуществляется тремя способами: *теплопроводностью, конвекцией и излучением*, через прослойки *капельной жидкости* – двумя: *теплопроводностью и конвекцией*. Во всех случаях передачу теплоты рассчитывают по формулам теплопроводности, но *коэффициент теплопроводности* среды заменяют *эквивалентным*, учитывающим перенос теплоты другими способами.

Для *плоских прослоек* тепловой поток рассчитывают по уравнению

$$Q = \frac{\lambda_{\text{экв}}}{\delta} (t_1 - t_2) F, \text{ Вт}, \quad (7.8)$$

для *цилиндрических*

$$Q = \frac{2 \pi \ell \lambda_{\text{экв}} (t_1 - t_2)}{\ln \frac{d_2}{d_1}}. \quad (7.9)$$

Для прослоек *капельной жидкости*

$$\lambda_{\text{экв}} = \lambda \cdot \varepsilon_{\kappa}, \quad (7.10)$$

где λ – коэффициент теплопроводности жидкости; ε_{κ} – коэффициент, учитывающий перенос тепла конвекцией.

Для *прослоек любой формы* при $(Gr_{\text{жс}\delta} \cdot Pr_{\text{жс}}) > 10^3$ коэффициент конвекции рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_{\kappa} = 0,18 (Gr_{\text{жс}\delta} \cdot Pr_{\text{жс}})^{0,25}, \quad (7.11)$$

где $Gr_{\text{жс}\delta} = \frac{g \beta (t_1 - t_2) \delta^3}{\nu^2}$, определяющая температура $t_{\text{жс}} = \frac{t_1 + t_2}{2}$.

При $(Gr_{\text{жс}\delta} \cdot Pr_{\text{жс}}) < 10^3$ принимают $\varepsilon_{\kappa} = 1$.

Для *газовых плоских прослоек*

$$\lambda_{\text{экв}} = \lambda \cdot \varepsilon_{\kappa} + \frac{q_{\text{л}} \delta}{t_1 - t_2}, \quad (7.12)$$

где $q_{\text{л}}$, Вт/м² – плотность теплового потока, передаваемого излучением через газовую прослойку.

Для *газовых цилиндрических прослоек*

$$\lambda_{\text{экв}} = \lambda \cdot \varepsilon_{\kappa} + \frac{Q_{\text{л}} \ln \frac{d_2}{d_1}}{2 \pi \ell (t_1 - t_2)}. \quad (7.13)$$

7.2. Теплоотдача при продольном омывании поверхности вынужденным потоком жидкости

Вынужденное течение жидкости (вынужденная конвекция) возникает под действием разности давлений, которая в совокупности с теплофизическими свойствами определяет скорость движения жидкости w_0 . Таким обра-

зом, при вынужденном движении определяющими числами подобия являются число Рейнольдса (Re), включающее в себя скорость w_0 , и число Прандтля (Pr), зависящее от теплофизических свойств жидкости,

$$Nu = f(Re, Pr).$$

В некоторых случаях при малых скоростях и больших температурных напорах ($t_c - t_{жс}$) на вынужденное течение жидкости могут накладываться токи естественной конвекции, и тогда

$$Nu = f(Re, Gr, Pr).$$

Рассмотрим участок поверхности, имеющий температуру t_c и омываемый потоком жидкости с температурой $t_{жс}$ и скоростью w_0 . Вблизи поверхности формируется гидродинамический пограничный слой (δ) с ламинарным, переходным и турбулентным режимами течения (рис. 7.3)

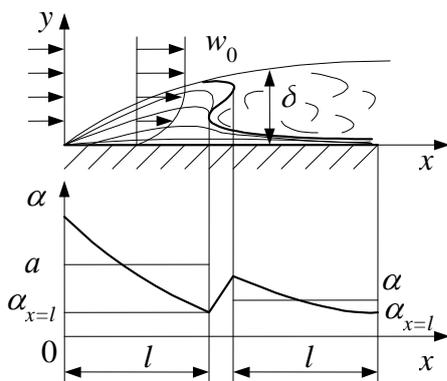


Рис. 7.3

Режим течения в гидродинамическом пограничном слое определяется числом

$$\text{Рейнольдса } Re_{жсx} = \frac{w_0 x}{\nu}.$$

При $Re_{жсx} < 10^4$ – ламинарный режим;

при $Re_{жсx} > 4 \cdot 10^6$ – турбулентный;

при $10^4 < Re_{жсx} < 4 \cdot 10^6$ – переходный.

Для переходного режима из-за неустойчивого течения, характеризуемого частой сменой во времени ламинарного и турбулентного режимов, отсутствует методика расчета коэффициентов теплоотдачи, поэтому

его исключают и считают, что

при $Re_{жсx} \leq 5 \cdot 10^5$ – ламинарный режим в пограничном слое;

при $Re_{жсx} > 5 \cdot 10^5$ – турбулентный режим.

В учебной литературе для вынужденного течения жидкости около поверхности приводится вывод интегральных уравнений для теплового и гидродинамического пограничных слоев:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_T} (t_{жс} - t) w_x dy = a \left(\frac{dt}{dy} \right)_{y=0}, \quad (7.14)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} (w_0 - w_x) w_x dy = \nu \left(\frac{dw_x}{dy} \right)_{y=0}. \quad (7.15)$$

Если воспользоваться этими уравнениями для ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое, то удастся аналитически получить расчетные уравнения для коэффициентов теплоотдачи, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Вот эти уравнения для расчета *локальных* коэффициентов теплоотдачи:

– при *ламинарном* режиме течения жидкости в пограничном слое

$$Nu_x = 0,33 Re_x^{0,5} \cdot Pr^{0,33}, \quad (7.16)$$

– при турбулентном режиме

$$Nu_x = 0,0296 Re_x^{0,8} \cdot Pr^{0,43}. \quad (7.17)$$

Если подставить значения чисел подобия в (7.16),

$$\frac{\alpha x}{\lambda} = 0,33 \left(\frac{w_0 x}{\nu} \right)^{0,5} Pr^{0,33},$$

и определить зависимость $\alpha = f(x)$, обозначив постоянной C все величины, кроме координаты x ,

$$\alpha = Cx^{-0,5}, \quad (7.18)$$

то можно найти *средний* коэффициент теплоотдачи для участка поверхности длиной ℓ с ламинарным течением в пограничном слое по формуле

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} Cx^{-0,5} = 2C\ell^{-0,5}. \quad (7.19)$$

Сравнивая (7.18) и (7.19), видим, что средний коэффициент теплоотдачи в 2 раза больше, чем локальный при $x = \ell$, т.е.

$$\bar{\alpha} = 2\alpha_{x=\ell}.$$

Аналогичный анализ уравнения (7.17) дает, что

$$\bar{\alpha} = 1,25\alpha_{x=\ell}.$$

Графическое подтверждение см. на рис. 7.3. Коэффициент теплоотдачи при ламинарном режиме течения жидкости в пограничном слое с увеличением x убывает более резко, чем при турбулентном режиме.

Таким образом, теоретические и экспериментальные исследования позволили получить следующие уравнения для расчета *средних* коэффициентов теплоотдачи для участка поверхности длиной ℓ при наличии *ламинарного пограничного слоя* ($Re_{ж\ell} \leq 5 \cdot 10^5$):

$$\bar{Nu}_{ж\ell} = 0,66 Re_{ж\ell}^{0,5} Pr_{ж}^{0,33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (7.20)$$

турбулентного пограничного слоя ($Re_{ж\ell} > 5 \cdot 10^5$):

$$\bar{Nu}_{ж\ell} = 0,037 Re_{ж\ell}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (7.21)$$

Форма поверхности (плоская, цилиндрическая или иная) при продольном омывании её вынужденным потоком жидкости не влияет на коэффициент теплоотдачи.

7.3. Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в трубах и каналах

При течении в трубе (рис. 7.4) жидкость может нагреваться или охлаждаться.

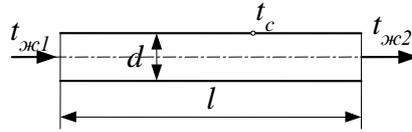


Рис. 7.4

При нагреве: $t_{ж2} > t_{ж1}$, $t_c > \bar{t}_{ж}$, где $\bar{t}_{ж}$ - средняя температура жидкости на участке трубы длиной l (рис. 7.5). При охлаждении: $t_{ж2} < t_{ж1}$, $t_c < \bar{t}_{ж}$ (рис. 7.6).

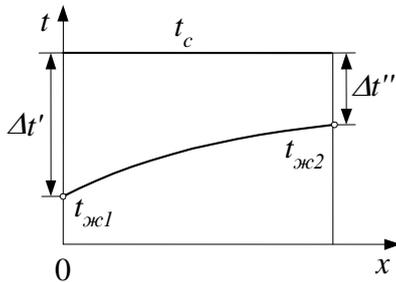


Рис. 7.5

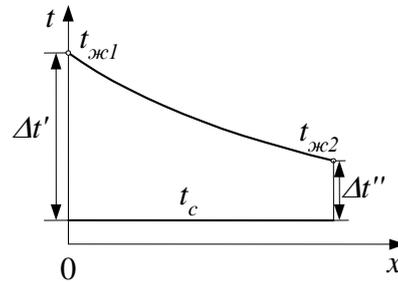


Рис. 7.6

Уравнение теплового баланса для отрезка трубы длиной l при нагреве жидкости

$$Q = G c_p (t_{ж2} - t_{ж1}) = \alpha (t_c - \bar{t}_{ж}) F, \text{ Вт}, \quad (7.22)$$

при охлаждении жидкости

$$Q = G c_p (t_{ж1} - t_{ж2}) = \alpha (\bar{t}_{ж} - t_c) F. \quad (7.23)$$

Здесь $G = \bar{w} \rho f$, кг/с - расход жидкости; \bar{w} , м/с - средняя по сечению трубы скорость; ρ , кг/м³, c_p , Дж/кг·К - плотность и теплоемкость жидкости; $f = \pi d^2/4$, м² - площадь поперечного сечения трубы; d , м - внутренний диаметр трубы; α , Вт/м²·К - коэффициент теплоотдачи между поверхностью трубы и жидкостью; $F = \pi d l$, м² - площадь поверхности теплообмена между жидкостью и трубой.

Расчет средней температуры жидкости ($\bar{t}_{ж}$).

Если через $\Delta t'$ и $\Delta t''$ обозначить средние температурные напоры на входе и на выходе из трубы (рис. 7.5 и 7.6), то **средний температурный напор** вычислится по формуле

$$\bar{\Delta t} = t_c \mp \bar{t}_{ж},$$

откуда **средняя температура жидкости**

$$\bar{t}_{ж} = t_c \mp \bar{\Delta t}. \quad (7.24)$$

При $\frac{\Delta t'}{\Delta t''} \geq 2$ средний температурный напор вычисляется как средний логарифмический

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{\ln \frac{\Delta t'}{\Delta t''}},$$

при $\frac{\Delta t'}{\Delta t''} < 2$ среднюю температуру жидкости можно вычислить как среднюю арифметическую по формуле

$$\overline{t_{ж}} = \frac{1}{2}(t_{ж1} + t_{ж2}). \quad (7.25)$$

Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в трубах зависит от режима течения (ламинарного, турбулентного, переходного), который определяется числом Рейнольдса, $Re_{жcd} = \frac{w d}{\nu}$, где d - внутренний диаметр трубы, определяющая температура – $t_{жс}$.

При $Re_{жcd} < 2300$ режим течения *ламинарный*, при $Re_{жcd} > 10^4$ устанавливается устойчивый *турбулентный* режим. В области $2300 < Re_{жcd} < 10^4$ – *переходный* режим, когда могут сосуществовать ламинарный и турбулентный режимы.

При *ламинарном* изотермическом течении в любом сечении стабилизированного потока жидкости распределение скоростей представляет собой квадратичную параболу. При этом средняя скорость жидкости равна половине максимальной, которая приходится на ось потока.

При *турбулентном* режиме основное изменение скорости происходит в вязком подслое, а в ядре потока скорость жидкости по всему сечению практически одинакова.

Указанные распределения скоростей устанавливаются на определенном расстоянии от входа в трубу, которое называется *участком гидродинамической стабилизации*, или *начальным участком* (l_{HT}).

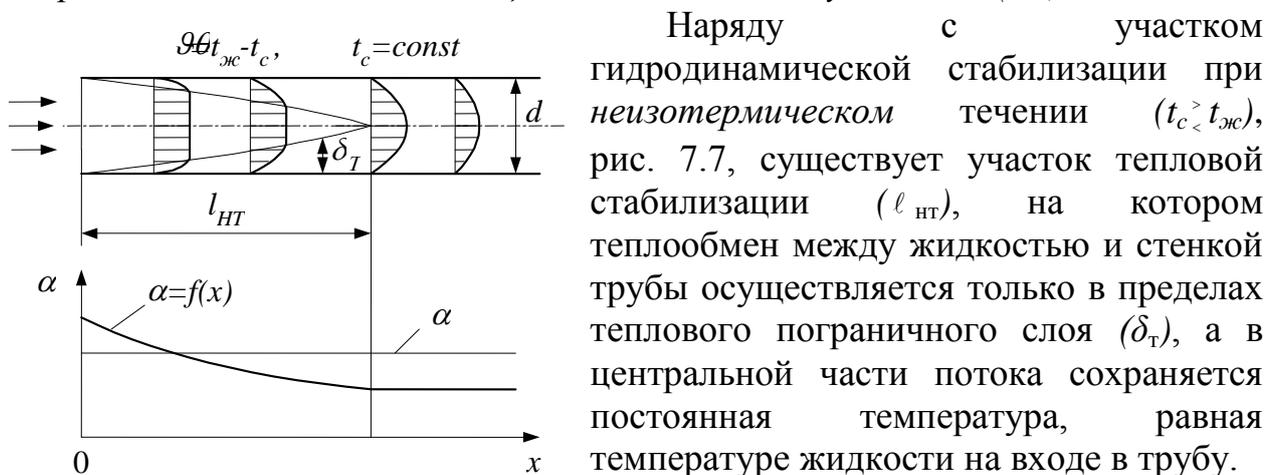


Рис. 7.7

Наряду с участком гидродинамической стабилизации при *неизотермическом* течении ($t_c > t_{жс}$), рис. 7.7, существует участок *тепловой стабилизации* (l_{HT}), на котором теплообмен между жидкостью и стенкой трубы осуществляется только в пределах теплового пограничного слоя (δ_T), а в центральной части потока сохраняется постоянная температура, равная температуре жидкости на входе в трубу.

При смыкании теплового пограничного слоя (δ_T) в теплообмене начинает участвовать весь поток жидкости.

С увеличением толщины теплового пограничного слоя на начальном термическом участке коэффициент теплоотдачи уменьшается.

За пределами начального термического участка, когда толщина теплового пограничного слоя становится равной радиусу трубы ($\delta_T = d/2 = \text{const}$), коэффициент теплоотдачи сохраняет постоянное значение (рис. 7.7). Длина участка тепловой стабилизации при турбулентном режиме $\ell_{\text{нт}} \approx 50d$.

На участке *гидродинамической стабилизации* (ℓ_n) и за его пределами характер изменения коэффициента теплоотдачи аналогичный. Уменьшение коэффициента теплоотдачи (α) с увеличением x на начальном участке объясняется уменьшением средней скорости по сечению трубы, а постоянство коэффициента теплоотдачи за пределами начального участка – установлением стабилизированного распределения скорости.

Увеличение *среднего коэффициента теплоотдачи* ($\bar{\alpha}$), рис.7.7., для трубы длиной ℓ за счет более высокого α на участках гидродинамической и термической стабилизации учитывается в уравнениях подобия специальным коэффициентом $\varepsilon_\ell > 1$. Для длинных труб $\varepsilon_\ell = 1$.

При *ламинарном неизотермическом течении* ($Re_{\text{жсд}} < 2300$) жидкости в трубе различают два режима: вязкостный и вязкостно–гравитационный.

Вязкостный режим характерен для течения вязких жидкостей (маслоохладителей, подогревателей мазута и т.д.) в трубах малого диаметра с высокой скоростью при небольших температурных напорах ($t_c - t_{\text{жс}}$).

Расчет *средних коэффициентов теплоотдачи* при вязкостном режиме производят по уравнению

$$\overline{Nu}_d = 1,55 \left(Pe_d \frac{d}{\ell} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_c}{\mu_{\text{жс}}} \right)^{-0,14} \varepsilon_\ell. \quad (7.26)$$

Здесь: $Pe = Re \cdot Pr = wa/\nu$ – число Пекле; $\alpha \frac{M^2}{c}$, – коэффициент температуропроводности; μ , Па·с – коэффициент динамической вязкости; d , ℓ – внутренний диаметр и длина трубы; ε_ℓ – поправка на начальный гидродинамический участок. При $\left(\frac{1}{Re} \frac{\ell}{d} \right) < 0,1$ поправочный коэффициент рассчитывается по уравнению

$$\varepsilon_\ell = 0,1 \left(\frac{1}{Re} \frac{\ell}{d} \right)^{-1/7} / \left(1 + 2,5 \frac{1}{Re} \frac{\ell}{d} \right),$$

при $\left(\frac{1}{Re} \frac{\ell}{d} \right) \geq 0,1$ поправочный коэффициент не учитывается ($\varepsilon_\ell = 1$).

Определяющей температурой в уравнении (7.26) является *средняя температура жидкости* для участка трубы длиной ℓ

$$\bar{t}_{жс} = t_c \pm \overline{\Delta t},$$

где $\overline{\Delta t}$ – средний логарифмический температурный напор.

Вязкостно-гравитационный режим характерен для течения невязких жидкостей в трубах большого диаметра при невысоких скоростях и значительных температурных напорах ($t_c - t_{жс}$). В этом случае из-за разностей плотностей различных слоев жидкости на вынужденное движение накладывается свободное движение, которое турбулизует ламинарный поток. Структура уравнения подобия в этом случае

$$Nu = f(Re, Gr, Pr).$$

Влияние естественной конвекции сказывается при $(Gr_{жсд} \cdot Pr_{жс}) \geq 8 \cdot 10^5$ и для ориентировочных расчетов *средних коэффициентов теплоотдачи* при вязкостно-гравитационном режиме ($Re_{жсд} < 2300$, $(Gr_{жсд} \cdot Pr_{жс}) \geq 8 \cdot 10^5$) рекомендуется формула

$$Nu_{жсд} = 0,15 Re_{жсд}^{0,33} Pr_{жс}^{0,43} Gr_{жсд}^{0,1} (Pr_{жс}/Pr_c)^{0,25} \varepsilon_\ell. \quad (7.27)$$

Определяющей температурой является средняя температура жидкости в трубе ($\bar{t}_{жс}$). Коэффициент ε_ℓ учитывает влияние участка тепловой стабилизации. При $\ell / d \geq 50$ $\varepsilon_\ell = 1$, для коротких труб он имеет следующие значения:

ℓ / d	1	2	5	10	15	20	30	40
ε_ℓ	1,9	1,7	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02.

При $Re_{жсд} < 2300$ и $(Gr_{жсд} \cdot Pr_{жс}) < 5 \cdot 10^8$ режим течения жидкости в трубе является *вязкостным*.

При $Re_{жсд} > 10^4$ наступает стабилизированное *турбулентное* течение жидкости.

Для расчета *среднего* по длине трубы коэффициента теплоотдачи при турбулентном течении жидкости рекомендуется уравнение

$$Nu_{жсд} = 0,021 Re_{жсд}^{0,8} Pr_{жс}^{0,43} (Pr_{жс}/Pr_c)^{0,25} \cdot \varepsilon_\ell. \quad (7.28)$$

Определяющей температурой является средняя температура жидкости. Поправочный коэффициент ε_ℓ для коротких труб ($\ell / d < 50$) выбирается из табл.7.1.

Таблица 7.1

$Re_{жсд}$	ℓ / d						
	1	2	5	10	20	30	40
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,5	1,34	1,23	1,13	1,07	1,03
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,4	1,27	1,18	1,10	1,05	1,02
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,08	1,04	1,02
$10 \cdot 10^4$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,06	1,03	1,02
$100 \cdot 10^4$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,02	1,02	1,02

При $\ell / d \geq 50$ $\varepsilon_\ell = 1$.

Для **переходного режима** ($2300 < Re_{жcd} < 10^4$) течения жидкости в трубах характерна периодическая смена ламинарного и турбулентного течений. Ориентировочные значения *среднего* коэффициента теплоотдачи можно определить по формуле (7.28), если ввести в нее поправочный коэффициент $\varepsilon_{пер} < 1$. В зависимости от числа Re этот коэффициент принимает следующие значения:

$Re_{жcd}$	2300	3000	5000	6000	8000	10 000
$\varepsilon_{пер}$	0,4	0,57	0,72	0,81	0,96	1,0.

Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в **каналах некруглого сечения** рассчитывается по вышеприведенным уравнениям для труб. Определяющим размером в этих уравнениях является *эквивалентный диаметр*, который рассчитывается по формуле

$$d_{экс} = \frac{4f}{p}, \quad (7.29)$$

где $f, м^2$ – площадь поперечного сечения канала; $p, м$ – периметр этого сечения.

Для **каналов кольцевого сечения** (труба в трубе), рис.7.8, средний коэффициент теплоотдачи (α) от наружной поверхности внутренней трубы к жидкости в кольцевом зазоре рассчитывается по уравнению

$$Nu_{жcd_3} = 0,017 Re_{жcd_3}^{0,8} Pr_{жcd_3}^{0,4} (d_2 / d_1)^{0,18} (Pr_{жcd_3} / Pr_c)^{0,25}. \quad (7.30)$$

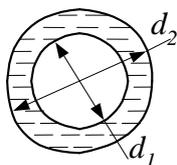


Рис. 7.8

Определяющий размер – эквивалентный диаметр, в соответствии с (7.29),

$$d_3 = d_2 - d_1.$$

В изогнутых трубах (змеевиках) коэффициент теплоотдачи увеличивается из-за вторичной циркуляции жидкости под действием центробежных сил. Расчет коэффициентов теплоотдачи в таких трубах выполняется по формулам, полученным для прямых труб, но найденное значение коэффициента теплоотдачи умножается на поправочный коэффициент

$$\varepsilon_R = 1 + 1,77 \frac{d}{R},$$

где d – диаметр трубы, R – радиус змеевика.

В **шероховатых трубах** при турбулентном режиме течения, если высота шероховатостей соизмерима с толщиной ламинарного подслоя, происходит разрушение и турбулизация последнего. Это существенно увеличивает теплоотдачу. Для увеличения коэффициента теплоотдачи в трубах выгоднее увеличивать шероховатость, чем скорость. Расчеты показывают, что для увеличения коэффициента теплоотдачи в 2 раза путем увеличения скорости мощность на прокачку теплоносителя увеличивается примерно в 10 раз, а путем увеличения шероховатости – в 3 раза.

Расчет теплоотдачи в шероховатых трубах производится по специальным уравнениям.

7.4. Теплоотдача при поперечном обтекании труб

Процесс теплоотдачи при *поперечном обтекании трубы* характеризуется рядом особенностей, которые связаны с гидродинамикой движения жидкости вблизи поверхности трубы (рис.7.9).

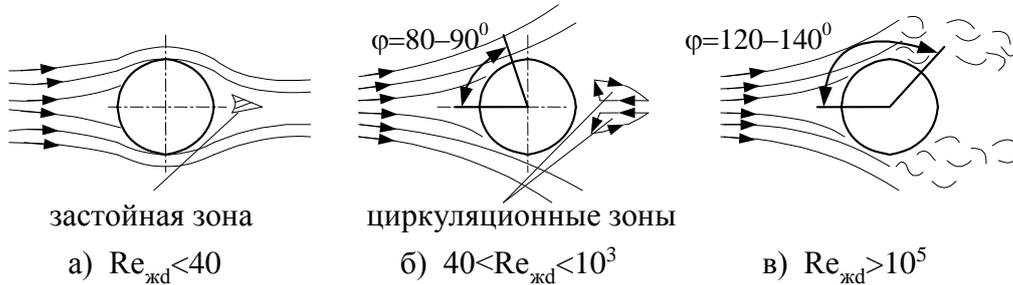


Рис. 7.9

Гидродинамика движения жидкости определяется числом $Re_{\text{жд}} = wd/v$, где d – наружный диаметр трубы.

При небольших скоростях потока жидкости ($Re_{\text{жд}} < 40$) обтекание трубы плавное, при более высоких скоростях ($40 < Re_{\text{жд}} < 10^3$) происходит отрыв ламинарного пограничного слоя от поверхности трубы, угол отрыва $\varphi = 80-90^\circ$. При значениях $Re_{\text{жд}} > 10^5$ ламинарное течение в пограничном слое сменяется турбулентным, угол отрыва турбулентного пограничного слоя от поверхности трубы составляет $\varphi = 120-140^\circ$.

Образующийся на поверхности трубы пограничный слой имеет наименьшую толщину в лобовой точке и далее постепенно нарастает до тех пор, пока не произойдет отрыв потока. Характер изменения коэффициента теплоотдачи $\alpha = f(\varphi)$ для позиций рис.7.9 а, б, в показан на рис. 7.10.

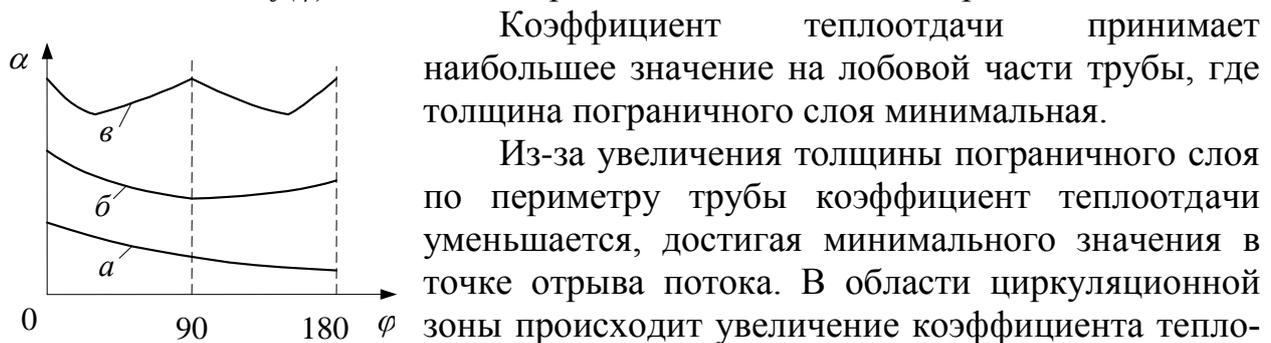


Рис. 7.10

Коэффициент теплоотдачи принимает наибольшее значение на лобовой части трубы, где толщина пограничного слоя минимальная.

Из-за увеличения толщины пограничного слоя по периметру трубы коэффициент теплоотдачи уменьшается, достигая минимального значения в точке отрыва потока. В области циркуляционной зоны происходит увеличение коэффициента теплоотдачи за счет разрушения пограничного слоя. Для случая (в) первое увеличение коэффициента теплоотдачи связано со сменой режима течения в пограничном слое, второе – с отрывом турбулентного пограничного слоя.

Для расчета *среднего* по периметру трубы коэффициента теплоотдачи рекомендуются следующие уравнения:

- при $Re_{жcd} < 40$

$$Nu_{жcd} = 0,76 Re_{жcd}^{0,4} Pr_{жс}^{0,37} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (7.31)$$

- при $40 < Re_{жcd} < 10^3$

$$Nu_{жcd} = 0,5 Re_{жcd}^{0,5} Pr_{жс}^{0,38} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (7.32)$$

- при $10^3 < Re_{жcd} < 2 \cdot 10^5$

$$Nu_{жcd} = 0,25 Re_{жcd}^{0,6} Pr_{жс}^{0,38} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (7.33)$$

- при $2 \cdot 10^5 < Re_{жcd} < 10^7$

$$Nu_{жcd} = 0,023 Re_{жcd}^{0,8} Pr_{жс}^{0,37} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (7.34)$$

Формулы (7.31) – (7.34) действительны для случая, когда угол ψ между направлением потока жидкости и осью трубы, называемый *углом атаки*, равен 90° . Если $\psi < 90^\circ$, то найденный по этим формулам коэффициент теплоотдачи следует умножить на поправочный коэффициент $\varepsilon_\psi = 1 - 0,54 \cos^2 \psi$.

В теплообменниках трубы располагаются в *виде коридорных* или *шахматных пучков* (рис.7.11).

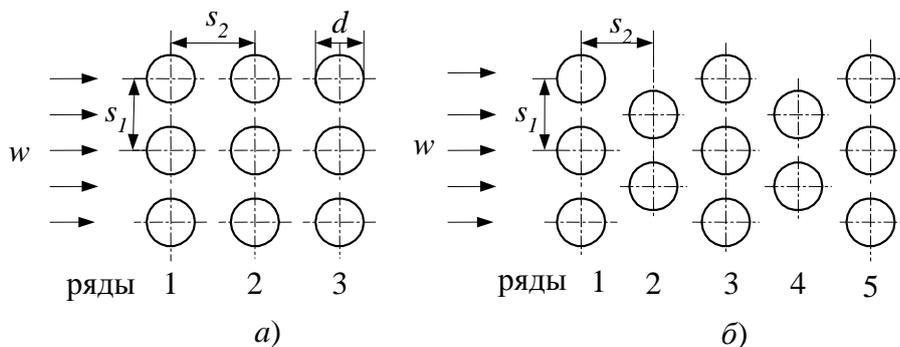


Рис. 7.11

Геометрическими характеристиками пучка являются: поперечный (s_1) и продольный (s_2) шаги, наружный диаметр трубы (d), количество рядов труб (n) по направлению движения жидкости.

Режим течения жидкости в пучках может быть ламинарным, турбулентным или смешанным и определяется числом $Re_{жcd} = wd/\nu$, где d – наружный диаметр трубы.

При $Re_{жcd} < 10^3$ – ламинарный режим;
 при $Re_{жcd} > 10^5$ – турбулентный;
 при $10^3 < Re_{жcd} < 10^5$ – смешанный.

Экспериментальными исследованиями теплоотдачи в пучках установлено следующее:

1. При *ламинарном* режиме теплоотдача шахматных пучков выше, чем коридорных, при *смешанном* режиме эта разница уменьшается. При *турбулентном* режиме теплоотдача шахматных и коридорных пучков практически одинакова.

2. С увеличением номера ряда пучка теплоотдача возрастает благодаря увеличению турбулентности потока при прохождении его через пучок.

Начиная с третьего ряда и далее, структура потока остается практически неизменной и коэффициент теплоотдачи принимает постоянное значение.

Средние коэффициенты теплоотдачи для *третьего и последующих рядов* в пучках при поперечном омывании труб потоком жидкости рассчитываются по следующим уравнениям.

Для коридорных пучков:

- при $40 < Re_{жcd} < 10^3$ – ламинарный режим,

$$Nu_{жcd} = 0,52 Re_{жcd}^{0,5} Pr_{жс}^{0,36} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (7.35)$$

- при $10^3 < Re_{жcd} < 10^5$ – смешанный режим,

$$Nu_{жcd} = 0,26 Re_{жcd}^{0,65} Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25} \varepsilon_s, \quad (7.36)$$

где $\varepsilon_s = (s_2/d)^{-0,15}$ – поправочный коэффициент, учитывающий плотность расположения труб в пучке;

- при $Re_{жcd} > 10^5$ – турбулентный режим,

$$Nu_{жcd} = 0,021 Re_{жcd}^{0,84} Pr_{жс}^{0,36} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (7.37)$$

Коэффициент теплоотдачи первого ряда коридорного пучка $\alpha_1 = 0,6 \alpha_3$, второго - $\alpha_2 = 0,9 \alpha_3$, где α_3 - коэффициент теплоотдачи третьего и последующих рядов.

Для шахматных пучков:

- при $40 < Re_{жcd} < 10^3$

$$Nu_{жcd} = 0,71 Re_{жcd}^{0,5} Pr_{жс}^{0,36} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (7.38)$$

- при $10^3 < Re_{жcd} < 10^5$

$$Nu_{жcd} = 0,41 Re_{жcd}^{0,6} Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25} \varepsilon_s, \quad (7.39)$$

если $s_1/s_2 < 2$, то $\varepsilon_s = (s_1/s_2)^{1/6}$,

если $s_1/s_2 \geq 2$, то $\varepsilon_s = 1,12$;

- при $Re_{жcd} > 10^5$ коэффициент теплоотдачи шахматных пучков рассчитывается по уравнению (7.37).

Коэффициент теплоотдачи первого ряда шахматного пучка $\alpha_1 = 0,6 \alpha_3$, второго - $\alpha_2 = 0,7 \alpha_3$.

Уравнения (7.35) – (7.39) справедливы для угла атаки $\psi = 90^\circ$. При $\psi < 90^\circ$ уменьшение коэффициента теплоотдачи следует учесть коэффициентом $\varepsilon_\psi = \sqrt{\sin \psi}$.

Конвективный теплообмен между трубами пучка и потоком жидкости рассчитывают по уравнению

$$Q = \alpha_{пучка} F (t_{жс} - t_c), \quad (7.40)$$

где $F, м^2$ – площадь поверхности всех труб пучка.

Средний коэффициент теплоотдачи пучка рассчитывается по формуле

$$\alpha_{пучка} = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i F_i}{\sum_{i=1}^n F_i},$$

где n – число рядов.

При одинаковом числе труб в ряду ($F_1 = F_2 = \dots = F_n$)

$$\alpha_{пучка} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 (n - 2)}{n}. \quad (7.41)$$

Контрольные вопросы и задания

1. Для парового котла высотой $h = 14$ м с температурой поверхности обмуровки $t_c = 40^\circ\text{C}$ и температурой воздуха в цехе $t_{жс} = 20^\circ\text{C}$ определите режим течения жидкости (воздуха) в пограничном слое при $x = h$.

Какие режимы течения жидкости имеют место по высоте поверхности обмуровки и какова протяженность участков с этими режимами?

2. Выведите формулы (7.12) и (7.13) с учетом (7.8) – (7.10) и уравнения теплового баланса $Q_{эжв} = Q_{к+т} + Q_l$.

3. Можно ли уравнениями (7.20) и (7.21) воспользоваться для расчетов коэффициентов теплоотдачи:

а) при омывании *труб* продольным потоком жидкости;

б) при расчетах теплообмена между *обшивкой летящего самолета* и потоком воздуха, омывающего поверхность обшивки?

4. Какие режимы и при каких условиях имеют место в случае вынужденного течения жидкости в трубах? Сравните по коэффициенту теплоотдачи ламинарный и турбулентный режимы, вязкостный и вязкостно-гравитационный режимы. Дайте обоснование ответа.

5. Запишите формулу для определения коэффициента теплоотдачи при стабилизированном турбулентном течении жидкости в трубе. Подставьте в нее значения чисел $Nu = \alpha d / \lambda$, $Re = wd / \nu$, $Pr = \nu / a = (\nu \cdot c_p \rho) / \lambda$ и сделайте анализ зависимости

$$\alpha = f(d, w, \lambda, \nu, c_p, \rho).$$

6. Сравните коэффициенты теплоотдачи при омывании трубы поперечным вынужденным потоком жидкости для угла атаки $\psi = 90^\circ$ и $\psi = 60^\circ$. Во сколько раз они отличаются?

7. При каком режиме течения жидкости на теплоотдачу влияет плотность расположения труб в пучке?

Примеры решения задач

Задача № 1. Определить тепловые потери от паропровода диаметром $d = 200$ мм и длиной $\ell = 20$ м, проложенного в закрытом помещении с температурой воздуха $t_{жс} = 30^\circ\text{C}$. Температура наружной стенки паропровода $t_c = 150^\circ\text{C}$.

Учесть потерю теплоты излучением. Степень черноты поверхности паропровода принять $\varepsilon = 0,9$.

Решение

Здесь имеет место теплоотдача при естественной конвекции в большом объеме. При температуре $t_{жс} = 30^\circ\text{C}$ для воздуха из табл. 1 приложения имеем:

$$\lambda = 2,67 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad \nu = 16,0 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad Pr_{жс} = 0,701,$$

при $t_c = 150^\circ\text{C}$ находим $Pr_c = 0,683$.

Температурный коэффициент объемного расширения воздуха вычисляем по формуле

$$\beta = \frac{1}{T_{жс}} = \frac{1}{30 + 273} = 3,3 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{К}}.$$

Находим произведение

$$Gr_{жсд} \cdot Pr_{жс} = \frac{g \beta \vartheta_c d^3}{\nu^2} \cdot Pr = \frac{9,8 \cdot 3,3 \cdot 10^{-3} (150 - 30) 0,2^3}{(16 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 0,701 = 8,50 \cdot 10^7.$$

Так как $(Gr_{жсд} \cdot Pr_{жс}) < 10^9$, то средний коэффициент теплоотдачи рассчитываем по уравнению (7.7):

$$Nu_{жсд} = 0,5 (8,50 \cdot 10^7)^{0,25} \left(\frac{0,701}{0,683} \right)^{0,25} = 48,3,$$

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{d} = \frac{48,3 \cdot 2,67 \cdot 10^{-2}}{0,2} = 6,45 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Сомножитель для воздуха, $\left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25} = \left(\frac{0,701}{0,683} \right)^{0,25} = 1,0065$, практически равен 1, поэтому для газов им можно пренебрегать.

Потери тепла конвекцией

$$Q_k = \alpha \pi d \ell (t_c - t_{жс}) = 6,45 \cdot 3,14 \cdot 0,2 \cdot 20 (150 - 30) = 9721 \text{ Вт},$$

излучением

$$Q_l = \varepsilon C_0 \pi d \ell \left[\left(\frac{T_c}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 \right] =$$

$$= 0,9 \cdot 5,67 \cdot 3,14 \cdot 0,2 \cdot 20 \left[\left(\frac{150 + 273}{100} \right)^4 - \left(\frac{30 + 273}{100} \right)^4 \right] = 15118 \text{ Вт}.$$

Суммарные тепловые потери паропровода составляют

$$Q = Q_k + Q_l = 24838 \text{ Вт}.$$

Задача № 2. Определить плотность теплового потока, проходящего через вертикальную щель толщиной $\delta = 10$ мм, заполненную воздухом. Температура горячей поверхности $t_1 = 180^\circ\text{C}$, степень черноты $\varepsilon_1 = 0,9$, холодной — $t_2 = 60^\circ\text{C}$, $\varepsilon_2 = 0,5$.

Решение

Между поверхностями, разделенными воздушной прослойкой, теплота передается теплопроводностью, конвекцией и излучением и может быть рассчитана по формуле

$$q = \frac{\lambda_{экв}}{\delta} (t_1 - t_2),$$

где $\lambda_{экв} = \lambda \varepsilon_k + q_l \delta / (t_1 - t_2)$.

При средней температуре воздуха $t_{жс} = \frac{t_1 + t_2}{2} = 120^\circ\text{C}$ из табл. 1 приложения находим

$$\lambda = 3,34 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad \nu = 25,45 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad \text{Pr}_{жс} = 0,686.$$

Определяем температурный коэффициент объемного расширения

$$\beta = \frac{1}{T_{жс}} = \frac{1}{120 + 273} = 2,54 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{К}}$$

и рассчитываем произведение чисел подобия

$$(Gr_{жс\delta} \cdot \text{Pr}_{жс}) = \frac{g \beta (t_1 - t_2) \delta^3}{\nu^2} \text{Pr}_{жс} = \frac{9,8 \cdot 2,54 \cdot 10^{-3} (180 - 60) 0,01^3}{(25,45 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 0,686 = 3,16 \cdot 10^3 > 10^3.$$

Коэффициент конвекции

$$\varepsilon_{\kappa} = 0,18 (Gr_{жс\delta} \cdot \text{Pr}_{жс})^{0,25} = 0,18 (3,16 \cdot 10^3)^{0,25} = 1,35.$$

Рассчитываем приведенную степень черноты поверхностей

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \frac{1}{\frac{1}{0,9} + \frac{1}{0,5} - 1} = 0,474$$

и плотность лучистого потока

$$q_{л} = \varepsilon_{np} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = 0,474 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{180 + 273}{100} \right)^4 - \left(\frac{60 + 273}{100} \right)^4 \right] = 801,3 \text{ Вт}.$$

Тогда

$$\lambda_{\text{экв}} = 3,34 \cdot 10^{-2} \cdot 1,35 + \frac{801,3 \cdot 0,01}{180 - 60} = 0,112 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}},$$

$$q = \frac{0,112}{0,01} (180 - 60) = 1344 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Задача № 3. По трубке внутренним диаметром 8 мм и длиной $\ell = 5\text{м}$ движется вода со скоростью $w = 1,2\text{м/с}$. Температура поверхности трубки $t_c = 90^\circ\text{C}$, средняя температура воды в ней $t_{жс} = 30^\circ\text{C}$.

Определить коэффициент теплоотдачи и тепловой поток, передаваемый от стенки трубки к воде.

Решение

При средней температуре воды в трубке $t_{жс} = 30^\circ\text{C}$ из табл. 2 приложения имеем:

$$\lambda_{\text{экв}} = 61,8 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad \nu = 0,805 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad \text{Pr}_{жс} = 5,42;$$

при температуре стенки $t_c=90^\circ\text{C}$ $Pr_c=1,95$.

Определяем число Рейнольдса

$$Re_{\text{жсд}} = \frac{w d}{\nu} = \frac{1,2 \cdot 0,008}{0,805 \cdot 10^{-6}} = 1,19 \cdot 10^4 > 10^4.$$

Режим течения турбулентный. По уравнению (7.28) рассчитываем средний коэффициент теплоотдачи от стенки трубки к воде. Так как $\ell/d=5/0,008=625>50$, то $\varepsilon_\ell=1$,

$$Nu_{\text{жсд}} = 0,021 (1,19 \cdot 10^4)^{0,8} 5,42^{0,43} \left(\frac{5,42}{1,95} \right)^{0,25} = 102,2;$$

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{d} = \frac{102,2 \cdot 61,8 \cdot 10^{-2}}{0,008} = 7895 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Тепловой поток

$$Q = \alpha \pi d \ell (t_c - t_{\text{жс}}) = 7895 \cdot 3,14 \cdot 0,008 \cdot 5 (90 - 30) = 59,5 \text{ кВт}.$$

8. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

8.1. Теплоотдача при кипении

Кипение – это процесс образования пара при подводе тепла к кипящей жидкости.

Тепловой поток, подводимый к кипящей жидкости, расходуется на процесс парообразования

$$Q = \alpha F (T_c - T_s) = G \cdot r, \text{ Вт}, \quad (8.1)$$

где $F, \text{ м}^2$ – площадь поверхности нагрева;

T_c – температура поверхности;

T_s – температура насыщения;

$G, \text{ кг/с}$ – количество образовавшегося пара за 1с (расход пара);

r – Дж/кг – теплота парообразования.

Уравнение (8.1) является уравнением теплового баланса процесса кипения.

Для возникновения процесса кипения необходимы два условия:

1. Наличие *перегрева жидкости* относительно температуры насыщения (t_s), рис. 8.1.

Для воды при атмосферном давлении перегрев $\Delta T = T_{\text{жс}} - T_s = 0,2 \div 0,4^\circ\text{C}$, максимальный перегрев $\Delta T = T_c - T_s$ может составлять $3 \div 150^\circ\text{C}$ и выше.

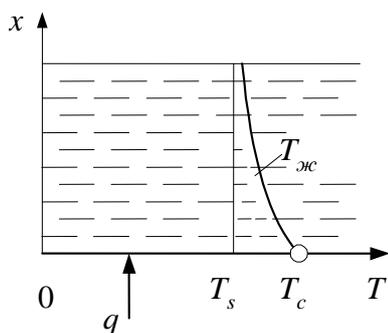


Рис. 8.1

2. Наличие *центров парообразования*, которыми могут служить микрошероховатости поверхности нагрева, адсорбированные поверхностью пузырьки газа, твердые частицы.

Кипение может происходить во всем объеме жидкости или на твердой поверхности нагрева. В промышленных устройствах кипение, как правило, происходит на поверхности нагрева и может осуществляться в условиях *естественной конвекции* (кипение в большом объеме) или *принудительной циркуляции*.

Кипение может быть *пузырьковым* или *пленочным*.

При *пузырьковом кипении* пар образуется в виде пузырьков, периодически зарождающихся около центров парообразования. Зародившийся паровой пузырек с *минимальным* (критическим) радиусом (r_k) растет, вследствие подвода теплоты, до *отрывного диаметра* (d_0), затем отрывается от поверхности нагрева и всплывает. Около освободившегося центра парообразования вновь зарождается паровой пузырек. Этот процесс периодически повторяется с определенной частотой – *частотой отрыва парового пузырька* (f). Величина $w'' = d_0 f$ характеризует среднюю *скорость роста паровых пузырей*.

При *пленочном кипении*, которое характеризуется большими перегревами ($T_c - T_s$), у поверхности нагрева образуется паровая пленка, отделяющая жидкость от поверхности. Теплопроводность пара значительно меньше, чем жидкости, поэтому интенсивность теплообмена при пленочном кипении в десятки раз ниже, чем при пузырьковом.

Интенсивность теплоотдачи *при пузырьковом* кипении зависит от микрохарактеристик и режимных параметров процесса кипения.

К *микрохарактеристикам* относятся:

- минимальный (критический) радиус парового пузырька (r_k);
- отрывной диаметр пузырька (d_0);
- частота отрыва (f) и скорость роста (w'') пузырей.

К *режимным параметрам* относятся:

- давление кипящей жидкости (p);
- перегрев жидкости ($\Delta T = T_c - T_s$);
- тепловой поток, подводимый к 1 м^2 поверхности нагрева (q);
- скорость движения кипящей жидкости (w).

Теоретически и экспериментально установлено, что с увеличением p , ΔT , q улучшаются все макрохарактеристики процесса кипения, увеличивается теплоотдача.

Теплоотдача при кипении зависит от свойств кипящей жидкости растет:

- с увеличением коэффициента теплопроводности (λ);
- с уменьшением коэффициента поверхностного натяжения (σ);

- с уменьшением вязкости жидкости (ν).

Влияние на теплообмен при кипении оказывают состояние поверхности нагрева, ее материал, смачиваемость, количество адсорбированных газов и свойства греющей стенки. Теплоотдача растет с увеличением шероховатости поверхности, теплопроводности и толщины греющей стенки. Все эти факторы влияют на число центров парообразования.

Интенсивность теплоотдачи при *пузырьковом* кипении практически не зависит от формы и размеров теплоотдающей поверхности.

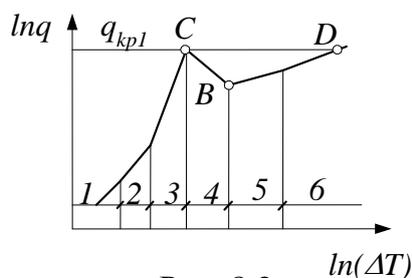


Рис. 8.2

На рис. 8.2 приведена зависимость теплового потока от температурного напора $\ln q = f(\ln \Delta T)$ при кипении жидкости - *кривая кипения*.

При подводе тепла к поверхности нагрева в условиях естественной конвекции повышается температура поверхности (T_c), жидкость воспринимает теплоту, нагревается и кипит.

Можно выделить следующие участки кривой кипения, рис. 8.2.:

- 1- конвективный теплообмен;
- 2- конвективный теплообмен со слабым кипением жидкости;
- 3- развитое пузырьковое кипение;
- 4- переходная область от пузырькового кипения к пленочному;
- 5- пленочное кипение;
- 6- пленочное кипение со значительным лучистым теплообменом через паровую пленку.

При максимальном значении теплового потока (q_{kp1}) наступает кризис кипения, который заключается в изменении режима кипения; q_{kp1} называют первой критической плотностью теплового потока.

При кипении жидкостей на горизонтальной плоской поверхности в условиях естественной конвекции первая критическая плотность теплового потока рассчитывается по формуле

$$q_{kp1} = 0,14 r \sqrt{\rho_n} \sqrt[4]{\sigma g (\rho_{жс} - \rho_n)}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}, \quad (8.2)$$

где r , Дж/кг – теплота парообразования; $\rho_n, \rho_{жс}$ – плотность паровой и жидкой фаз при температуре насыщения t_s ; σ , Н/м – коэффициент поверхностного натяжения жидкости; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$.

Постепенный переход пузырькового режима в пленочный, осуществляемый на участке *CB* на практике реализуется при омывании другой стороны теплопередающей поверхности *горячим конденсирующимся паром*. В этом случае температура поверхности (T_c), а следовательно, перегрев жидкости (ΔT) определяется давлением конденсирующегося пара и от процесса кипения не зависит.

При *электрическом обогреве* поверхности или *радиационном* (в паровых котлах) переход пузырькового кипения в пленочное произойдет скачкообразно (линия CD , рис. 8.2) и может сопровождаться сильным перегревом и разрушением поверхности нагрева. Поэтому в промышленных теплообменниках с кипением жидкостей не допускают $q = q_{кр1}$, обеспечивают $q < q_{кр1}$.

Расчет теплоотдачи при пузырьковом кипении

Сложные явления, наблюдающиеся при пузырьковом кипении, не дают возможности составить физически правильную модель процесса и дать ее полное математическое описание.

Для *пузырькового кипения жидкости в условиях естественной конвекции (в большом объеме)* предложен ряд формул для определения коэффициентов теплоотдачи. Например, формула, предложенная Д.А.Лабунцовым, которая с максимальным отклонением $\pm 35\%$ отражает экспериментальные данные многих исследований по кипению различных жидкостей в самых разнообразных условиях, имеет вид

$$\alpha = B \left(\frac{\lambda_{жс}^2}{\nu_{жс} \sigma T_s} \right)^{1/3} q^{2/3}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}, \quad (8.3)$$

где $B = 0,075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс} - \rho_n} \right)^{2/3} \right]$; σ , $\lambda_{жс}$, $\nu_{жс}$, $\rho_{жс}$ – коэффициент

поверхностного натяжения, теплопроводность, вязкость, плотность жидкости при t_s ; ρ_n – плотность пара при t_s ; q , $\text{Вт}/\text{м}^2$ – плотность теплового потока, подводимого к поверхности нагрева.

Формула (8.3) применительно к *воде* имеет вид

$$\alpha = \frac{3,4 p^{0,18}}{1 - 0,0045 p} q^{2/3} \quad (8.4)$$

и применима в диапазоне давлений от 1 до 200 бар. Давление p в формулу (8.4) должно подставляться в барах.

Подстановка $q = \alpha(t_c - t_s)$ в (8.4) дает расчетную формулу для коэффициента теплоотдачи в виде

$$\alpha = \frac{39,3 p^{0,54}}{(1 - 0,0045 p)^3} \Delta t^2. \quad (8.5)$$

В практических расчетах пользуются эмпирическими зависимостями коэффициента теплоотдачи от режимных параметров. Например, для *воды* в интервале давлений $\Delta p = 1 \div 40$ бар можно воспользоваться формулами

$$\alpha = 3,0 q^{0,7} p^{0,15}, \quad (8.6)$$

$$\alpha = 38,7 \Delta t^{2,33} p^{0,5}, \quad (8.7)$$

где p , бар; q , $\text{Вт}/\text{м}^2$; α , $\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{К}$.

При вынужденном течении кипящей жидкости в трубах на интенсивность теплообмена влияет соотношение процесса кипения и вынужденной конвекции. Если *скорость* вынужденного течения жидкости *мала*, то интенсивность теплоотдачи определяется, главным образом, наличием действующих центров парообразования, т.е. процессом кипения. При больших скоростях вынужденное течение подавляет влияние кипения. Значение коэффициента теплоотдачи α при вынужденном течении кипящей жидкости в трубах рекомендуется определять в зависимости от соотношения между коэффициентом теплоотдачи α_q , рассчитанным по одной из формул (8.3) – (8.7), и коэффициентом теплоотдачи α_w , рассчитанным по формулам конвективного теплообмена при вынужденном течении однофазной жидкости в трубах (7.26) – (7.28).

Если $\alpha_q/\alpha_w \leq 0,5$, то $\alpha = \alpha_w$;

если $\alpha_q/\alpha_w \geq 2$, то $\alpha = \alpha_q$;

при $0,5 < \alpha_q/\alpha_w < 2$ следует воспользоваться интерполяционной формулой

$$\alpha = \alpha_w \frac{4 \alpha_w + \alpha_q}{5 \alpha_w - \alpha_q}. \quad (8.8)$$

8.2. Теплоотдача при конденсации

Конденсация – это переход пара в жидкое состояние. В процессах конденсации пара выделяется теплота. Каждый кг сухого насыщенного пара выделяет теплоту r (r , Дж/кг – теплота парообразования). Если на поверхности конденсируется G , кг/с сухого насыщенного пара, то при этом выделяется $Q = G \cdot r$, Дж/с тепла, которое передается поверхности конденсации в соответствии с законом Ньютона - Рихмана $Q = \alpha F (t_s - t_c)$, и должно постоянно отводиться от поверхности, чтобы обеспечить необходимый перепад температур $\Delta t = t_s - t_c$, ($t_c < t_s$).

Таким образом, уравнение теплового баланса для процесса конденсации имеет вид

$$Q = G r = \alpha F (t_s - t_c). \quad (8.9)$$

В процессе конденсации, так же как и в процессе испарения жидкости,

$$t_s = f(p), \quad p_s = f(t), \quad r = f(t_s) \quad \text{или} \quad r = f(p_s).$$

Различают два вида конденсации: *капельную*, при которой конденсат осаждается на поверхности в виде отдельных капель, и *плёночную*, при которой на поверхности образуется сплошная плёнка жидкости. При капельной конденсации теплоотдача может быть во много раз выше, чем при плёночной, т.к. плёнка конденсата обладает большим термическим сопротивлением передаче теплоты от пара к стенке. Капельная конденсация имеет место в тех случаях, когда жидкость не смачивает поверхность

теплообмена. При установившейся работе конденсаторов, как правило, жидкость смачивает поверхность теплообмена, и в них происходит пленочная конденсация пара.

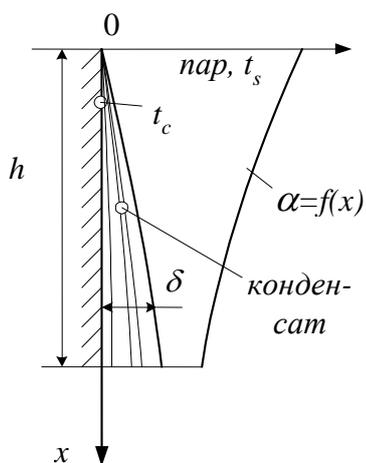


Рис. 8.3

На рис. 8.3 показана схема **пленочной конденсации** сухого насыщенного пара **на вертикальной поверхности** высотой h с температурой $t_c < t_s$. Толщина стекающей пленки конденсата обозначена δ . Количество стекающего по поверхности конденсата постепенно увеличивается, вследствие чего толщина пленки растет.

При *ламинарном* течении пленки конденсата (рис.8.3) и допущении, что температура на поверхности стекающей пленки равна температуре насыщения (t_s), справедливо уравнение теплового баланса

$$q = \frac{\lambda_{жс}}{\delta} (t_s - t_c) = \alpha (t_s - t_c), \quad \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (8.10)$$

На основании (8.10)

$$\alpha = \frac{\lambda_{жс}}{\delta}, \quad (8.11)$$

т.е., коэффициент теплоотдачи прямо пропорционален теплопроводности стекающего конденсата и обратно пропорционален толщине пленки конденсата ($\alpha=f(x)$, рис.8.3.), которая является термическим сопротивлением передаче тепла от пара к поверхности конденсации.

При *пленочной* конденсации неподвижного сухого насыщенного пара и ламинарном течении пленки конденсата на *вертикальной поверхности* и *вертикальных трубах* Нуссельтом теоретически (на основании математической модели процесса конденсации) была получена формула, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными для случая чисто ламинарного течения пленки конденсата. На практике чаще всего реализуется *ламинарно-волновое* течение, для которого рекомендуется следующая формула для расчета среднего коэффициента теплоотдачи ($\bar{\alpha}$):

$$\bar{\alpha} = 0,95 Z_s^{0,78} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{жс}} \right)^{0,25}, \quad (8.12)$$

где $\bar{Re}_s = \frac{\bar{\alpha} \Delta t h}{r \rho_{жс} \nu_{жс}}$ – число Рейнольдса; $\Delta t = t_s - t_c$, h ; м – высота поверхности конденсации; r , Дж/кг – теплота парообразования при t_s ; $Pr_{жс}$, $\rho_{жс}$, $\nu_{жс}$, $\lambda_{жс}$ – число Прандтля, плотность, кинематическая вязкость, теплопроводность

конденсата при t_s ; $Pr_{жс}$ – число Прандтля конденсата при t_c ,

$Z_s = \left(\frac{g h^3}{\nu_{жс}^2} \right)^{1/3} \frac{\lambda_{жс} \Delta t}{r \rho_{жс} \nu_{жс}}$ – приведенная высота вертикальной поверхности;
 $g=9,8 \text{ м/с}^2$.

Формула (8.12) справедлива при $Z_s \leq 2300$. При значениях $Z_s > 2300$ ламинарно-волновое течение пленки сменяется турбулентным, так что на вертикальной поверхности в верхней части течение ламинарно-волновое, в нижней – турбулентное (*смешанный режим*). Расчетная формула в этом случае имеет вид

$$\overline{\alpha}_s = \left[89 + 0,024 \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{жс}} \right)^{0,25} Pr_{жс}^{0,5} (Z_s - 2300) \right]^{4/3}. \quad (8.13)$$

При конденсации пара на *наклонных* поверхностях коэффициент теплоотдачи меньше, чем на вертикальных за счет увеличения толщины пленки конденсата и может быть вычислен по формуле

$$\alpha_{накл} = \alpha_{верт} \sqrt[4]{\cos \psi}, \quad (8.14)$$

где ψ – угол между поверхностью конденсации и вертикальной поверхностью.

При пленочной конденсации неподвижного сухого насыщенного пара на *горизонтальной трубе* средний коэффициент теплоотдачи рассчитывается по формуле Нуссельта

$$\overline{\alpha}_N = 0,728 \sqrt[4]{\frac{\lambda_{жс}^3 \rho_{жс}^2 g r}{\mu_{жс} d (t_s - t_c)}}, \quad (8.15)$$

где $\mu_{жс}$, Па·с – коэффициент динамической вязкости конденсата при t_s .

С учетом зависимости теплофизических свойств конденсата от температуры

$$\overline{\alpha} = \overline{\alpha}_N \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{жс}} \right)^{0,25}. \quad (8.16)$$

При конденсации *движущегося пара* со скоростью $w_{п}$, м/с на коэффициент теплоотдачи влияет направление движения пара. Если пар движется *сверху вниз*, то направления движения пара и пленки конденсата совпадают (попутное движение), при этом толщина пленки уменьшается, коэффициент теплоотдачи увеличивается. При движении пара *снизу вверх* (встречное движение пара и пленки) толщина пленки увеличивается, коэффициент теплоотдачи уменьшается.

Средний коэффициент теплоотдачи при конденсации движущегося пара на горизонтальной трубе и движении пара сверху вниз рассчитывается по формуле

$$\frac{\overline{\alpha}}{\overline{\alpha}_N} = \left(1 + 3,62 \chi^4 \frac{Fr}{Pr_{жс} K} \right)^{1/4}, \quad (8.17)$$

где $\bar{\alpha}_N$ – коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по формуле (8.15);

$Fr = \frac{w_n^2}{g d}$ – число Фруда, $g=9,8\text{м/с}^2$, d – наружный диаметр трубы;

$K = \frac{r}{c_{p_{ж}} (t_s - t_c)}$ – число Кутателадзе; $\chi = 0,9 \left[1 + \left(Pr_{ж.с} \frac{K}{R} \right)^{1/3} \right]$; $R = \left(\frac{\rho_{жс} \mu_{жс}}{\rho_n \mu_n} \right)^{0,5}$;

$\rho_{жс}$, $\mu_{жс}$, ρ_n , μ_n – плотность и динамическая вязкость при t_s для конденсата и пара соответственно.

В конденсаторах и теплообменниках пар конденсируется на пучках с шахматным, коридорным или иным расположением труб (рис. 8.4).

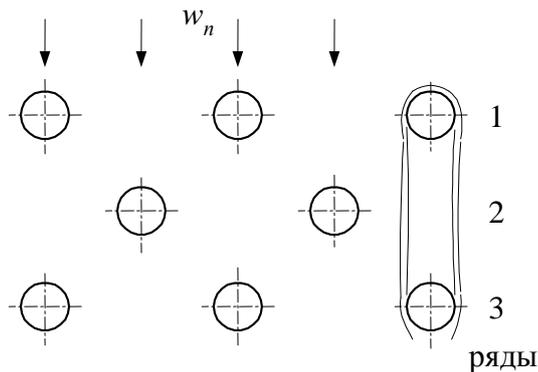


Рис. 8.4

Особенности конденсации пара на трубах пучка:

1. Уменьшается скорость пара при движении его по пучку вследствие частичной конденсации.

2. Толщина пленки конденсата с увеличением номера ряда растет за счет стекания конденсата с верхних рядов.

Все это приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи по рядам с увеличением номера ряда.

Для расчета **среднего по пучку коэффициента теплоотдачи** ($\bar{\alpha}_{пучка}$) рекомендуется формула

$$\frac{\bar{\alpha}_{пучка}}{\bar{\alpha}_N} = \frac{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}_N} \cdot \frac{0,84 \varepsilon}{[1 - (1 - \varepsilon)^{0,84}] n^{0,07}}, \quad (8.18)$$

где $\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}_N}$ – относительный коэффициент теплоотдачи первого ряда, рассчитываемый по формуле (8.17); n – число рядов труб по высоте коридорного пучка или половина числа рядов труб по высоте шахматного

пучка; $\varepsilon = \frac{G_{вх} - G_{вых}}{G_{вх}}$ – степень конденсации пара; $G_{вх}$, $G_{вых}$, кг/с – расходы

пара на входе и на выходе пучка.

При $G_{вых}=0$ – полная конденсация ($\varepsilon=1$).

При пленочной конденсации *мокрого* или *перегретого* пара теплоотдачу рассчитывают по формулам (8.12) – (8.18), только вместо теплоты парообразования (r) подставляют разность энтальпий

$$\Delta h = h - h',$$

где h – энтальпия мокрого или перегретого пара, h' – энтальпия конденсата при t_s . Во всем остальном – никаких особенностей по сравнению с сухим насыщенным паром.

Заметно уменьшает теплоотдачу при конденсации наличие примесей *неконденсирующихся газов* (воздуха). Снижение теплоотдачи при этом происходит потому, что притекающий к поверхности вместе с паром газ остается у стенки в виде газового слоя, через который затрудняется доступ пара к поверхности. Для отвода воздуха из пара в промышленных конденсаторах устанавливаются воздухоотсасывающие устройства.

Следует уделять внимание профилактическим мерам, препятствующим снижению теплоотдачи от наличия воздуха в паре, отложений на поверхности в виде накипи, масел и других загрязнений, представляющих собой дополнительное термическое сопротивление для отвода тепла от конденсирующегося пара.

Контрольные вопросы и задания

1. Поясните, как должны изменяться каждая из микрохарактеристик процесса кипения (увеличиваться или уменьшаться) при увеличении теплоотдачи.

2. Рассчитайте критическую плотность теплового потока ($q_{кр_1}$) и соответствующие ей коэффициент теплоотдачи ($\alpha_{кр}$) и температурный напор ($\Delta t_{кр}$) для воды, кипящей при атмосферном давлении в большом объеме.

3. Проанализируйте тенденцию изменения коэффициента теплоотдачи в процессах конвективного теплообмена, пузырькового кипения, перехода к пленочному кипению, пленочного кипения.

4. Какие условия необходимы для процесса конденсации?

5. При конденсации пара на вертикальных трубах устанавливают конические поверхности для отвода конденсата. Что это дает?

6. В связи с тем, что интенсивность теплообмена при конденсации на трубах определяется термическим сопротивлением пленки конденсата, важное значение для получения высоких коэффициентов теплоотдачи имеет расположение труб в конденсаторе (вертикальное, горизонтальное). Какое расположение предпочтительно и почему?

7. На какой поверхности при конденсации пара Вы ожидаете бóльший коэффициент теплоотдачи: на гладкой или шероховатой? И почему?

8. Подставьте размерность всех величин в числа подобия Re_s и Z_s и убедитесь, что они безразмерны.

9. Как влияет при конденсации пара перепад температур $\Delta t = t_s - t_c$ на коэффициент теплоотдачи, на плотность теплового потока q ? Проанализируйте на примере пленочной конденсации неподвижного сухого насыщенного пара на горизонтальной трубе.

Примеры решения задач

Задача № 1. Определить коэффициент теплоотдачи (α) и температуру поверхности (t_c) при кипении воды, если давление воды $p=23$ бар, а поверхностная плотность теплового потока $q=9 \cdot 10^4$ Вт/м².

Решение

Для расчета коэффициента теплоотдачи воспользуемся уравнением (8.4)

$$\alpha = \frac{3,4 \cdot 23^{0,18}}{1 - 0,0045 \cdot 23} (9 \cdot 10^4)^{2/3} = 13393 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

По давлению $p=23$ бар из табл. 7 приложения находим температуру насыщения $t_s=219,6^\circ\text{C}$ и рассчитываем температуру поверхности нагрева

$$t_c = t_s + \frac{q}{\alpha} = 219,6 + \frac{9 \cdot 10^4}{13393} = 226,3^\circ\text{C}.$$

Задание. Решите задачу, воспользовавшись уравнением (8.5), определите отклонение полученных результатов в %, сделайте выводы.

Задача № 2. На наружной поверхности вертикальной трубы диаметром $d=20$ мм и высотой $h=2$ м конденсируется сухой насыщенный водяной пар при давлении $p=1$ бар. Температура поверхности $t_c=94,5^\circ\text{C}$. Определить средний коэффициент теплоотдачи от пара к трубе и количество пара, которое сконденсируется на поверхности трубы за 1 час.

Решение

По давлению $p=1$ бар из табл. 7 приложения находим температуру насыщения $t_s=99,6^\circ\text{C}$, а из табл.8 при $t=100^\circ\text{C}$ ($99,6^\circ \approx 100^\circ\text{C}$):

$\rho_{жс} = 958$ кг/м³, $\lambda_{жс} = 0,68$ Вт/м·К, $\nu_{жс} = 0,291 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $Pr_{жсs} = 1,73$;
при $t_c = 94,5$; $Pr_{жсc} = 1,845$.

Теплоту парообразования берем из табл.9 приложения, при $t=100^\circ\text{C}$ $r=2257,2$ кДж/кг.

Рассчитываем

$$Z_s = \left(\frac{g h^3}{\nu_{жс}^2} \right)^{1/3} \frac{\lambda_{жс} \Delta t}{r \rho_{жс} \nu_{жс}} = \left[\frac{9,8 \cdot 2^3}{(0,291 \cdot 10^{-6})^2} \right]^{1/3} \cdot \frac{0,68 (99,6 - 94,5)}{2257,2 \cdot 10^3 \cdot 958 \cdot 0,296 \cdot 10^{-6}} = 529,9 < 2300 .$$

Режим течения пленки ламинарно-волновой, тогда

$$Re_s = 0,95 Z_s^{0,78} \left(\frac{Pr_{жсs}}{Pr_{жсc}} \right)^{0,25} = 0,95 (529,9)^{0,78} \left(\frac{1,73}{1,845} \right)^{0,25} = 124,8 .$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{Re_s r \cdot p_{жс} \nu_{жс}}{h \Delta t} = \frac{124,8 \cdot 2257,2 \cdot 10^3 \cdot 958 \cdot 0,291 \cdot 10^{-6}}{2(99,6 - 94,5)} = 7699 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Количество пара, которое конденсируется на поверхности трубы за 1с

$$G = \frac{Q}{r} = \frac{\alpha \pi d h (t_s - t_c)}{r} = \frac{7699 \cdot 3,14 \cdot 0,02 \cdot 2(99,6 - 94,5)}{2257,2 \cdot 10^3} = 2,18 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{с}},$$

за 1 час

$$G = 2,18 \cdot 10^{-3} \cdot 3600 = 7,87 \frac{\text{кг}}{\text{ч}}.$$

Задание. Рассчитайте, как изменится α и G , кг/ч, если труба будет горизонтальной? Сделайте практические выводы.

9. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

9.1. Классификация теплообменников

Теплообменными аппаратами, или теплообменниками называются устройства, предназначенные для передачи тепла от более нагретой жидкости – *горячего теплоносителя* – к менее нагретому – *холодному теплоносителю*.

По способу передачи теплоты различают смесительные и поверхностные теплообменники.

В *смесительных* теплообменниках теплообмен осуществляется путем непосредственного контакта и смешения горячего и холодного теплоносителей. Наиболее простыми и компактными являются смесительные теплообменники, в которых смешиваются теплоносители, не требующие дальнейшего разделения: вода смешивается с паром в подогревателе воды; вода из котельной смешивается с водой, возвращающейся от потребителя в радиаторах отопления.

Используются смесительные теплообменники для легко разделяющихся теплоносителей: газ – жидкость, вода – масло, газ – дисперсный твердый материал.

Поверхностные теплообменные аппараты делятся на *регенеративные* и *рекуперативные*. В первых теплота от горячих газов аккумулируется насадкой (металлические шары, листы стали, кирпич), а затем передается нагреваемому газу путем его продувания через горячую насадку (регенеративные воздухоподогреватели, теплообменники для охлаждения запыленных газов).

В *рекуперативных* аппаратах теплота от горячего теплоносителя передается к холодному через разделяющую их стенку. Наиболее распространены трубчатые теплообменники, в которых один теплоноситель движется в трубах, другой – в межтрубном пространстве (подогреватели, охладители, конденсаторы, испарители).

9.2. Основные уравнения для расчета теплообменников

Тепловой расчет теплообменника может быть *конструкторским*, целью которого является определение площади поверхности теплообмена, и *проверочным*, когда при известной поверхности нагрева определяется количество передаваемой теплоты и конечные температуры теплоносителей.

Основными уравнениями для расчета теплообменников являются:

- уравнение теплового баланса;
- уравнение теплопередачи;
- уравнение массового расхода теплоносителей.

Уравнение теплового баланса при условии отсутствия тепловых потерь имеет вид

$$Q = G_1 (h_1' - h_1'') = G_2 (h_2'' - h_2'), \quad (9.1)$$

где G , кг/с – массовый расход теплоносителя; h , Дж/кг – энтальпия. Здесь и далее индексы 1, 2 относятся соответственно к горячему и холодному теплоносителям, один штрих (') и два штриха (") – к параметрам на входе в теплообменник и на выходе из него.

При отсутствии кипения или конденсации теплоносителей уравнение теплового баланса можно записать в виде

$$Q = G_1 c_{p_1} (t_1' - t_1'') = G_2 c_{p_2} (t_2'' - t_2'), \quad (9.2)$$

где c_{p_1} , c_{p_2} , Дж/кг·К – средние теплоемкости теплоносителей, или

$$Q = C_1 (t_1' - t_1'') = C_2 (t_2'' - t_2'), \quad (9.3)$$

где $C = G c_p$ Дж/с·К – расходная теплоемкость теплоносителя.

Из уравнения (9.3) следует, что отношение расходных теплоемкостей обратно пропорционально отношению их изменений температур:

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{t_2'' - t_2'}{t_1' - t_1''} = \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}, \quad (9.4)$$

Уравнение теплового баланса с учетом *тепловых* потерь запишется в виде

$$G_1 (h_1' - h_1'') \eta = G_2 (h_2'' - h_2'),$$

где $\eta = \frac{G_2 (h_2'' - h_2')}{G_1 (h_1' - h_1'')} - \text{КПД теплообменника}$, учитывающий потери тепла в окружающую среду.

Эксергетический КПД теплообменника

$$\eta_{\text{экс}} = \frac{G_2 (ex_2'' - ex_2')}{G_1 (ex_1' - ex_1'')}$$

учитывает потери эксергии в составе потерь тепла и потери эксергии от необратимого теплообмена между горячим и холодным теплоносителем при конечной разности средних температур ($\bar{t}_1 - \bar{t}_2$).

Уравнение теплопередачи имеет вид

$$Q = \kappa F (\bar{t}_1 - \bar{t}_2), \quad (9.5)$$

где \bar{t}_1, \bar{t}_2 - средние температуры теплоносителей;

κ – коэффициент теплопередачи;

$F, \text{ м}^2$ – площадь поверхности;

и используется для нахождения площади поверхности теплообмена F .

Если обозначить

$$\bar{t}_1 - \bar{t}_2 = \bar{\Delta t}, \quad (9.6)$$

где $\bar{\Delta t}$ - *средний температурный напор*, то уравнение теплопередачи запишется в виде

$$Q = \kappa F \bar{\Delta t}. \quad (9.7)$$

В рекуперативных теплообменниках для уменьшения термического сопротивления стенка выполняется из материала с хорошей теплопроводностью (меди, латуни, сплавов алюминия, стали), и в этом случае для стенок любой формы (например труб) коэффициент теплопередачи с достаточной точностью рассчитывается по формуле для плоской стенки

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (9.8)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$ – средние коэффициенты теплоотдачи между стенкой и теплоносителями; $\delta, \text{ м}$, $\lambda, \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$ – толщина и коэффициент теплопроводности стенки.

В рекуперативных теплообменниках в зависимости от направления потоков горячего и холодного теплоносителей различают три основные **схемы движения**:

1. Если оба теплоносителя движутся параллельно в одном направлении, то схема называется *прямотоком*.

2. Если теплоносители движутся параллельно, но в противоположных направлениях, то схема движения называется *противотоком*.

3. Если один теплоноситель движется в направлении, перпендикулярном к направлению движения другого теплоносителя, то схема движения называется *перекрестным током*.

Кроме указанных, существуют более сложные схемы движения, являющиеся различными комбинациями рассмотренных основных схем.

На рис. 9.1 представлены графики изменения температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена F для *прямотока* (а) и *противотока* (б).

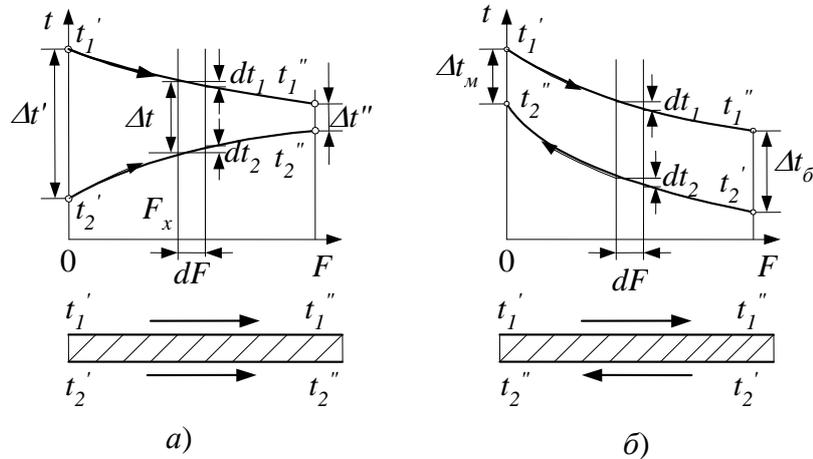


Рис. 9.1

При *прямотоке* $\Delta t' = t_1' - t_2'$ - температурный напор на входе в теплообменник, $\Delta t'' = t_1'' - t_2''$ - температурный напор на выходе из теплообменника, Δt - текущий температурный напор при F_x .

Обратите внимание, что при *прямотоке* температура холодного теплоносителя на выходе теплообменника (t_2'') всегда меньше температуры горячего теплоносителя (t_1''):

$$t_2'' < t_1''.$$

При *противотоке* Δt_δ , Δt_m - больший и меньший температурные напоры. Холодный теплоноситель может нагреваться до более высокой температуры, чем t_1'' :

$$t_2'' > t_1''.$$

Это дает основание заключить, что *противоточная схема предпочтительнее прямоточной*.

Получим формулу для расчета *среднего температурного напора при прямотоке*.

Запишем уравнение теплового баланса и уравнение теплопередачи для элемента поверхности dF (рис.9.1,а):

$$dQ = -C_1 dt_1 = C_2 dt_2, \quad (9.9)$$

$$dQ = \kappa(t_1 - t_2) dF. \quad (9.10)$$

Из (9.9) имеем

$$dt_1 = -\frac{dQ}{C_1}, \quad dt_2 = \frac{dQ}{C_2}.$$

Разность

$$d t_1 - d t_2 = -\frac{d Q}{C_1} - \frac{d Q}{C_2},$$

$$d (t_1 - t_2) = -d Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right).$$

Обозначим

$$\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} = m,$$

тогда

$$d (t_1 - t_2) = -m d Q.$$

Подставим

$$d Q = -\frac{d (t_1 - t_2)}{m}$$

в (9.10) и получим

$$-\frac{d (t_1 - t_2)}{m} = \kappa (t_1 - t_2) d F,$$

откуда

$$\frac{d (\Delta t)}{\Delta t} = -m \kappa d F. \quad (9.11)$$

Проинтегрируем (9.11) от $\Delta t'$ до текущего температурного напора Δt и от 0 до F_x (рис. 9.1, а), получим

$$\ln \frac{\Delta t}{\Delta t'} = -m \kappa F_x,$$

$$\frac{\Delta t}{\Delta t'} = e^{-m \kappa F_x},$$

$$\Delta t = \Delta t' e^{-m \kappa F_x}. \quad (9.12)$$

Последняя формула описывает закон изменения текущего температурного напора вдоль поверхности теплообмена.

Проинтегрируем (9.11) от $\Delta t'$ до $\Delta t''$ и от 0 до F , где F – площадь поверхности теплообменника.

Получим

$$\ln \frac{\Delta t''}{\Delta t'} = -m \kappa F, \quad (9.13)$$

$$\frac{\Delta t''}{\Delta t'} = e^{-m \kappa F}. \quad (9.14)$$

Зная закон изменения температурного напора вдоль поверхности теплообмена (9.12), можно найти средний температурный напор $\bar{\Delta t}$ по формуле осреднения

$$\bar{\Delta t} = \frac{1}{F} \int_0^F \Delta t dF_x. \quad (9.15)$$

Совместное решение (9.15), (9.12) – (9.14) дает расчетную формулу для среднего температурного напора при прямотоке

$$\overline{\Delta t}_{\text{прям}} = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{\ln \frac{\Delta t'}{\Delta t''}}. \quad (9.16)$$

При противотоке

$$m = \frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}.$$

Аналогичные рассуждения и математические преобразования дают расчетную формулу для $\overline{\Delta t}$ в виде

$$\overline{\Delta t}_{\text{прот}} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_m}}. \quad (9.17)$$

Учитывая, что для прямотока $\Delta t'$ является бóльшим температурным напором, а $\Delta t''$ - меньшим, можно утверждать, что формула (9.17) справедлива и для прямотока.

Для других схем движения теплоносителей средний температурный напор рассчитывается по формуле

$$\overline{\Delta t} = \overline{\Delta t}_{\text{прот}} \cdot \varepsilon_{\Delta t}, \quad (9.18)$$

где $\varepsilon_{\Delta t} = f(R, P)$ – поправочный коэффициент, определяемый по номограммам, которые приведены в справочниках.

Здесь

$$R = \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{t_1' - t_1''}{t_2'' - t_2'}, \quad P = \frac{\Delta t_2}{\Delta t_{\text{max}}} = \frac{t_2'' - t_2'}{t_1' - t_2'}$$

Расчет средних температур теплоносителей \overline{t}_1 и \overline{t}_2 производится так: сравнивают изменения температур $\Delta t_1 = t_1' - t_2''$ и $\Delta t_2 = t_2'' - t_2'$; среднюю температуру теплоносителя с меньшим изменением температуры (с бóльшей расходной теплоемкостью) вычисляют как среднюю арифметическую. Среднюю температуру другого теплоносителя определяют по формуле (9.6).

Уравнение массового расхода теплоносителя имеет вид

$$G = w f \rho, \text{ кг/с}, \quad (9.19)$$

где w , м/с – скорость движения теплоносителя,

f , м² – площадь поперечного сечения потока теплоносителя,

ρ , кг/м³ – плотность теплоносителя.

При движении теплоносителя по трубам пучка площадь поперечного сечения всех труб

$$f = \frac{\pi d^2}{r} \cdot n,$$

где n – число труб.

9.3. Расчет теплообменников

Конструкторский расчет теплообменников производится по уравнениям теплопередачи, теплового баланса, массового расхода теплоносителей.

Получим уравнения для **поверочного** расчета, цель которого – определить передаваемую теплоту (Q) и конечные температуры теплоносителей (t_1'' , t_2'').

Прямоток

На основании (9.14)

$$\Delta t'' = \Delta t' e^{-m \kappa F}$$

или

$$t_1'' - t_2'' = (t_1' - t_2') e^{-m \kappa F}. \quad (9.20)$$

Если левую и правую части уравнения (9.20) вычесть из разности температур ($t_1' - t_2'$) и учесть соотношение (9.4), то получим формулу (9.21), из которой можно найти температуру горячего теплоносителя (t_1'') на выходе из теплообменника,

$$t_1' - t_1'' = (t_1' - t_2') P, \quad (9.21)$$

где

$$P = \frac{1 - e^{-\frac{\kappa F}{C_1} (1 + \frac{C_1}{C_2})}}{1 + \frac{C_1}{C_2}}.$$

Тогда передаваемая теплота и температура холодного теплоносителя (t_2'') определяется из уравнения теплового баланса

$$Q_P = C_1 (t_1' - t_1'') = C_1 (t_1' - t_2') P, \quad (9.22)$$

$$Q_P = C_2 (t_2'' - t_2'). \quad (9.23)$$

Противоток

Аналогичные алгебраические преобразования для противотока дают расчетную формулу для тепла

$$Q_Z = C_1 (t_1' - t_2') Z, \quad (9.24)$$

где

$$Z = \frac{1 - e^{-\frac{\kappa F}{C_1} (1 - \frac{C_1}{C_2})}}{1 - \frac{C_1}{C_2} e^{-\frac{\kappa F}{C_1} (1 - \frac{C_1}{C_2})}}.$$

Конечные температуры теплоносителей (t_1'' , t_2'') можно рассчитать по уравнению теплового баланса (9.3).

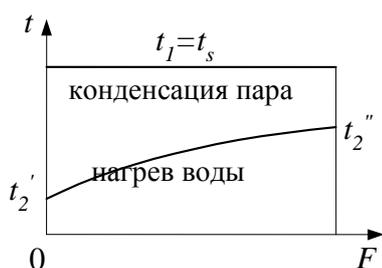


Рис. 9.2

Получим уравнения для *поверочного расчета* теплообменников с **кипением** и **конденсацией**.

1. *Конденсатор*, охлаждаемый водой. График изменения температур теплоносителей приведен на рис. 9.2.

При конденсации пара

$$t_1 = t_s = \text{const}, \Delta t_1 = 0, c_{p_1} = \infty, C_1 = c_{p_1} G_1 = \infty.$$

Тогда

$$m = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \Big|_{c_1 = \infty} = \frac{1}{C_2},$$

а на основании (9.20) получим формулу

$$t_1 - t_2'' = (t_1 - t_2') e^{-\frac{k \cdot F}{C_2}},$$

по которой можно рассчитать конечную температуру холодного теплоносителя

$$t_2'' = t_1 - (t_1 - t_2') e^{-\frac{k \cdot F}{C_2}}, \quad (9.25)$$

а затем определить передаваемую теплоту

$$Q = C_2 (t_2'' - t_2'). \quad (9.26)$$

2. *Испаритель воды*, нагреваемый продуктами сгорания топлива, рис. 9.3.



Рис. 9.3

При кипении воды $t_2 = t_s = \text{const}$, $\Delta t_2 = 0$; $c_{p_2} = \infty$,

$$C_2 = c_{p_2} G_2 = \infty.$$

Тогда

$$m = \frac{1}{C_1},$$

$$t_1'' - t_2 = (t_1' - t_2) e^{-\frac{k \cdot F}{C_1}}.$$

Расчетные формулы для t_1'' и Q запишутся в виде

$$t_1'' = t_2 + (t_1' - t_2) e^{-\frac{k \cdot F}{C_1}}, \quad (9.27)$$

$$Q = C_1 \cdot (t_1' - t_1''). \quad (9.28)$$

Сравнение двух основных схем движения теплоносителей *прямотока* и *противотока* можно произвести на основании уравнений (9.22) и (9.24)

$$\frac{Q_{II}}{Q_Z} = \frac{II}{Z} = f\left(\frac{C_1}{C_2}, \frac{kF}{C_1}\right). \quad (9.29)$$

Анализ зависимости (9.29) показывает, что прямоток и противоток равнозначны при следующих условиях:

1. Если $\frac{C_1}{C_2} \rightarrow 0$ или $\frac{C_1}{C_2} \rightarrow \infty$, т.е. для теплообменников, в которых один из теплоносителей изменяет свое агрегатное состояние (испаряется или конденсируется).
2. Если $\frac{kF}{C_1} \rightarrow 0$, что справедливо при $(t_1' - t_1'') \rightarrow 0$ или $\bar{\Delta t} \rightarrow \infty$.

Во всех остальных случаях $\frac{Q_{II}}{Q_Z} < 1$, т.е. *передаваемая теплота при противотоке больше, чем при прямотоке.*

Контрольные вопросы и задания

1. Назовите основные уравнения для расчета рекуперативных теплообменников. Какими коэффициентами оценивается эффективность работы теплообменников?
2. Можно ли утверждать, что КПД теплообменника (η) характеризует количественные потери тепла, а эксергетический КПД ($\eta_{экс}$) – качество потерь тепла?
3. Как вычисляется средний температурный напор для прямотока, противотока и других схем движения теплоносителей?
4. Как вычисляются средние температуры теплоносителей? Для расчета каких величин они нужны?
5. В каких случаях прямоток и противоток равнозначны?
6. Каковы задачи конструкторского и поверочного расчетов теплообменников?

Пример решения задачи

Определить поверхность нагрева и эксергетический КПД противоточного теплообменника типа "труба в трубе". По внутренней трубе движется греющая вода. Начальная температура воды $t_1' = 90^\circ\text{C}$, массовый расход $G_1 = 1,5 \text{ кг/с}$. Диаметр трубы $d_2/d_1 = 40/37$ мм, коэффициент теплопроводности ее стенки $\lambda = 50 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$. Нагреваемая вода движется внутри кольцевого канала между трубами. Внутренний диаметр наружной трубы $D = 60$ мм. Расход нагреваемой воды $G_2 = 1,4 \text{ кг/с}$, её температура на входе $t_2' = 20^\circ\text{C}$, на выходе $t_2'' = 70^\circ\text{C}$. КПД теплообменника, учитывающий потери тепла в окружающую среду, $\eta = 0,95$. Температура окружающей среды $t_{oc} = 20^\circ\text{C}$.

Решение

Приняв теплоемкость воды $c_{p_2} = 4185$ Дж/кг·К для интервала температур от $t_2' = 20^\circ\text{C}$ до $t_2'' = 70^\circ\text{C}$ (табл. 2 приложения), определим количество теплоты, передаваемой нагреваемой воде

$$Q = G_2 c_{p_2} (t_2'' - t_2') = 1,4 \cdot 4185 (70 - 20) = 2,93 \cdot 10^5 \text{ Вт.}$$

Температура греющей воды на выходе из теплообменника определится из уравнения теплового баланса. Пусть $c_{p_1} = 4190$ Дж/кг·К,

$$Q = G_1 c_{p_1} (t_1' - t_1'') \eta,$$

$$t_1'' = t_1' - \frac{Q}{G_1 c_{p_1} \eta} = 90 - \frac{2,93 \cdot 10^5}{1,5 \cdot 4190 \cdot 0,95} = 49,1^\circ\text{C}.$$

Определяем средний температурный напор для противоточной схемы движения теплоносителей (рис.9.1, б):

$$t_1'' - t_2' = 49,1 - 20 = 29,1^\circ\text{C} = \Delta t_{\delta},$$

$$t_1' - t_2'' = 90 - 70 = 20^\circ\text{C} = \Delta t_{\mu},$$

$$\bar{\Delta t} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\mu}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\mu}}} = \frac{29,1 - 20}{\ln \frac{29,1}{20}} = 24,3^\circ\text{C}$$

и средние температуры теплоносителей. Так как $\Delta t_1 = t_1' - t_1'' = 90 - 49,1 = 40,9^\circ\text{C}$ меньше $\Delta t_2 = t_2'' - t_2' = 50^\circ\text{C}$, то средняя температура греющей воды

$$\bar{t}_1 = \frac{t_1' + t_1''}{2} = \frac{90 + 49,1}{2} = 69,5^\circ\text{C},$$

средняя температура нагреваемой воды

$$\bar{t}_2 = \bar{t}_1 - \bar{\Delta t} = 69,5 - 24,3 = 45,2^\circ\text{C}.$$

Из табл.2 приложения возьмем физические параметры греющей воды при $\bar{t}_1 = 70^\circ\text{C}$:

$$\rho_1 = 977,8 \text{ кг/м}^3; \lambda_1 = 66,8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м}\cdot\text{К}; \nu_1 = 0,415 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \text{Pr}_{ж_1} = 2,55;$$

нагреваемой воды при $\bar{t}_2 = 45^\circ\text{C}$:

$$\rho_2 = 990,1 \text{ кг/м}^3; \lambda_2 = 64,15 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м}\cdot\text{К}; \nu_2 = 0,6075 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \text{Pr}_{ж_2} = 3,925.$$

Определим скорости движения теплоносителей: греющей воды, движущейся в трубе,

$$w_1 = \frac{4 G_1}{\rho_1 \pi d_1^2} = \frac{4 \cdot 1,5}{977,8 \cdot 3,14 \cdot 0,037^2} = 1,43 \text{ м/с},$$

нагреваемой воды, движущейся в кольцевом зазоре,

$$w_2 = \frac{4 G_2}{\rho_2 \pi (D^2 - d_2^2)} = \frac{4 \cdot 1,4}{990,1 \cdot 3,14 (0,06^2 - 0,04^2)} = 0,9 \text{ м/с.}$$

Рассчитаем коэффициенты теплоотдачи от греющей воды к поверхности трубы (α_1) и от поверхности трубы к нагреваемой воде (α_2).

Число Рейнольдса для греющей воды

$$Re_1 = \frac{w_1 d_1}{\nu_1} = \frac{1,43 \cdot 0,037}{0,415 \cdot 10^{-6}} = 1,275 \cdot 10^5.$$

Так как $Re_1 > 10^4$, коэффициент теплоотдачи находим по уравнению (7.28). Поправочный коэффициент ε_ℓ принимаем равным 1, т.к. $\ell/d > 50$. Температуру внутренней и наружной поверхностей трубы принимаем одинаковой, равной $t_c = \frac{t_1 + t_2}{2} = 57,3 \text{ }^\circ\text{C}$.

При этой температуре $Pr_c = 3,13$,

$$Nu_1 = 0,021 (1,275 \cdot 10^5)^{0,8} \cdot 2,55^{0,43} (2,55/3,13)^{0,25} = 362,$$

$$\alpha_1 = \frac{Nu_1 \lambda_1}{d_1} = \frac{362 \cdot 66,8 \cdot 10^{-2}}{0,037} = 6536 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Коэффициент теплоотдачи α_2 рассчитывается по уравнению (7.30). Эквивалентный диаметр кольцевого канала $d_3 = D - d_2 = 0,06 - 0,04 = 0,02 \text{ м}$.

Число Рейнольдса

$$Re_2 = \frac{w_2 d_3}{\nu_2} = \frac{0,9 \cdot 0,02}{0,6075 \cdot 10^{-6}} = 2,963 \cdot 10^4.$$

Число Нуссельта и коэффициент теплоотдачи,

$$Nu_2 = 0,017 (2,963 \cdot 10^4)^{0,8} \cdot 3,925^{0,4} (3,925/3,13)^{0,25} (0,06/0,04)^{0,18} = 126,4;$$

$$\alpha_2 = \frac{Nu_2 \lambda_2}{d_3} = \frac{126,4 \cdot 64,15 \cdot 10^{-2}}{0,02} = 4054 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Рассчитываем коэффициент теплопередачи. Толщина стенки трубы

$$\delta = 0,5 (d_2 - d_1) = 0,5 (0,04 - 0,037) = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Коэффициент теплопередачи

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{6536} + \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{50} + \frac{1}{4054}} = 2327 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Площадь поверхности нагрева теплообменника определим из уравнения теплопередачи

$$F = \frac{Q}{\kappa \Delta t} = \frac{2,93 \cdot 10^5}{2327 \cdot 24,3} = 5,18 \text{ м}^2.$$

Определим температуры на поверхностях внутренней трубы из уравнений

$$Q = \alpha_1 F (\bar{t}_1 - t_{c_1}),$$

$$Q = \alpha_2 F (t_{c_2} - \bar{t}_2),$$

$$t_{c_1} = \bar{t}_1 - \frac{Q}{\alpha_1 F} = 69,5 - \frac{2,93 \cdot 10^5}{6536 \cdot 5,18} = 60,8 \text{ } ^\circ\text{C},$$

$$t_{c_2} = \bar{t}_2 + \frac{Q}{\alpha_2 F} = 45,2 + \frac{2,93 \cdot 10^5}{4054 \cdot 5,18} = 59,2 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Полученные температуры t_{c_1} и t_{c_2} примерно на 2°C отличаются от принятой ранее $t_{c_1} = t_{c_2} = 57,3 \text{ } ^\circ\text{C}$, поэтому расчет можно не уточнять и оставить полученный результат: площадь поверхности теплообмена $F=5,18 \text{ м}^2$.

Эксергетический КПД теплообменника и разности эксергий теплоносителей рассчитываются по формулам

$$\eta_{\text{экс}} = \frac{G_2 (ex_2'' - ex_2')}{G_1 (ex_1' - ex_1'')},$$

$$ex_2'' - ex_2' = h_2'' - h_2' - T_{oc} (s_2'' - s_2'),$$

$$ex_1' - ex_1'' = h_1' - h_1'' - T_{oc} (s_1' - s_1'').$$

Принимая средние давления теплоносителей равными атмосферному $p \approx 1 \text{ бар}$, из таблиц воды и водяного пара [6] при $p=1 \text{ бар}$ и температурах t_1' , t_1'' , t_2' и t_2'' найдем соответствующие значения энтальпий (h) и энтропий (s) теплоносителей и произведем необходимые расчеты:

$$ex_2'' - ex_2' = 293 - 84 - 293 (0,9548 - 0,2963) = 16,06 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}},$$

$$ex_1' - ex_1'' = 377 - 209,3 - 293 (1,1925 - 0,7035) = 24,42 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}};$$

$$\eta_{\text{экс}} = \frac{1,4 \cdot 16,06}{1,5 \cdot 24,42} = 0,634.$$

Ответы: $F=5,18 \text{ м}^2$, $\eta_{\text{экс}}=0,634$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. - М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
2. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.
3. Теплотехника /Под ред. А.П. Баскакова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. –224 с.
4. Алабовский А.М., Недужий И.А. Техническая термодинамика и теплопередача. – К.: Высш. шк., 1990. – 255 с.
5. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче. – М.: Энергия, 1980. –288 с.
6. Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. – М.: Изд. стандартов, 1969. – 408 с.
7. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент. Справочник. Кн. 2 / Под общ. ред. В.А. Григорьева и В.И. Зорина. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 512 с.

Таблица 1

Физические параметры сухого воздуха
при давлении $p = 760$ мм рт. ст.

t , °C	ρ , кг/м ³	c_p , кДж/кг·К	$\lambda \cdot 10^{-2}$, Вт/(м·К)	$a \cdot 10^{-6}$, м ² /с	$\mu \cdot 10^{-6}$, Па·с	$\nu \cdot 10^{-6}$, м ² /с	Pr
-50	1,584	1,013	2,04	12,7	14,6	9,23	0,728
-40	1,515	1,013	2,12	13,8	15,2	10,04	0,728
-30	1,453	1,013	2,20	14,9	15,7	10,80	0,723
-20	1,395	1,009	2,28	16,2	16,2	12,79	0,716
-10	1,342	1,009	2,36	17,4	16,7	12,43	0,712
0	1,293	1,005	2,44	18,8	17,2	13,28	0,707
10	1,247	1,005	2,51	20,0	17,6	14,16	0,705
20	1,205	1,005	2,59	21,4	18,1	15,06	0,703
30	1,165	1,005	2,67	22,9	18,6	16,0	0,701
40	1,128	1,005	2,76	24,3	19,1	16,96	0,699
50	1,093	1,005	2,83	25,7	19,6	17,95	0,698
60	1,060	1,005	2,90	26,2	20,1	18,97	0,696
70	1,029	1,009	2,96	28,6	20,6	20,02	0,694
80	1,000	1,009	3,05	30,2	21,1	21,09	0,692
90	0,972	1,009	3,13	31,9	21,5	22,10	0,690
100	0,946	1,009	3,21	33,6	21,9	23,13	0,688
120	0,898	1,009	3,34	36,8	22,8	25,45	0,686
140	0,854	1,013	3,49	40,3	23,7	27,80	0,684
160	0,815	1,017	3,64	43,9	24,5	30,09	0,682
180	0,779	1,022	3,78	47,5	25,3	32,49	0,681
200	0,746	1,026	3,93	51,4	26,0	34,85	0,680
250	0,674	1,038	4,27	61,0	27,4	40,61	0,677
300	0,615	1,047	4,60	71,6	29,7	48,33	0,674
350	0,566	1,059	4,91	81,9	31,4	55,46	0,676
400	0,524	1,068	5,21	93,1	33,0	63,09	0,678
500	0,456	1,093	5,74	115,3	36,2	79,38	0,687
600	0,404	1,114	6,22	138,3	39,1	96,89	0,699
700	0,362	1,135	6,71	163,4	41,8	115,4	0,706
800	0,329	1,156	7,18	188,8	44,3	134,8	0,713
900	0,301	1,172	7,63	216,2	46,7	155,1	0,717
1000	0,277	1,185	8,07	245,9	49,0	177,1	0,719
1100	0,257	1,197	8,50	276,2	51,2	199,3	0,722
1200	0,239	1,210	9,15	316,5	53,5	233,7	0,724

Таблица 2

Физические свойства воды при давлении $p = 760$ мм рт.ст.

t , °C	ρ , кг/м ³	h , кДж/кг Г	c_p , кДж/ (кг · К)	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^8$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\beta \cdot 10^4$, 1/К	$\sigma \cdot 10^4$, Н/м	Pr
0	999,9	0,0	4,212	55,1	13,1	1788	1,789	-0,63	756,4	13,67
10	999,7	42,04	4,191	57,4	13,7	1306	1,306	0,70	741,6	9,52
20	998,2	83,91	4,183	59,9	14,3	1004	1,006	1,82	726,9	7,02
30	995,7	125,7	4,174	61,8	14,9	801,5	0,805	3,21	712,2	5,42
40	992,2	167,5	4,174	63,5	15,3	653,3	0,659	3,87	696,5	4,31
50	988,1	209,3	4,174	64,8	15,7	549,4	0,556	4,49	676,9	3,54
60	983,2	251,1	4,179	65,9	16,0	469,9	0,478	5,11	662,2	2,98
70	977,8	293,0	4,187	66,8	16,3	406,1	0,415	5,70	643,5	2,55
80	971,8	335,0	4,195	67,4	16,6	355,1	0,365	6,32	625,9	2,21
90	965,3	377,0	4,208	68,0	16,8	314,9	0,326	6,95	607,2	1,95
100	958,4	419,1	4,220	68,3	16,9	282,5	0,295	7,52	588,6	1,75

Таблица 3

Физические свойства дымовых газов
($p=760$ мм рт. ст., $\tau_{CO_2} = 0,13$, $\tau_{H_2O} = 0,11$)

t , °C	ρ , кг/м ³	c_p , кДж/кг · К	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Pr
0	1,295	1,042	2,28	16,9	15,8	12,20	0,72
100	0,950	1,068	3,13	30,8	20,4	21,54	0,69
200	0,748	1,097	4,01	48,9	24,5	32,80	0,67
300	0,617	1,122	4,84	69,9	28,2	45,81	0,65
400	0,525	1,151	5,7	94,3	31,7	60,38	0,54
500	0,457	1,185	6,56	121,1	34,8	76,30	0,63
600	0,406	1,214	7,42	150,9	37,9	93,61	0,62
700	0,363	1,239	8,27	183,8	40,7	112,1	0,61
800	0,330	1,264	9,15	219,7	43,4	131,8	0,60
900	0,301	1,290	10,0	258,0	45,9	152,5	0,59
1000	0,275	1,306	10,90	303,4	48,4	174,3	0,58
1100	0,257	1,323	11,75	345,5	50,7	197,1	0,57
1200	0,240	1,340	12,62	392,4	53,0	221,0	0,56

Таблица 4

Физические свойства трансформаторного масла

t, °C	ρ , кг/м ³	c_p , кДж/кг · К	λ , Вт/(м·К)	$\mu \cdot 10^4$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\alpha \cdot 10^8$, м ² /с	$\beta \cdot 10^4$, 1/К	Pr
0	892,5	1,549	0,1123	629,8	70,5	8,14	6,80	866
10	886,4	1,620	0,1115	335,5	37,9	7,83	6,85	484
20	880,3	1,666	0,1106	198,2	22,5	7,56	6,90	298
30	874,2	1,729	0,1008	128,5	14,7	7,28	6,95	202
40	868,2	1,788	0,1090	89,4	10,3	7,03	7,00	146
50	862,1	1,846	0,1082	65,3	7,58	6,80	7,05	111
60	856,0	1,905	0,1072	49,5	5,78	6,58	7,10	87,8
70	850,0	1,964	0,1064	38,6	4,54	6,36	7,15	71,3
80	843,9	2,026	0,1056	30,8	3,66	6,17	7,20	59,3
90	837,8	2,085	0,1047	25,4	3,03	6,00	7,25	50,5
100	831,8	2,144	0,1038	21,3	2,56	5,83	7,30	43,9
110	825,7	2,202	0,1030	18,1	2,20	5,67	7,35	38,8
120	819,6	2,261	0,1022	15,7	1,92	5,50	7,40	34,9

Таблица 5

Физические свойства масла МС – 20

t, °C	ρ , кг/м ³	c_p , кДж/кг · К	λ , Вт/(м·К)	$\mu \cdot 10^4$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\alpha \cdot 10^8$, м ² /с	$\beta \cdot 10^4$, К ⁻¹	Pr
-10	990,3	1,951	0,136	-	-	7,75	6,24	-
0	903,6	1,980	0,135	-	-	7,58	6,27	-
10	897,9	2,010	0,135	-	-	7,44	6,31	-
20	892,3	2,043	0,134	10026	1125	7,30	6,35	15400
30	886,6	2,072	0,132	4670	526	7,19	6,38	7310
40	881,0	2,106	0,131	2433	276	7,08	6,42	3890
50	875,3	2,135	0,130	1334	153	7,00	6,46	2180
60	869,6	2,165	0,129	798,5	91,9	6,86	6,51	1340
70	864,0	2,198	0,128	498,3	58,4	6,75	6,55	865
80	858,3	2,227	0,127	336,5	39,2	6,67	6,60	588
90	852,7	2,261	0,126	234,4	27,5	6,56	6,64	420
100	847,0	2,290	0,126	171,7	20,3	6,44	6,69	315
110	841,3	2,320	0,124	132,4	15,7	6,36	6,73	247
120	835,7	2,353	0,123	101,0	12,1	6,25	6,77	193
130	830,0	2,382	0,122	79,76	9,61	6,17	6,82	156
140	824,4	2,420	0,121	61,80	7,50	6,08	6,87	123
150	818,7	2,445	0,120	53,17	6,50	6,00	6,92	108

Таблица 6

Физические свойства масла МК

t, °C	ρ , кг/м ³	c_p , кДж/кг · К	λ , Вт/(м·К)	$\mu \cdot 10^4$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\alpha \cdot 10^8$, м ² /с	$\beta \cdot 10^4$, К ⁻¹	Pr
10	911,0	1,645	0,1510	35414	3883	9,94	8,56	39000
20	903,0	1,712	0,1485	18560	1514	9,58	8,64	15800
30	894,5	1,758	0,1461	6180	691,2	9,28	8,71	7450
40	887,5	1,804	0,1437	3031	342,0	8,97	8,79	3810
50	879,0	1,851	0,1413	1638	186,2	8,69	8,86	2140
60	871,5	1,897	0,1389	961,4	110,6	8,39	8,95	1320
70	864,0	1,943	0,1363	603,3	69,3	8,14	9,03	858
80	856,0	1,989	0,1340	399,3	46,6	7,89	9,12	591
90	848,2	2,035	0,1314	273,7	32,3	7,61	9,20	424
100	840,7	2,081	0,1290	202,1	24,0	7,33	9,28	327
110	838,0	2,127	0,1264	145,2	17,4	7,11	9,37	245
120	825,0	2,173	0,1240	110,4	13,4	6,92	9,46	193,5
130	817,0	2,219	0,1214	87,31	10,7	6,69	9,54	160
140	809,2	2,265	0,1188	70,34	8,70	6,53	9,65	133,3
150	801,6	2,311	0,1168	56,90	7,10	6,25	9,73	113,5

Таблица 7

Температура кипения воды в зависимости от давления

p, бар	t _s , °C								
1	99,6	26	226,0	72	287,7	122	325,9	172	353,2
2	120,2	27	228,1	74	289,6	124	327,2	174	354,2
3	133,5	28	230,1	76	291,4	16	328,4	176	355,1
4	143,6	29	232,0	78	293,2	128	329,6	178	356,0
5	151,8	30	233,8	80	295,0	130	330,8	180	357,0
6	158,8	32	237,4	82	296,7	132	332,0	182	357,0
7	165,0	34	240,9	84	298,4	134	333,2	184	358,8
8	170,4	36	244,2	86	300,1	136	334,4	186	359,7
9	175,4	38	247,3	88	301,7	138	335,5	188	360,6
10	179,9	40	250,3	90	303,3	140	336,6	190	361,4
11	184,1	42	253,2	92	304,9	142	337,8	192	362,3
12	188,0	44	256,1	94	306,5	144	338,9	194	363,2
13	191,6	46	258,8	96	308,0	146	340,0	196	364,0
14	195,0	48	261,4	98	309,5	148	341,0	198	364,9
15	198,3	50	263,9	100	311,0	150	342,0	200	365,7
16	201,4	52	266,4	102	312,4	152	343,2	202	366,5
17	204,3	54	268,8	104	313,9	154	344,2	204	367,4
18	207,1	56	271,1	106	315,3	155	345,3	206	368,2
19	209,8	58	273,4	108	316,7	158	346,3	208	369,0
20	212,4	60	275,6	110	318,0	160	347,3	210	369,8
21	214,8	62	277,7	112	319,4	162	348,3	212	370,6
22	217,2	64	279,8	114	320,7	164	349,3	214	371,4
23	219,6	66	281,9	116	322,1	166	350,3	216	372,2
24	221,8	68	283,9	118	323,4	168	351,3	218	372,9
25	223,9	70	285,8	120	324,6	170	352,3	220	373,7

Критическое состояние: $p_{кр} = 221,29$ бар, $t_{кр} = 374,15^\circ\text{C}$

Таблица 8

Физические свойства воды на линии насыщения

t , °C	p , бар	ρ , кг/м ³	h , кДж/кг	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$\alpha\cdot 10^8$, м ² /с	$\mu\cdot 10^6$, Па·с	$\nu\cdot 10^6$, м ² /с	$\beta\cdot 10^4$, К ⁻¹	$\sigma\cdot 10^4$, Н/м	Pr
10	0,0123	999,7	41,99	4,193	0,586	14	1299,2	1,300	0,70	744	9,3
20	0,0234	998,3	83,86	4,182	0,602	14,4	1001,5	1,003	1,82	729	6,96
30	0,0424	995,8	125,66	4,179	0,617	14,8	797,0	0,800	3,21	712	5,40
40	0,0737	992,3	167,45	4,179	0,630	15,2	651,3	0,656	3,87	695	4,32
50	0,123	988,0	209,26	4,181	0,643	15,6	544,0	0,551	4,49	678	3,54
60	0,199	983,2	251,09	4,185	0,653	15,9	463,0	0,471	5,11	661	2,97
70	0,312	977,7	292,97	4,190	0,662	16,2	400,5	0,410	5,70	644	2,54
80	0,474	971,6	334,92	4,197	0,669	16,4	351,0	0,361	6,32	627	2,20
90	0,701	965,2	376,94	4,205	0,675	16,6	311,3	0,322	6,95	609	1,94
100	1,013	958,1	419,06	4,216	0,680	16,8	279,0	0,291	7,52	590	1,73
110	1,433	950,7	461,3	4,229	0,683	17,0	252,2	0,265	8,08	570	1,56
120	1,985	942,7	503,7	4,245	0,685	17,1	230,0	0,244	8,64	550	1,43
130	2,701	934,6	546,3	4,263	0,687	17,2	211,0	0,226	9,19	529	1,31
140	3,614	925,8	589,1	4,285	0,687	17,3	195,0	0,211	9,72	508	1,22
150	4,760	916,8	632,2	4,310	0,686	17,4	181,0	0,197	10,3	487	1,14
160	6,180	907,3	675,5	4,339	0,684	17,4	169,0	0,186	10,7	466	1,07
170	7,920	897,3	719,1	4,371	0,681	17,4	158,5	0,177	11,3	444	1,02
180	10,03	886,9	763,1	4,408	0,676	17,3	149,3	0,168	11,9	422	0,97
190	12,55	876,0	807,5	4,449	0,671	17,2	141,2	0,161	12,6	400	0,94
200	15,55	864,7	852,4	4,497	0,664	17,1	133,8	0,155	13,3	378	0,91

Таблица 9

Физические свойства водяного пара на линии насыщения

t , °C	p , бар	ρ , кг/м ³	h , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	r , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\lambda\cdot 10^2$, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$\alpha\cdot 10^8$, м ² /с	$\mu\cdot 10^6$, Па·с	$\nu\cdot 10^6$, м ² /с	Pr
10	0,0123	0,00934	2519,4	2477,4	1,868	1,82	1043	8,45	904,7	0,87
20	0,0234	0,0173	2534,7	2453,8	1,874	1,88	579,9	8,85	511,6	0,88
30	0,0424	0,0304	2555,9	2430,2	1,883	1,94	338,9	9,26	304,6	0,90
40	0,0737	0,0512	2574,0	2406,5	1,894	2,01	207,3	9,66	188,7	0,91
50	0,123	0,0830	2591,8	2382,5	1,907	2,09	132,0	10,0	120,5	0,92
60	0,199	0,130	2609,5	2358,4	1,924	2,16	86,36	10,5	80,77	0,94
70	0,312	0,198	2626,8	2333,8	1,944	2,23	57,94	10,9	55,05	0,95
80	0,474	0,293	2643,8	2643,8	1,969	2,31	40,04	11,3	38,57	0,96
90	0,701	0,423	2660,3	2660,3	1,999	2,39	28,26	11,7	27,66	0,98
100	1,013	0,598	2667,3	2257,2	2,034	2,48	20,39	12,1	20,23	0,99
110	1,433	0,826	2691,8	2230,5	2,075	2,58	15,05	12,4	15,01	1,00
120	1,985	1,121	2706,6	2202,9	2,124	2,67	11,21	12,8	11,42	1,02
130	2,701	1,496	2720,7	2174,4	2,180	2,78	8,524	13,2	8,82	1,04
140	3,614	1,966	2734,0	2144,9	2,245	2,88	6,525	13,5	6,87	1,05
150	4,760	2,547	2746,3	2114,1	2,320	3,00	5,077	13,9	5,46	1,08
160	6,180	3,259	2757,7	2082,2	2,406	3,13	3,992	14,2	4,36	1,09
170	7,920	4,122	2768,0	2048,9	2,504	3,26	3,158	14,6	3,54	1,12
180	10,03	5,160	2777,1	2014,0	2,615	3,41	2,527	14,9	2,89	1,14
190	12,55	6,398	2784,9	1977,4	2,741	3,57	2,036	15,3	2,39	1,17
200	15,55	7,865	2791,4	1939,0	2,883	3,75	1,654	15,6	1,98	1,20

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ.....	3
1.1. Способы переноса теплоты.....	3
1.2. Температурное поле. Градиент температуры. Тепловой поток.....	4
1.3. Законы переноса теплоты.....	5
1.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности	7
1.5. Условия однозначности.....	8
Контрольные вопросы и задания	9
2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ	9
2.1. Теплопроводность плоской стенки при граничных условиях первого рода.....	9
2.2. Теплопроводность цилиндрической стенки при граничных условиях первого рода.....	13
2.3. Теплопроводность плоской и цилиндрической стенок при граничных условиях третьего рода (теплопередача)	16
2.4. Критический диаметр тепловой изоляции.....	19
Контрольные вопросы и задания	21
Задачи для самостоятельного решения	21
3. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТЕЛ С ВНУТРЕННИМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ	23
3.1. Теплопроводность однородной пластины	23
3.2. Теплопроводность однородного цилиндрического стержня	28
3.3. Теплопроводность цилиндрической стенки	29
Контрольные задания	32
Задачи для самостоятельного решения	33
4. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ.....	35
4.1. Теплообмен излучением между твердыми телами, разделенными диатермичной средой	35
4.1.1. Основные понятия и законы теплового излучения	35
4.1.2. Связь лучистых потоков	38
4.1.3. Теплообмен излучением между двумя телами, произвольно расположенными в пространстве	39
4.1.4. Теплообмен излучением между двумя бесконечными параллельными пластинами.....	40
4.1.5. Теплообмен излучением между двумя телами, одно из которых расположено внутри другого	41
4.2. Особенности излучения газов	43
Контрольные вопросы, задания и задачи для самостоятельного решения.....	45
Примеры решения задач	46

5. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА СО СЛОЖНЫМ ТЕПЛООБМЕНОМ НА ПОВЕРХНОСТЯХ СТЕНКИ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ	48
5.1. Теплопередача через плоскую стенку со сложным теплообменом	48
5.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку со сложным теплообменом	50
5.3. Интенсификация теплопередачи	51
5.3.1. Теплоотдача поверхности с прямыми ребрами	54
5.3.2. Теплоотдача оребренных труб	56
5.3.3. Теплопередача через оребренные стенки	57
Контрольные вопросы и задания	58
Примеры решения задач	58
6. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА И ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ	61
6.1. Дифференциальные уравнения теплообмена	61
6.2. Основы теории подобия	63
6.3. Моделирование теплоотдачи	64
6.4. Физические особенности процесса теплоотдачи	65
Контрольные вопросы и задания	68
Примеры решения задач	68
7. ТЕПЛОТДАЧА В ОДНОФАЗНОЙ СРЕДЕ	70
7.1. Теплоотдача при свободном движении жидкости	70
7.2. Теплоотдача при продольном омывании поверхности вынужденным потоком жидкости	73
7.3. Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в трубах и каналах	76
7.4. Теплоотдача при поперечном обтекании труб	81
Контрольные вопросы и задания	84
Примеры решения задач	85
8. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	88
8.1. Теплоотдача при кипении	88
8.2. Теплоотдача при конденсации	92
Контрольные вопросы и задания	96
Примеры решения задач	97
9. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ	98
9.1. Классификация теплообменников	98
9.2. Основные уравнения для расчета теплообменников	99
9.3. Расчет теплообменников	104
Контрольные вопросы и задания	106
Пример решения задачи	106
ЛИТЕРАТУРА	110

**Лидия Степановна Коновалова
Юрий Александрович Загромов**

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ.
ТЕПЛОПЕРЕДАЧА**

Учебное пособие

Научный редактор канд. техн. наук,
доцент В.С. Логинов

Редактор Н.Т. Синельникова

Подписано к печати
Формат 60x84/16. Бумага ксероксная.
Плоская печать. Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 6,21.
Тираж экз. Заказ . Цена свободная.
ИПФ ТПУ. Лицензия ЛТ № 1 от 18.07.94.
Типография ТПУ. 634034, Томск, пр. Ленина, 30.