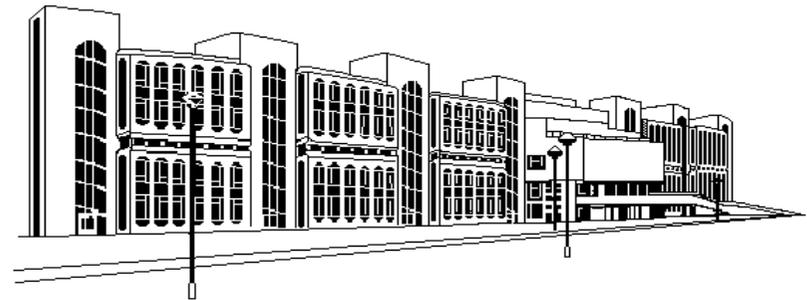


**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ГРАЖДАНСКОЙ АВИАЦИИ**

В.Н. Котовский

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА



ISBN 978-5-86311-999-1



9 785863 119991

Москва - 2015

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ВОЗДУШНОГО ТРАНСПОРТА

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ГРАЖДАНСКОЙ АВИАЦИИ» (МГТУ ГА)**

Кафедра двигателей летательных аппаратов

В.Н. Котовский

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Тексты лекций

Утверждено Редакционно-
издательским советом МГТУ ГА
в качестве учебного пособия

Москва - 2015

УДК 621.43.016.4

ББК 530.1

К73

Печатается по решению редакционно-издательского совета
Московского государственного технического университета ГА

Рецензенты: д-р техн. наук, профессор В.М. Самойленко,
д-р техн. наук, профессор Г.В. Кретинин

Автор – составитель Котовский В.Н.

К73 Теплопередача: конспект лекций. – М.: МГТУ ГА, 2015. – 76 с.

Данный конспект лекций издается в соответствии с рабочей программой учебной дисциплины «Техническая термодинамика и теплопередача» по Учебным планам для студентов III курса направлений 162300 всех форм обучения.

Конспект составлен на основе учебника «Термодинамика и теплопередача» под редакцией Федорова Р.М. – М.: Издание АПР, 2012.- 328 с. и содержит пять лекций, отражающих содержание второй части учебной дисциплины «Техническая термодинамика и теплопередача».

В конспекте лекций изложены основы теплопередачи применительно к процессам, происходящим в авиационных двигателях и силовых установках, а также в других элементах летательных аппаратов. Особое внимание уделено физическому пояснению этих процессов.

Дисциплина «Техническая термодинамика и теплопередача» является базовой для изучения теории и конструкции авиационных двигателей и летательных аппаратов.

Рассмотрено и одобрено на заседаниях кафедры 13.11.2014 и методического совета 08.09.2015.

ББК 530.1

Доп. св. тем. план 2015г.
поз. 62

КОТОВСКИЙ Владимир Николаевич

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Тексты лекций

Подписано в печать 29.10.2015 г.

Печать офсетная
4,42 усл.печ.л.

Формат 60x84/16
Заказ № 33

5,5 уч.-изд.л.
Тираж 30 экз.

Московский государственный технический университет ГА
125993 Москва, Кронштадтский бульвар, д. 20
Редакционно-издательский отдел
125493 Москва, ул. Пулковская, д.6а
ISBN 978-5-86311-999-1

© Московский государственный
технический университет ГА, 2015

Лекция 1. Виды теплообмена. Теплопроводность

1.1. Основные понятия и определения

1.1.1. Виды переноса теплоты

Теплообменом называется процесс переноса теплоты в пространстве.

Теплообмен представляет собой сложное явление, которое можно условно расчленить на ряд более простых, принципиально отличающихся друг от друга, видов переноса теплоты:

- теплопроводность;
- конвекцию;
- теплообмен излучением.

Теплопроводность состоит в переносе теплоты микрочастицами вещества (молекулами, атомами, ионами, электронами). Такой теплообмен происходит в телах при наличии перепада температуры, но механизм переноса теплоты зависит от агрегатного состояния тела.

В газах распространение теплоты происходит вследствие обмена энергией при столкновениях молекул. Молекулы газа в той его части, которая имеет более высокую температуру, обладают большей кинетической энергией хаотического движения, чем молекулы газа в области с низкой температурой. Указанный обмен энергией приводит к переносу теплоты от нагретых объемов газа к холодным.

В твёрдых телах (диэлектриках) перенос теплоты происходит вследствие силового взаимодействия между молекулами, т.е. в процессе столкновений колеблющихся частиц. Это взаимодействие существенно сильнее, чем в газах, вследствие чего теплопроводность твёрдых тел на 5...6 порядков выше, чем газов.

В металлах дополнительный перенос теплоты происходит вследствие движения и столкновений свободных электронов. Поэтому металлы обладают лучшей теплопроводностью, чем диэлектрики.

В жидких средах, так же как и в диэлектриках, теплопроводность определяется силовым взаимодействием молекул при столкновении колеблющихся частиц. Этот процесс дополняется взаимной диффузией нагретых и холодных макрообъемов жидкости. Обычно теплопроводность жидкостей превосходит теплопроводность газов в нормальных условиях, но она в несколько десятков и сотен раз меньше, чем у твёрдых тел. Исключение составляют жидкие металлы, у которых теплопроводность близка к теплопроводности твёрдых металлов.

Конвекция наблюдается лишь в жидкостях и газах. Конвективный перенос теплоты обусловлен перемещением макрочастиц (макрообъемов) вещества в пространстве из области с одной температурой в область с другой температурой, т.е. перенос теплоты связан с переносом самого вещества. Конвекция всегда сопровождается теплопроводностью.

Конвективным теплообменом называется процесс совместного переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью.

Тепловое излучение. При теплообмене излучением перенос теплоты осуществляется посредством электромагнитных волн. При этом происходит двойное превращение энергии. Внутренняя энергия вещества превращается в энергию излучения (энергию электромагнитных волн), которая распространяется в пространстве и, попадая на тела, способные её поглощать, снова превращается во внутреннюю энергию этих тел. Перенос теплоты тепловым излучением нередко происходит совместно с конвективным теплообменом, например, в камерах сгорания двигателей.

Наблюдаемые в природе и технике явления теплообмена обычно включают в себя все рассмотренные выше виды переноса теплоты.

Для удобства технических расчётов вводится понятие о двух видах теплообмена, которые называют **теплоотдачей** и **теплопередачей**.

Теплоотдачей называется процесс теплообмена, возникающий между твёрдым телом и омывающей его жидкой или газообразной средой. В общем случае теплоотдача включает в себя конвекцию, теплопроводность и излучение.

Теплопередачей называется процесс теплообмена, возникающий между жидкими или газообразными средами, разделёнными твёрдой стенкой.

1.1.2. Температурное поле. Тепловой поток

Одним из основных параметров, определяющих характер теплообмена, является температура.

Температурным полем называется совокупность значений температуры в каждый момент времени во всех точках рассматриваемого пространства.

Температура может изменяться в направлении одной, двух или всех трёх осей координат. В соответствии с этим различают **одномерные, двумерные и трёхмерные поля температур**. Одномерное стационарное температурное поле описывается формулой вида:

$$T = f(x).$$

Изотермическими поверхностями называются поверхности, представляющие собой геометрическое место точек с одинаковой температурой.

Такие поверхности не могут пересекаться друг с другом. Они могут быть замкнутыми или ограничиваются наружными границами тела.

Изотермами называются линии пересечения изотермических поверхностей с какой-либо плоскостью (рис. 1.1).

С помощью изотермических поверхностей или изотерм можно графически изобразить вид температурного поля в данный момент времени.

Как видно на рис. 1.1, в ближайшей окрестности точки A температура изменяется во всех направлениях, не совпадающих с плоскостью, касательной к

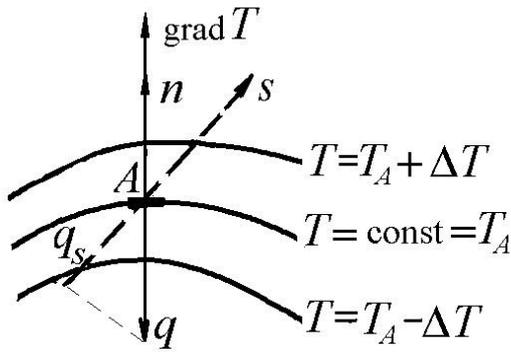


Рис. 1.1. Изотермические поверхности

изотермической поверхности $T = \text{const}$. Но наиболее значительное изменение температуры имеет место в направлении по нормали к изотермической поверхности.

Градиентом температуры называется производная температуры по нормали к изотермической поверхности:

$$\text{grad } T = \vec{n} \frac{\partial T}{\partial n}$$

Градиент температуры является **вектором**, направленным по нормали к изотермической поверхности в сторону увеличения

температуры, \vec{n} – единичный вектор нормали. Выражение $\text{grad } T = \frac{\partial T}{\partial n}$ определяет модуль градиента температуры, т.е. приращение температуры на единице длины этой нормали.

Интенсивность изменения температуры в произвольном направлении s (рис. 1.1) меньше, чем в направлении нормали, и равна проекции вектора градиента температуры на это направление: $\frac{\partial T}{\partial s} = \frac{\partial T}{\partial n} \cos(n, s)$.

Тепловым потоком называется количество теплоты, проходящее через данную поверхность с площадью F в единицу времени.

Он обозначается символом Q . Единицей измерения Q является Дж/с, т.е. ватт (Вт).

Плотностью теплового потока называется количество теплоты, проходящей через единицу поверхности в единицу времени. Она обозначается символом q и измеряется в Вт/м². Таким образом, $q = Q/F$.

Плотность теплового потока – векторная величина, направленная в сторону, обратную градиенту температуры, т.е. в сторону уменьшения температуры. Тепловой поток Q и его плотность q связаны очевидным соотношением

$$Q = \int_F q dF,$$

где F – площадь данной изотермической поверхности.

Если плотность теплового потока постоянна на рассматриваемой поверхности, то

$$Q = q F.$$

1.2. Закон Фурье. Дифференциальное уравнение теплопроводности

1.2.1. Закон Фурье

Согласно закону Фурье, вектор плотности теплового потока через изотермическую поверхность пропорционален градиенту температуры:

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad } T.$$

В скалярной форме это выражение имеет вид

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n},$$

где ∂n – элемент нормали к изотермической поверхности.

Знак минус в правой части этого равенств означает, что теплота распространяется в направлении уменьшения температуры.

Коэффициент пропорциональности λ в формулах называется **коэффициентом теплопроводности** и имеет единицу измерения Вт/(м·К).

Коэффициент теплопроводности является физическим параметром вещества и характеризует его способность передавать теплоту. Он зависит от природы вещества, его агрегатного состояния, температуры и т.д.

Наибольшие значения λ имеют металлы и их сплавы. У твердых материалов (диэлектриков), жидкостей и газов значения λ существенно меньше.

1.2.2. Дифференциальное уравнение теплопроводности

При решении задач, связанных с теплопроводностью тел, необходимо определить температурное поле, т.е. характер изменения температуры в исследуемой области. Это может быть сделано с помощью дифференциального уравнения теплопроводности.

Вывод этого уравнения сделаем при следующих упрощающих задачу предположениях:

- 1) рассматриваемое тело однородно, а его физические свойства (плотность ρ , удельная теплоёмкость c и коэффициент теплопроводности λ) не зависят от температуры;
- 2) внутренние источники теплоты отсутствуют.

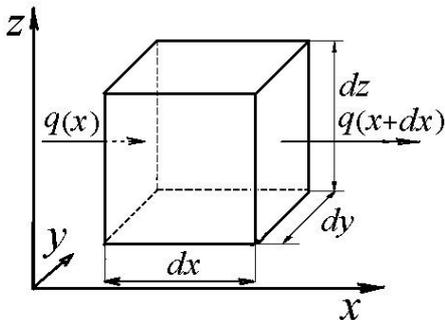


Рис. 1.2

Сначала рассмотрим тело, температурное поле в котором одномерное, т.е. температура изменяется только в одном направлении, например, вдоль координаты x (рис. 1.2).

Выделим в рассматриваемом теле элементарный параллелепипед, объём которого равен $dx dy dz$, а грани, нормальные к оси x , являются изотермическими поверхностями. За некоторое время $d\tau$ в этот параллелепипед поступает количество теплоты, равное $q(x) dy dz d\tau$, а выходит

теплота в количестве, равном $q(x+dx) dy dz d\tau$. В результате за это же время температура выделенного параллелепипеда (массой $dM = \rho dx dy dz$) изменится на dT . В соответствии с законом сохранения энергии получим

$$c \rho dx dy dz dT = q(x) dy dz d\tau - q(x+dx) dy dz d\tau,$$

где полная производная $dT = \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau$, а $q(x+dx) = q(x) + \frac{\partial q(x)}{\partial x} dx$,

тогда

$$c \rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = - \frac{\partial q(x)}{\partial x}.$$

Частные производные в этой формуле подчёркивают, что как T , так и q могут зависеть и от τ , и от x .

Кроме того, по закону Фурье в данном случае $q(x) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$. Подставляя это значение $q(x)$ в последнее уравнение, получим дифференциальное уравнение теплопроводности для нестационарного **одномерного** температурного поля:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}},$$

где величина $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ (с единицей измерения $\text{м}^2/\text{с}$) называется **коэффициентом температуропроводности**.

Соответственно дифференциальное уравнение теплопроводности для случая нестационарного **трёхмерного** температурного поля будет иметь вид:

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

Из этих уравнений видно, что скорость изменения температуры $\partial T / \partial \tau$ в любой точке тела тем выше, чем больше значение a . Поэтому можно считать, что **коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств материала тела**. Коэффициент температуропроводности зависит только от физических параметров вещества (c, ρ, λ) и поэтому сам является физическим параметром данного вещества.

Чтобы получить решение полученных уравнений, соответствующее конкретной задаче, надо к этому уравнению присовокупить математическое описание частных особенностей данной задачи. Эти частные особенности называются **краевыми условиями**. К ним относятся: тепловое состояние тела в начальный момент времени (**начальные условия**), форма, размеры тела и особенности процесса теплообмена на его границах (**граничные условия**).

Ниже будут рассмотрены процессы стационарной теплопроводности в твёрдых телах простых форм.

1.3. Теплопроводность на стационарном режиме

1.3.1. Теплопроводность плоской стенки

Однослойная стенка. Рассмотрим плоскую стенку (рис. 1.3) толщиной δ , с коэффициентом теплопроводности λ , у которой температура меняется лишь вдоль оси x , нормальной к её поверхности. Тогда изотермические поверхности являются плоскостями, перпендикулярными оси x . Пусть температуры наружных поверхностей стенки равны $T_{\text{ст}1}$ и $T_{\text{ст}2}$.

По закону Фурье в данном случае $q = -\lambda \frac{dT}{dx}$. Разделим переменные

$dT = -\frac{q}{\lambda} dx$. Интегрируя это выражение при $\lambda = \text{const}$, получим формулу, описывающую температурное поле плоской стенки

$$T = -\frac{q}{\lambda} x + C.$$

Таким образом, температура в плоской стенке изменяется по линейному закону (рис. 1.3). Используя указанные выше краевые условия: $T = T_{\text{ст1}}$ при $x = 0$ и $T = T_{\text{ст2}}$ при $x = \delta$, из этого уравнения получим

$$T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}} = \frac{q}{\lambda} \delta, \quad \text{откуда} \quad \boxed{q = \frac{\lambda}{\delta} (T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}})}.$$

Введём обозначения:

- $\Delta T_{\text{ст}} = T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}}$ – температурный напор в стенке;
- $R = \frac{\delta}{\lambda}$ – тепловое сопротивление стенки.

Тогда, с учётом принятых обозначений, получим $q = \frac{\Delta T_{\text{ст}}}{R}$.

Итак, *плотность теплового потока через плоскую стенку при теплопроводности пропорциональна температурному напору на стенке и обратно пропорциональна её тепловому сопротивлению.*

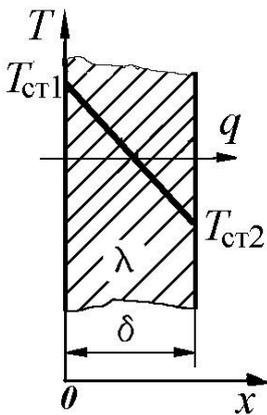


Рис. 1.3

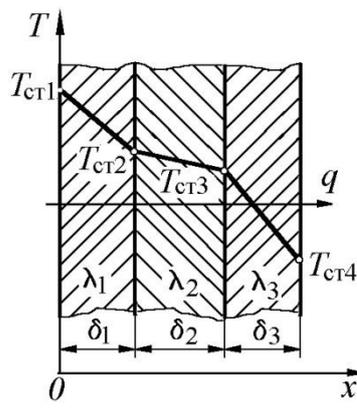


Рис. 1.4

Многослойная стенка. Пусть каждый слой стенки (рис. 1.4) имеет разные коэффициенты теплопроводности (λ_1 , λ_2 и λ_3) и разную толщину (δ_1 , δ_2 и δ_3). Примем допущение, что каждый из соседних слоёв имеют одинаковую температуру. Температуры на наружных поверхностях стенки $T_{\text{ст1}}$ и $T_{\text{ст4}}$ известны.

Для каждого слоя на основа-

нии выражения $q = \frac{\lambda}{\delta} (T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}})$ можно записать:

$$q_1 \frac{\delta_1}{\lambda_1} = T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}};$$

$$q_2 \frac{\delta_2}{\lambda_2} = T_{\text{ст2}} - T_{\text{ст3}};$$

$$q_3 \frac{\delta_3}{\lambda_3} = T_{\text{ст3}} - T_{\text{ст4}}.$$

Просуммируем левые и правые части данных уравнений, принимая, что $q_1 = q_2 = q_3 = q$, получим

$$q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right) = T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст4}}.$$

Отсюда

$$q = \frac{T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст4}}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}$$

или

$$q = \frac{\sum_{i=1}^3 (\Delta T_{\text{ст}})_i}{\sum_{i=1}^3 R_i},$$

где числитель представляет собой суммарный температурный напор, а знаменатель – полное тепловое сопротивление стенки.

Итак, *плотность теплового потока через плоскую многослойную стенку пропорциональна суммарному температурному напору (разности температур на наружных поверхностях стенки) и обратно пропорциональна полному тепловому сопротивлению стенки, равному сумме тепловых сопротивлений ее отдельных слоёв.*

Изменение температуры по сечению многослойной стенки графически представляется ломаной линией (см. рис. 1.4), причём интенсивность изменения температуры в каждом слое тем больше, чем меньше коэффициент теплопроводности данного слоя.

Определив величину q , далее, применяя для каждого слоя выражение для q , можно последовательно найти значения температур на границах соседних слоёв $T_{\text{ст2}}, T_{\text{ст3}}, \dots, T_{\text{ст}n}$. Например, $T_{\text{ст2}} = T_{\text{ст1}} - \frac{q}{\lambda} \delta$.

1.3.2. Теплопроводность цилиндрической стенки

Рассмотрим **однослойную** цилиндрическую стенку (трубу, рис. 1.5) длиной l с коэффициентом теплопроводности λ , внутренним d_1 и наружным d_2 диаметрами, а также температурами стенки на внутренней $T_{\text{ст1}}$ и наружной $T_{\text{ст2}}$ поверхностях. Будем считать, что $l \gg d_2$, и поэтому теплота распространяется практически только в радиальном направлении. Следовательно, изотермические поверхности в данной стенке имеют форму цилиндров, ось которых совпадает с осью трубы.

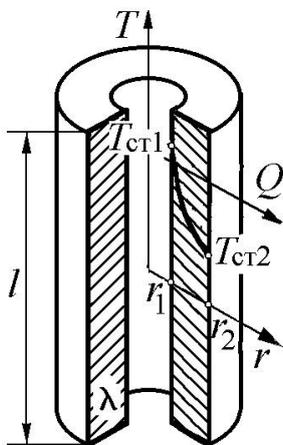


Рис. 1.5

Согласно формулам $Q = q \cdot F$ и закону Фурье $q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}$, тепловой поток через цилиндрическую поверхность с произвольным радиусом r и площадью $F = 2\pi r l$ равен:

$$Q = -\lambda 2\pi r l \frac{dT}{dr}.$$

При стационарном режиме значение Q по радиусу не изменяется. Тогда из этой формулы интегрированием легко получить уравнение температурного поля в цилиндрической стенке

$$T = -\frac{Q}{2\pi\lambda l} \ln r + C.$$

Отсюда видно, что изменение температуры по толщине цилиндрической стенки подчиняется логарифмическому закону, как показано на рис. 1.5. Градиент температуры dT/dr уменьшается (по абсолютной величине) по мере приближения к наружной поверхности стенки. Это объясняется уменьшением плотности теплового потока по радиусу, поскольку тепловой поток Q постоянен, а площадь изотермической поверхности с ростом r увеличивается.

Подставив в полученную формулу значения температур на границах стенки ($T = T_{\text{ст1}}$ при $r = r_1$ и $T = T_{\text{ст2}}$ при $r = r_2$) и заменив отношение r_2/r_1 на d_2/d_1 , получим

$$Q = \frac{2\pi\lambda l}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}}).$$

Тепловой поток через единицу длины трубы называется **линейной плотностью теплового потока**. Он обозначается через q_l и равен

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}}) = \frac{\Delta T_{\text{ст}}}{R_l},$$

где $R_l = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$ – **линейное тепловое сопротивление** стенки.

Итак, **линейная плотность теплового потока через цилиндрическую стенку пропорциональна температурному напору на стенке и обратно пропорциональна её линейному тепловому сопротивлению**.

Если труба тонкостенная ($\delta \ll d_1$), то кривизна стенки слабо влияет на значение линейной плотности теплового потока. В этом случае для её определения можно использовать зависимость, полученную для плоской стенки:

$$Q = qF = \frac{\lambda}{\delta} (T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}}) \pi d_{\text{ср}} l \quad \text{и соответственно} \quad q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\lambda}{\delta} \pi d_{\text{ср}} (T_{\text{ст1}} - T_{\text{ст2}}),$$

где $\delta = 0,5(d_2 - d_1)$ – толщина стенки; $d_{\text{ср}} = 0,5(d_1 + d_2)$ – средний диаметр стенки.

1.3.3. Контактное тепловое сопротивление

Выше при анализе теплопроводности многослойных стенок принималось допущение, что тепловой контакт между соприкасающимися поверхностями является идеальным, и поэтому температуры этих поверхностей одинаковы. В реальных условиях на поверхности любого материала всегда имеются микроскопические неровности. Поэтому в местах соприкосновения поверхностей контакт происходит только в отдельных небольших зонах (рис. 1.6а), а остальные участки поверхности разделены тонкой прослойкой воздуха (или другого газа) либо жидкости, если тело погружено в жидкость. В результате передача теплоты происходит частично через зоны фактического контакта, а частично — через газовую или жидкую прослойку. Это приводит к появлению дополни-

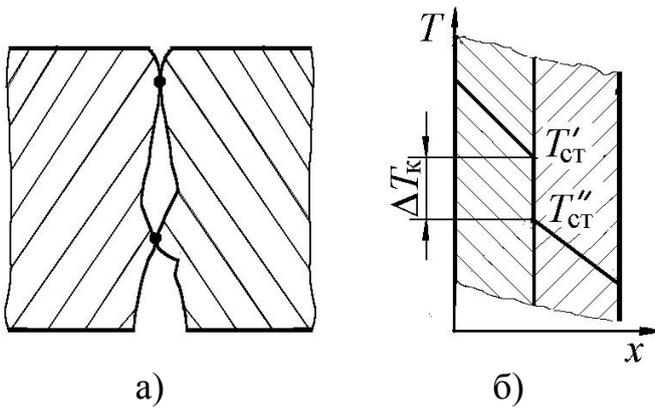


Рис. 1.6

тельного теплового сопротивления в месте соприкосновения поверхностей, которое называется **контактным тепловым сопротивлением** (обозначается R_k и имеет единицу измерения $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$).

Опыт показывает, что контактное тепловое сопротивление приводит к резкому изменению температуры у поверхности раздела двух соседних слоёв, которое схематично можно рассматривать как скачок температуры (рис. 1.6б). Этот скачок температуры пропорционален плотности теплового потока и контактному тепловому сопротивлению:

$\Delta T_k = T'_{\text{ст}} - T''_{\text{ст}} = qR_k$, где $T'_{\text{ст}}, T''_{\text{ст}}$ – температуры контактирующих поверхностей.

Если значение R_k соизмеримо с тепловым сопротивлением самих стенок, то его следует учитывать в расчётах. Например, для плоской двухслойной стенки уравнение теплопроводности с учётом контактного теплового сопротивления имеет вид:

$$q = \frac{T_{\text{ст}1} - T_{\text{ст}3}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + R_k}.$$

Как видно, контактное тепловое сопротивление увеличивает общее тепловое сопротивление стенки, что приводит либо к уменьшению плотности теплового потока q через стенку (при постоянном значении температурного напора), либо (при постоянстве q) к увеличению температурного напора.

Значение R_k зависит от природы, чистоты обработки и твёрдости контактирующих поверхностей. При воздействии на многослойную стенку силой сжатия контактное тепловое сопротивление уменьшается, так как увеличивается площадь фактического контакта. Уменьшения значения R_k можно также достичь путём покрытия соприкасающихся поверхностей мягкими металлами (медью, оловом и др.) или применением тонких прокладок из мягких теплопроводных материалов.

Значения R_k определяются по опытным данным или расчётным путём с помощью полуэмпирических методов.

Лекция 2. Конвективный теплообмен

2.1. Физическая картина процесса конвективного теплообмена

Конвективный теплообмен – это процесс совместного переноса теплоты теплопроводностью и конвекцией. Такое переплетение процессов, обусловленных молекулярными механизмами переноса энергии и перемещением макрообъемов, всегда имеет место в потоке жидкости или газа.

В дальнейшем газ или жидкость, участвующие в теплообмене, будут называться общим понятием – **теплоноситель**.

В технике наибольшее значение имеет конвективный теплообмен между твердым телом и омывающим его теплоносителем. Этот процесс называется также **теплоотдачей**.

Конвективный теплообмен неразрывно связан с движением теплоносителя. В результате этого движения объёмы жидкости или газа, перемещаясь из области с большей температурой в область с меньшей температурой, переносят с собой теплоту. Поэтому теплоотдача в значительной мере определяется факторами, влияющими на характер течения теплоносителя вблизи обтекаемого тела.

2.1.1. Пограничный слой

Между поверхностью обтекаемого тела и теплоносителем всегда существуют силы молекулярного взаимодействия, в результате чего частицы теплоносителя, непосредственно прилегающие к стенке, полностью тормозятся, как бы «прилипают» к ней, и их скорость становится равной нулю. Эти частицы под действием сил вязкости тормозят близлежащие слои, в результате чего у стенки образуется **слой приторможенного теплоносителя – пограничный слой** (рис. 2.1). Толщина этого слоя δ по мере удаления от передней кромки тела увеличивается, поскольку «тормозящее» действие стенок сказывается на все более отдалённых от них областях течения.

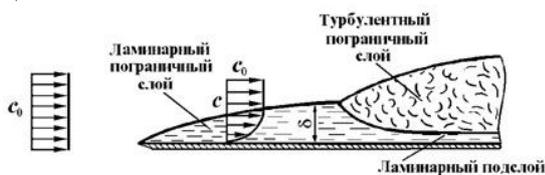


Рис. 2.1. Схема течения в пограничном слое

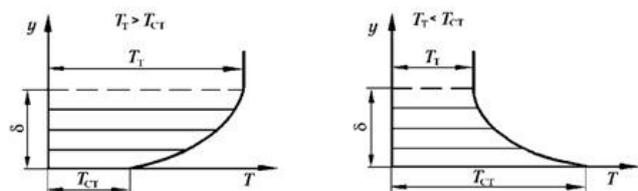


Рис. 2.2. Изменение температуры в пограничном слое

При изучении теплового взаимодействия потока со стенкой принято различать динамический и тепловой пограничные слои.

Динамическим пограничным слоем называется пристенный слой теплоносителя, в котором скорость его изменяется от нуля (на стенке) до величины, практически равной скорости внешнего потока c_0 (рис. 2.1).

Тепловым пограничным слоем называется пристенный слой теплоно-

сителя, в котором его температура меняется от значения, равного температуре стенки до температуры, практически равной температуре внешнего потока теплоносителя T_T (рис. 2.2).

Скорость и температура в пограничном слое по мере удаления от стенки асимптотически стремятся к скорости и температуре внешнего потока.

Обычно под толщиной пограничного слоя понимают такое расстояние от стенки, на котором скорость (или температура) отличается от скорости (температуры) внешнего потока на малую величину порядка 1 %.

Интенсивность конвективного теплообмена в значительной мере определяется режимом течения теплоносителя в пограничном слое. Существует два основных режима течения: ламинарный и турбулентный. В первом случае пограничный слой называется ламинарным, а во втором – турбулентным.

Ламинарное течение – это слоистое течение без перемешивания частиц теплоносителя и без пульсаций скорости. Здесь направление общего движения потока совпадает с направлением движения отдельных частиц.

Турбулентное течение – это течение, характеризующееся наличием (кроме общего направленного движения) беспорядочного, нерегулярного перемещения малых объёмов теплоносителя и их интенсивным перемешиванием. И хотя средние значения параметров потока могут быть постоянными по времени, мгновенные значения скорости, давления, плотности и температуры отдельных частиц имеют пульсационный характер. Относительный уровень пульсаций скорости называется **степенью турбулентности потока**.

Соответственно различают ламинарный и турбулентный пограничные слои, причём на малом расстоянии от передней кромки обтекаемого тела обычно наблюдается ламинарный пограничный слой, а затем он переходит в турбулентный (рис. 2.1). При этом и в турбулентном пограничном слое у поверхности стенки имеется тонкий слой, движение в котором мало отличается от ламинарного (так называемый ламинарный подслой).

Режим течения в пограничном слое определяет механизм переноса теплоты. Основным способом переноса теплоты при ламинарном движении теплоносителя является теплопроводность, так как по нормали к направлению движения теплота переносится теплопроводностью и только вдоль омываемой поверхности наряду с теплопроводностью осуществляется перенос теплоты движущимися макрочастицами теплоносителя. Так как жидкости и газы имеют относительно небольшую теплопроводность, то ламинарный пограничный слой создаёт большое тепловое сопротивление.

При турбулентном течении частицы теплоносителя, помимо продольного движения, совершают и поперечные перемещения, перенося поперек потока кинетическую энергию и теплоту. Поэтому при турбулентном пограничном слое из-за наличия турбулентного перемешивания интенсивность теплообмена оказывается значительно выше, чем при ламинарном.

2.1.2. Факторы, влияющие на интенсивность теплоотдачи

На интенсивность теплоотдачи (при данном температурном напоре) влияют:

- природа возникновения движения;
- скорость и степень турбулентности набегающего потока;
- режим течения в пограничном слое;
- температура и физические свойства теплоносителя;
- форма, размеры и шероховатость поверхности обтекаемого тела и т.д.

Природа возникновения движения. Движение теплоносителя может быть вынужденным или свободным. *Вынужденное движение* возникает за счет внешних для данного процесса причин (движение летательного аппарата относительно воздуха; течение, обусловленное разностью давлений, создаваемой насосом, эжектором или компрессором, и др.). *Свободным называется движение*, возникающее за счет неоднородного распределения массовых сил в объеме теплоносителя вследствие разности плотностей холодных и горячих его частиц. Свободное движение называют также свободной конвекцией.

Степень турбулентности набегающего потока. Поток может быть турбулентным и до начала обтекания рассматриваемой поверхности, например, из-за наличия атмосферной турбулентности.

Степень турбулентности набегающего потока влияет на характер развития и структуру пограничного слоя (условия перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный и уровень турбулентности в турбулентном пограничном слое).

Физические свойства теплоносителя. Интенсивность конвективного теплообмена зависит от теплопроводности, теплоемкости, вязкости и плотности теплоносителя.

Влияние коэффициента теплопроводности λ на интенсивность конвективного теплообмена связано прежде всего с ламинарной частью пограничного слоя, и особенно его пристенными слоями, где скорость потока близка к нулю и теплота передаётся в основном за счёт теплопроводности.

Влияние теплоёмкости c (для газов – c_p) связано с тем, что при одинаковых условиях течения теплоноситель с большей теплоёмкостью переносит большее количество теплоты.

Вязкость теплоносителя оказывает влияние на толщину пограничного слоя и на интенсивность турбулентного перемешивания в нём. При прочих равных условиях увеличение вязкости приводит к образованию более толстого пограничного слоя и ухудшению перемешивания в нём. Вязкость газов и жидкостей характеризуют коэффициентом динамической вязкости μ , Па·с и коэффициентом кинематической вязкости ν , м²/с, которые связаны соотношением $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, где ρ , кг/м³ – плотность теплоносителя.

Коэффициент динамической вязкости зависит главным образом от природы теплоносителя и его температуры. У жидкостей значение μ с увеличени-

ем температуры уменьшается, так как уменьшаются силы межмолекулярного взаимодействия, обуславливающие их вязкость. У газов, вязкость которых обусловлена беспорядочным тепловым движением молекул, коэффициент μ с увеличением температуры возрастает. При умеренных давлениях его влиянием на коэффициент динамической вязкости можно пренебречь.

Коэффициент кинематический вязкости ν также определяется природой теплоносителя. Вместе с тем при данном значении μ его величина изменяется обратно пропорционально изменению плотности, которая у газов увеличивается с ростом давления и снижением температуры.

Влияние плотности теплоносителя ρ на конвективный теплообмен проявляется через изменения массового расхода теплоносителя и коэффициента кинематической вязкости. Например, уменьшение плотности воздуха с увеличением высоты полёта ведёт к росту кинематической вязкости ν и, как следствие, к увеличению толщины пограничного слоя, что наряду со снижением расхода теплоносителя приводит к снижению интенсивности теплоотдачи.

Форма, размеры и шероховатость поверхности обтекаемого тела оказывают влияние на формирование пограничного слоя. Так, удобообтекаемые тела имеют более протяжённые участки пограничного слоя с ламинарным режимом течения, что снижает интенсивность теплообмена. Влияние шероховатости становится заметным только в турбулентном пограничном слое и при условии, что высота бугорков шероховатости превышает толщину вязкого подслоя.

2.2. Формула Ньютона

И. Ньютон установил, что плотность теплового потока между теплоносителем и омываемой им стенкой подчиняется соотношению

$$q = \alpha(T_T - T_{ст}) = \alpha \Delta T,$$

где T_T , $T_{ст}$ – температура соответственно теплоносителя и поверхности стенки. Разность $T_T - T_{ст} = \Delta T$ называется температурным напором, а коэффициент α , Вт/(м²·К) – коэффициентом теплоотдачи. Как видно, коэффициент теплоотдачи численно равен плотности теплового потока при температурном напоре в 1 К.

Поскольку интенсивность теплоотдачи неодинакова по всей поверхности обтекаемого тела, в практических расчётах различают местный α_x (на расстоянии x от начала обтекаемой поверхности) и средний $\alpha_{ср}$ (по всей обтекаемой поверхности) коэффициенты теплоотдачи. Согласно формуле Ньютона местный коэффициент теплоотдачи на элементе площади dF равен $\alpha_x = \frac{dQ}{\Delta T dF}$,

где dQ – тепловой поток через элемент площади dF , а ΔT – температурный напор на рассматриваемом участке.

Формула Ньютона не учитывает в явном виде всех факторов, влияющих

на интенсивность процесса. Это влияние учитывает коэффициент теплоотдачи α , который зависит от тех же факторов, что и интенсивность конвективного теплообмена, т.е. от характера движения теплоносителя, его физических свойств, размера l и формы поверхности обтекаемого тела и т.д.: $\alpha = f(c, \lambda, \mu, \rho, c_p, l \dots)$.

2.3. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена

Дифференциальное уравнение теплоотдачи выводится на основании анализа условий теплообмена в месте соприкосновения теплоносителя с поверхностью обтекаемого тела. Как отмечалось выше, при конвективном теплообмене у поверхности тела всегда имеется тонкий ламинарный подслой теплоносителя, скорость движения в котором близка к нулю, и поэтому перенос теплоты в нём осуществляется только за счёт теплопроводности. Применим для этого подслоя закон Фурье.

Примем, что ось «у» направлена по нормали к поверхности тела. Тогда по закону Фурье

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0},$$

где условие $y = 0$ означает, что производная определяется у поверхности тела. С другой стороны, конвективный теплообмен описывается формулой Ньютона $q = \alpha \Delta T$. Приравняв правые части этих формул, получим

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}.$$

Это уравнение и является дифференциальным уравнением теплоотдачи.

Уравнение переноса теплоты. Перенос теплоты в неподвижной среде (твердом теле) описывается дифференциальным уравнением теплопроводности

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

В нем левая часть $\frac{\partial T}{\partial \tau}$ представляет собой изменение температуры в фиксированном элементе тела во времени.

В движущейся среде изменение температуры частицы теплоносителя является следствием двух обстоятельств – изменения температуры во времени и изменения ее вследствие перемещения частицы из одной точки пространства в другую.

Переход от неподвижной среды к движущейся должен быть произведен путем замены частной (локальной) производной $\frac{\partial T}{\partial \tau}$ на полную $\frac{dT}{d\tau}$. Тогда

уравнение переноса теплоты в движущейся среде при ламинарном течении теплоносителя примет вид:

$$\frac{dT}{d\tau} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right),$$

где a – коэффициент температуропроводности.

Раскроем величину полной производной:

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{\partial T}{\partial x} \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial T}{\partial z} \frac{dz}{d\tau}, \quad \text{или} \quad \frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial \tau} + c_x \frac{\partial T}{\partial x} + c_y \frac{\partial T}{\partial y} + c_z \frac{\partial T}{\partial z},$$

где $c_x = dx/d\tau$, $c_y = dy/d\tau$, $c_z = dz/d\tau$ – проекции скорости движения теплоносителя (относительно омываемой поверхности) на оси x , y , z .

Первый член в правой части последнего уравнения представляет собой скорость изменения температуры в той точке пространства, в которой находится рассматриваемый элементарный объем теплоносителя в данный момент времени, а сумма остальных членов – изменение температуры, обусловленное перемещением этого объема из одной точки пространства в другую, т. е. вследствие конвекции.

Используя значение $\frac{dT}{d\tau}$, получим дифференциальное уравнение переноса теплоты в движущейся среде

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \left(c_x \frac{\partial T}{\partial x} + c_y \frac{\partial T}{\partial y} + c_z \frac{\partial T}{\partial z} \right).$$

В правой части этого уравнения первый член определяет скорость изменения температуры в данной точке пространства вследствие переноса теплоты теплопроводностью, а второй – вследствие переноса теплоты конвекцией.

Уравнение движения теплоносителя. Как следует из последнего уравнения, протекание процесса конвективного теплообмена зависит от распределения скоростей теплоносителя около обтекаемого им тела. Определить это поле скоростей позволяет дифференциальное уравнение движения теплоносителя – уравнения Навье-Стокса в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial c_x}{\partial \tau} + c_x \frac{\partial c_x}{\partial x} + c_y \frac{\partial c_x}{\partial y} + c_z \frac{\partial c_x}{\partial z} \right) &= F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 c_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial z^2} \right); \\ \rho \left(\frac{\partial c_y}{\partial \tau} + c_x \frac{\partial c_y}{\partial x} + c_y \frac{\partial c_y}{\partial y} + c_z \frac{\partial c_y}{\partial z} \right) &= F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 c_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_y}{\partial z^2} \right); \\ \rho \left(\frac{\partial c_z}{\partial \tau} + c_x \frac{\partial c_z}{\partial x} + c_y \frac{\partial c_z}{\partial y} + c_z \frac{\partial c_z}{\partial z} \right) &= F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 c_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \right\}$$

Здесь F_x , F_y , F_z – проекции массовой силы $F = \rho j$, действующей на единицу объёма (j – ускорение, соответствующее этой массовой силе).

Система рассмотренных выше дифференциальных уравнений теплоотдачи, переноса теплоты и движения теплоносителя, дополненная уравнением неразрывности, описывает бесконечное множество процессов конвективного теплообмена. Для математического описания конкретного процесса теплоотдачи к этой системе уравнений необходимо присоединить краевые условия данного процесса. Это требует, во-первых, определить параметры потока в начальный момент времени (начальные условия, $\tau = 0$) и, во-вторых, установить граничные условия, т.е. параметры невозмущенного набегающего потока теплоносителя и

условия на омываемых им поверхностях. В этом случае решение описанной системы уравнений позволит определить значения скоростей, температур, коэффициентов теплоотдачи и плотности теплового потока во всей рассматриваемой области.

2.4. Основы теории подобия конвективного теплообмена

Конвективный теплообмен описывается сложной системой нелинейных дифференциальных уравнений, численное решение которой из-за недостаточной изученности фактора турбулентности затруднительно. Поэтому методы расчёта конвективного теплообмена базируются на результатах экспериментальных исследований, позволяющих определить значение коэффициента теплоотдачи α и использовать при расчёте тепловых потоков и температурных полей формулу Ньютона $q = \alpha(T_T - T_{CT})$.

При этом задачей экспериментальных исследований является отыскание зависимости коэффициента теплоотдачи α от факторов, на него влияющих. Однако коэффициент α зависит от большого числа переменных [$\alpha = f(c, \lambda, \mu, \rho, c_p, l, \dots)$]. Поэтому проведение такого эксперимента сложно, ибо для выявления влияния на процесс какого-либо параметра все другие следует в опыте сохранять неизменными, что не всегда возможно или затруднительно. Эти трудности помогает разрешить теория подобия, которая, во-первых, определяет оптимальные методы и объёмы проведения эксперимента и, во-вторых, указывает наиболее рациональные способы обобщения и представления полученных результатов.

2.4.1. Основные понятия и определения теории подобия физических процессов

Теория подобия – это учение о подобных явлениях.

Подобными называются физические явления, которые:

– *имеют одинаковую природу (например, течение газа);*

– *протекают в геометрически подобных системах;*

– *имеют одинаковые отношения одноименных физических величин во всех сходственных точках и в сходственные моменты времени.*

В качестве примера рассмотрим два геометрически подобных тела, омываемых потоком теплоносителя со скоростью c_0 и температурой T_0 (рис. 2.3).

Выберем сходственные между собой точки $1', 2'$, и $1'', 2''$. **Сходственными** называются точки, координаты которых удовлетворяют геометрическому подобию, т.е.

$$\frac{x_1'}{x_1''} = \frac{y_1'}{y_1''}, \quad \frac{x_2'}{x_2''} = \frac{y_2'}{y_2''}.$$

Для подобия процесса конвективного теплообмена в этих системах, кроме геометрического подобия, должны быть выдержаны следующие условия:

$$\frac{c_0'}{c_0''} = \frac{c_1'}{c_1''} = \frac{c_2'}{c_2''}; \quad \frac{T_0'}{T_0''} = \frac{T_1'}{T_1''} = \frac{T_2'}{T_2''}; \quad \frac{\rho_0'}{\rho_0''} = \frac{\rho_1'}{\rho_1''} = \frac{\rho_2'}{\rho_2''} \quad \text{и т.д.}$$

Эти условия можно записать следующим образом:

$$\frac{c_1'}{c_0'} = \frac{c_1''}{c_0''}; \quad \frac{c_2'}{c_0'} = \frac{c_2''}{c_0''}; \quad \frac{T_1'}{T_0'} = \frac{T_1''}{T_0''}; \quad \frac{T_2'}{T_0'} = \frac{T_2''}{T_0''}; \quad \frac{\rho_1'}{\rho_0'} = \frac{\rho_1''}{\rho_0''}; \quad \frac{\rho_2'}{\rho_0'} = \frac{\rho_2''}{\rho_0''} \quad \text{и т.д.}$$

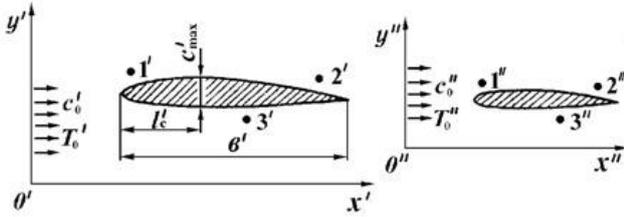


Рис. 2.3

Таким образом, в сходственных точках двух геометрически подобных систем при подобии процесса конвективного теплообмена одноименные безразмерные параметры одинаковы, что означает одинаковость безразмерных полей

параметров в этих системах, т.е. полей скоростей, давлений, температур, плотностей и т.д.

2.4.2. Первая теорема подобия. Критерии подобия

Первая теорема подобия: у подобных физических явлений одноименные критерии подобия численно одинаковы.

Критериями подобия называются безразмерные комплексы, составленные из размерных величин, характеризующих данное явление.

Вывод критериев подобия производится из уравнений, описывающих это явление.

Докажем первую теорему подобия на примере процесса теплоотдачи. Пусть в каждой из двух систем теплоотдача описывается уравнением теплоотдачи в виде

$$\alpha = - \frac{\lambda}{T_T - T_{ст}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}.$$

Приведем это уравнение к безразмерному виду, введя следующие безразмерные переменные: $\bar{T} = \frac{T}{T_T - T_{ст}}$; $\bar{y} = \frac{y}{l}$.

Тогда получим
$$\frac{\alpha l}{\lambda} = - \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right)_{\bar{y}=0},$$

где l – характерный линейный размер тела, например, длина хорды профиля.

Но у подобных явлений безразмерные поля одноименных величин тождественно равны, т.е. $\bar{T}' = \bar{T}''$, $\bar{y}' = \bar{y}''$. Тогда правые части уравнений

$$\frac{\alpha' l'}{\lambda'} = - \left(\frac{\partial \bar{T}'}{\partial \bar{y}'} \right)_{\bar{y}'=0} \quad \text{и} \quad \frac{\alpha'' l''}{\lambda''} = - \left(\frac{\partial \bar{T}''}{\partial \bar{y}''} \right)_{\bar{y}''=0},$$

описывающих эти явления, одинаковы. Следовательно одинаковы и левые части, т.е.

$$\frac{\alpha' l'}{\lambda'} = \frac{\alpha'' l''}{\lambda''}.$$

Аналогичный анализ уравнения переноса тепла приводит к равенству следующих безразмерных комплексов

$$\frac{c' l'}{a'} = \frac{c'' l''}{a''},$$

где a – коэффициент температуропроводности.

Эти безразмерные комплексы называются **критериями подобия**. Им присвоены следующие обозначения и названия.

$Nu = \frac{al}{\lambda}$ – критерий Нуссельта. Это безразмерный коэффициент теплоотдачи. Он характеризует интенсивность конвективного теплообмена.

$Re = \frac{cl}{\nu} = \frac{\rho cl}{\mu}$ – Критерий Рейнольдса. Характеризует соотношение между силами инерции и вязкости потока, т.к. $Re = \frac{\rho c^2}{\mu \cdot c/l}$. Если $Re < Re_{кр}$ – поток ламинарный, если $Re > Re_{кр}$ – поток турбулентный.

$M = \frac{c}{a}$ – число Маха. Характеризует сжимаемость газового потока.

$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{c_p \mu}{\lambda}$ – критерий Прандтля – физический параметр вещества. Он характеризует связь между процессами переноса теплоты и механической энергии, т.е. связь между полями скоростей и температур.

$Pe = \frac{cl}{a} = Re \cdot Pr$ – Характеризует доли переноса теплоты за счет теплопроводности и конвекции.

Таким образом, в подобных процессах конвективного теплообмена при вынужденном движении теплоносителя критерии Nu, Re, M и Pe имеют численно одинаковые значения.

Это записывается следующим образом:

$$Nu = idem, \quad Re = idem, \quad M = idem, \quad Pe = idem.$$

В некоторых случаях условия подобия упрощаются. Например, при малых скоростях теплоносителя (газа) влиянием числа M , характеризующего сжимаемость, можно пренебречь.

Таким образом, **равенство одноименных критериев подобия является следствием подобия физических явлений.**

С другой стороны, **равенство критериев подобия в двух явлениях одинаковой природы при наличии геометрического подобия обеспечивает подобие этих физических явлений.**

2.4.3. Вторая теорема подобия. Уравнения подобия

Решение системы уравнений, описывающих какое-либо явление, может быть представлено в виде зависимости между критериями подобия, получаемыми из этой системы уравнений.

Например, уравнение теплоотдачи можно представить в следующем безразмерном виде

$$Nu = - \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right)_{\bar{y}=0}.$$

В таком виде оно является безразмерным уравнением теплоотдачи относительно критерия Nu , который является функцией искомой величины \bar{T} .

Если к этому уравнению добавить безразмерное уравнение переноса теплоты

$$Re \cdot Pr \left(\bar{c}_x \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} + \bar{c}_y \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} + \bar{c}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2}, \quad \text{то получим}$$

систему уравнений для определения Nu , т.к. критерии $Re = \frac{cl}{\nu}$ и $Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda}$ определяются через известные величины, поэтому известны.

Таким образом, эту систему уравнений можно рассматривать как систему относительно новых безразмерных переменных, которые разделяются на две группы:

- независимые или **определяющие**, которые составлены только из размерных величин, т.е. Re , Pr , \bar{x} , \bar{y} ;
- зависимые или **определяемые**, составленные из искомым размерных величин, т.е. Nu , \bar{c} и \bar{T} .

Согласно второй теореме подобия, решение приведенной выше системы дифференциальных уравнений может быть представлено в виде следующего **критериального уравнения**: $Nu = f(Re, Pr, \bar{x}, \bar{y})$.

Таким образом, результаты исследований можно представить в виде критериальных уравнений, а не только в виде функциональной связи между размерными величинами.

Преимуществом такого способа является то, что число критериев подобия меньше числа размерных величин, входящих в исходную систему размерных уравнений.

Например, для определения коэффициента теплоотдачи в размерной системе уравнений необходимо установить его зависимость от следующих величин:

$$\alpha = f(c_x, c_y, c_z, x, y, z, \mu, \lambda, \rho, l, \tau, \dots).$$

А для определения α (т.е. $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}$) из уравнения $Nu = f(Re, Pr, \bar{x}, \bar{y})$ необходимо определить зависимость Nu лишь от четырех величин, что значительно упрощает задачу.

2.4.4. Выделение главных определяющих критериев подобия.

Явление автомодельности

Часто невозможно испытать полноразмерный образец авиационной техники в аэродинамической трубе. Тогда опыты проводят на моделях этих образцов. В таком случае необходимо решить два вопроса:

- как должен быть проведен опыт на модели, чтобы результаты опыта можно было перенести на натурный образец?
- каким условиям при этом должна удовлетворять модель и протекающий физический процесс?

На эти вопросы дает ответ теория подобия: если процесс с моделью исследуемого объекта будет подобен процессу с натурным объектом, то результаты исследования с моделью объекта могут быть применены к натурному объекту, т.к. у подобных явлений безразмерные величины одинаковы.

Для обеспечения подобия процессов в натурном образце и его модели необходимо выполнить следующие условия:

- обеспечить геометрическое подобие модели и натурального образца;

– обеспечить равенство определяющих критериев для протекающих физических процессов в модели и образце;

– обеспечить подобие граничных и начальных условий.

Если при моделировании трудно выдержать равенство всех определяющих критериев подобия, тогда из рассмотрения исключают те из них, которые слабо влияют на характер моделируемого процесса. Такое моделирование называется приближенным.

Процесс является **автомодельным** по отношению к данному критерию, если изменение этого критерия не сказывается на физическом подобии.

Например, при малых Маха ($M < 0,3$) газовые потоки автомодельны по отношению к числу Маха.

2.4.5. Моделирование физических явлений

Пусть необходимо определить характеристики стационарного конвективного теплообмена в канале при малых числах Маха путем проведения опыта на модели. Для этого необходимо выполнить следующие условия:

1. Модель должна быть геометрически подобна натурному образцу;

2. При проведении опыта с моделью необходимо обеспечить равенство определяющих критериев подобия на модели и натурном образце, т.е.

$$Re_{\text{мод}} = Re_{\text{нат}}, \quad Pr_{\text{мод}} = Pr_{\text{нат}}.$$

Причем диапазон изменения Re и Pr в эксперименте с моделью и с натурным образцом должен быть одинаков;

3. Должны быть подобны поля скоростей и температур теплоносителей на входе в каналы модели и в натуре, а также должны быть подобными распределения температуры на стенках канала в модели и в натурном образце.

Подобие распределения скоростей на стенках обеспечивается автоматически, т.к. на стенках $c = 0$.

В результате опыта для различных значений определяющих критериев Re и Pr определяются значения критерия Nu и находится эмпирическая зависимость типа

$$Nu = A \cdot Re^m \cdot Pr^n,$$

где A , m и n - величины, определяемые из опыта.

По значению критерия $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}$ можно определить $\alpha = \frac{\lambda}{l} Nu$ и тепловой поток $q = \alpha(T_T - T_{CT})$, а также распределение температуры в потоке теплоносителя.

Теплофизические параметры теплоносителя λ , μ , ρ , c_p зависят от его температуры. Та температура, при которой они определяются, называется определяющей или **эффективной**.

2.5. Конвективный теплообмен при вынужденном внешнем обтекании тел

2.5.1. Теплоотдача при обтекании плоской пластины

Схема течения. Рассмотрим процесс теплообмена для случая, когда поток жидкости или газа со скоростью c_0 , температурой T_0 и плотностью ρ_0 обтекает плоскую пластину (рис. 2.4) под нулевым углом атаки. На поверхности пластины образуется пограничный слой, толщина которого по мере удаления от передней кромки нарастает. Как показывает опыт, в начале на поверхности пластины образуется ламинарный пограничный слой, а затем на некотором удалении от передней кромки $x_{кр}$ ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный.

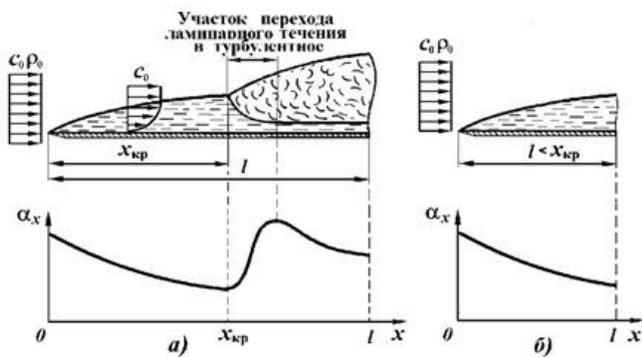


Рис. 2.4. Течение в пограничном слое на пластине

турбулентности в набегающем потоке: чем она меньше, тем больше $Re_{кр}$.

Таким образом, положение точки перехода ламинарного режима течения в турбулентный зависит от скорости, плотности и вязкости набегающего на пластину потока, а также от уровня турбулентности в набегающем потоке.

Если длина пластины l меньше $x_{кр}$, то вся пластина будет покрыта ламинарным пограничным слоем (рис. 2.4б). Если турбулентность набегающего потока велика, а пластина имеет сравнительно большую длину, то практически можно считать, что вся она покрыта турбулентным пограничным слоем.

Изменение α по длине пластины. Поскольку по мере удаления от передней кромки толщина пограничного слоя увеличивается, растёт и его тепловое сопротивление. При неизменном режиме течения в пограничном слое это приводит к снижению интенсивности теплообмена, т.е. к уменьшению коэффициента теплоотдачи α по длине пластины (рис. 2.4б). Если в пограничном слое происходит переход ламинарного режима в турбулентный, то на участке перехода коэффициент теплоотдачи возрастает (рис. 2.4а), так как возникает дополнительный перенос теплоты за счет турбулентного перемешивания. Таким образом, интенсивность теплообмена в данной точке пластины при прочих равных условиях определяется ее удалением от передней кромки. Поэтому оп-

Координата $x_{кр}$ точки перехода определяется числом Рейнольдса: переход происходит при достижении Re некоторого критического значения $Re_{кр} = \frac{c_0 x_{кр}}{\nu_0} = \frac{c_0 \rho_0 x_{кр}}{\mu_0}$,

откуда $x_{кр} = Re_{кр} \frac{\mu_0}{c_0 \rho_0}$,

где $Re_{кр} = 10^5 \dots 4 \cdot 10^6$ и определяется экспериментальным путём.

Широкий диапазон изменения $Re_{кр}$ обусловлен влиянием уровня

ределяющим геометрическим размером здесь является координата x и именно этот параметр входит в выражения критериев подобия:

$$(\text{Nu})_x = \frac{\alpha_x x}{\lambda}; \quad (\text{Re})_x = \frac{c_0 x}{\nu},$$

где α_x – местный (соответствующий координате x) коэффициент теплоотдачи.

Критериальные уравнения. Плотность теплового потока при обтекании плоской пластины определяется по уравнению Ньютона $q = \alpha(T_T - T_{\text{ст}})$, в котором температура теплоносителя T_T – это его температура на внешней границе пограничного слоя.

Отметим, что при обтекании плоской пластины скорость и температура теплоносителя на внешней границе пограничного слоя равны соответственно скорости и температуре набегающего потока (c_0, T_0), т.е. $T_T = T_0$.

Соответствующие критериальные уравнения для определения *местных* значений коэффициента теплоотдачи на плоской пластине согласно экспериментальным данным имеют вид:

– при ламинарном пограничном слое

$$(\text{Nu})_x = 0,33(\text{Re}^{0,5})_x \text{Pr}^{0,33};$$

– при полностью турбулентном пограничном слое

$$(\text{Nu})_x = 0,029(\text{Re}^{0,8})_x \text{Pr}^{0,4}.$$

Для определения *средних* значений коэффициента теплоотдачи на пластине длиной l критериальные уравнения согласно экспериментальным данным имеют вид:

– при ламинарном пограничном слое

$$\text{Nu} = 0,66\text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,33};$$

– при полностью турбулентном пограничном слое

$$\text{Nu} = 0,036\text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} k_t,$$

где k_t – поправочный коэффициент, учитывающий влияние направления теплового потока на характер температурного поля в пограничном слое, и, как следствие, на физические параметры теплоносителя в нём. При $T_{\text{ст}} < T_T$ $k_t = (\mu_T / \mu_{\text{ст}})^{0,25}$, а при $T_{\text{ст}} > T_T$ $k_t = (\mu_T / \mu_{\text{ст}})^{0,11}$, где $\mu_T, \mu_{\text{ст}}$ – коэффициенты динамической вязкости при T_T и $T_{\text{ст}}$.

В заключение рассмотрим, какие факторы и в какой мере влияют на коэффициент теплоотдачи α при обтекании теплоносителем плоской пластины. Для этого решим критериальное уравнение $\text{Nu} = A \cdot \text{Re}^m \cdot \text{Pr}^n$ относительно *местного* коэффициента теплоотдачи α_x . Учитывая выражения для критериев Re и Pr , после соответствующих преобразований получим

$$\alpha_x = K \frac{(c_0 \rho_0)^m}{x^{1-m}},$$

где

$$K = A \frac{c_p^n \lambda^{1-n}}{\mu^{m-n}}.$$

Видно, что коэффициент α_x , а следовательно, и интенсивность теплоотдачи зависят от режима течения (A, m, n), от произведения $c_0 \rho_0$, т.е. плотности тока, от координаты исследуемого участка x и физических свойств теплоносителя (K), причём при турбулентном режиме течения влияние плотности тока сильнее ($m = 0,8$), чем при ламинарном ($m = 0,5$). Это объясняется тем, что в первом случае роль конвекции более велика, чем во втором, интенсивность же конвекции определяется скоростью движения теплоносителя.

В общем случае процессы теплообмена при турбулентном пограничном слое интенсивнее, чем при ламинарном. Поэтому ламинаризация потока, т.е. использование средств, способствующих увеличению доли поверхности, покрытой ламинарным слоем (увеличению длины $x_{кр}$), будет способствовать уменьшению теплоотдачи; турбулизация же потока, наоборот, способствует повышению интенсивности теплообмена.

2.5.2. Особенности теплоотдачи при обтекании криволинейных поверхностей

При продольном обтекании плоской поверхности давление, скорость и температура потока теплоносителя вне пограничного слоя вдоль обтекаемой поверхности не изменяются. При обтекании тел с криволинейной поверхностью (цилиндр, шар, крыло, лопатка турбины и др.) происходит деформация потока теплоносителя, обтекающего тело, что вносит особенности в процесс теплообмена.

Теплоотдача при обтекании цилиндра (трубы) бесконечной длины диаметром d . Число Рейнольдса определяется в этом случае как $Re = c_0 d / \nu$. При малых числах Рейнольдса пограничный слой в лобовой части цилиндра ламинарный. Скорость потока теплоносителя (вне пограничного слоя) изменяется здесь от нуля в точке K (рис. 2.5а) до существенно превышающей скорость набегающего потока на боковой поверхности цилиндра. Но уже в его передней части (при $\varphi \approx 80^\circ$) возникает отрыв пограничного слоя и образование двух вихревых зон.

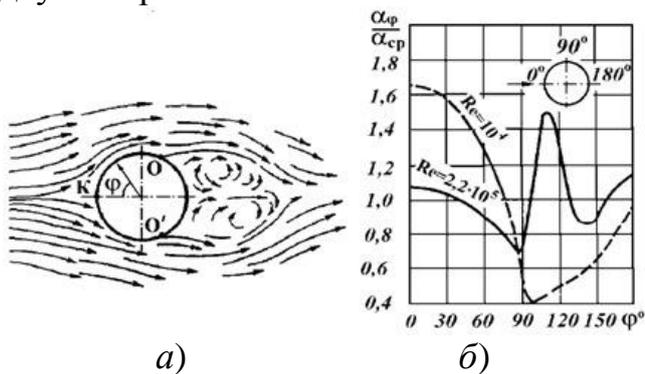


Рис. 2.5

Характер изменения местного коэффициента теплоотдачи по поверхности цилиндра α_φ при ламинарном течении пограничного слоя соответствует штриховой линии на рис. 2.5б ($\alpha_{ср}$ – средний по всей поверхности цилиндра коэффициент теплоотдачи). Первоначальное уменьшение α_φ на лобовой части цилиндра объясняется ростом толщины ламинарного пограничного слоя, а в кормовой части ($\varphi > 90^\circ$), где возникают интенсивные возвратные течения, коэффициент теплоотдачи увеличивается.

Характер изменения местного коэффициента теплоотдачи по поверхности цилиндра α_φ при ламинарном течении пограничного слоя соответствует штриховой линии на рис. 2.5б ($\alpha_{ср}$ – средний по всей поверхности цилиндра коэффициент теплоотдачи). Первоначальное уменьшение α_φ на лобовой части цилиндра объясняется ростом толщины ламинарного пограничного слоя, а в кормовой части ($\varphi > 90^\circ$), где возникают интенсивные возвратные течения, коэффициент теплоотдачи увеличивается.

При более высоких числах Рейнольдса ($Re > 2,0 \dots 2,5 \cdot 10^5$), когда пограничный слой становится турбулентным, отрыв потока от поверхности цилиндра наступает позднее – при $\varphi \approx 110 \dots 140^\circ$ (точки O и O' на рис. 2.5а). Характер изменения α_φ для данного режима течения ($Re = 2,2 \cdot 10^5$) соответствует сплошной линии на рис. 2.5б. Здесь первоначальное снижение α_φ , как и при ламинарном течении, объясняется ростом толщины пограничного слоя; первый минимум соответствует началу перехода ламинарного режима течения в пограничном слое в турбулентный, а второй – отрыву потока.

Критериальное уравнение для среднего коэффициента теплоотдачи поперечно обтекаемого цилиндра, полученное в результате обобщения экспериментальных данных, может быть представлено в виде следующей степенной зависимости

$$Nu = A Re^m Pr^{0,4},$$

где значения коэффициента A и показателя степени m зависят от диапазона значений числа Рейнольдса.

2.6. Конвективный теплообмен при вынужденном течении в каналах

Схема течения. Рассмотрим случай, когда течение происходит в круглой трубе, причем скорость и температура потока на входе в трубу равномерны по сечению (рис. 2.6). На стенках трубы, через которую течёт теплоноситель, образуется пограничный слой (штриховые линии), который может быть ламинарным или турбулентным. Толщина пограничного слоя на стенке трубы увеличивается по длине канала и на некотором расстоянии от входного сечения $x_{нач}$ он смыкается, т.е. заполняет все поперечное сечение канала. Начиная с этого сечения, устанавливается стабильное (неизменное) распределение скорости теплоносителя по сечению потока. Отрезок длиной $x_{нач}$ от начала трубы до этого сечения называется начальным участком или участком стабилизации.

На начальном участке меняется и профиль температур. Если во входном сечении поток имеет постоянную по сечению температуру T_0 , то по мере удаления от входа в теплообмен вовлекаются все новые слои, пока не установится характерный профиль температуры, который зависит от направления теплового потока (рис. 2.7).

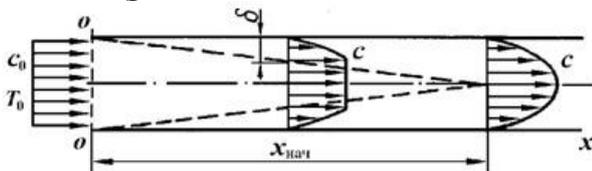


Рис. 2.6

Режим течения. При анализе теплоотдачи в круглых трубах за характерный размер принимают внутренний диаметр канала d . Поэтому критерии Nu и Re имеют вид:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}, \quad Re = \frac{c d}{\nu},$$

где $c = G/F\rho$ – средняя скорость теплоносителя по сечению канала, G – расход газа через канал, F – площадь поперечного сечения канала, ρ – средняя плот-

ность теплоносителя в данном сечении канала.

Режим течения теплоносителя в трубе зависит от значения числа Рейнольдса. При числах $Re < 2300$ течение всегда ламинарное, а при $Re > 1,5 \cdot 10^5$ турбулентный пограничный слой начинает формироваться практически с входного сечения.

Изменение α по длине трубы определяется изменением толщины и структуры пограничного слоя. Если на начальном участке режим течения в пограничном слое остается неизменным, то по мере роста толщины пограничного слоя, а следовательно, и его теплового сопротивления, коэффициент α_x монотонно уменьшается, достигая минимального значения при $x = x_{нач}$ (рис. 2.7б). При $x > x_{нач}$ значение α_x остается постоянным.

Если же на начальном участке режим течения в пограничном слое изменяется, то в зоне перехода от ламинарного режима течения к турбулентному происходит увеличение коэффициента теплоотдачи с последующим снижением, обусловленным ростом толщины уже турбулентного пограничного слоя.

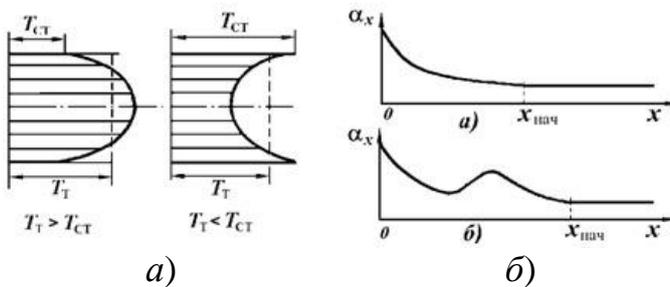


Рис. 2.7

Плотность теплового потока; критериальные уравнения. При течении в каналах, как и при внешнем обтекании, плотность теплового потока определяется по уравнению Ньютона $q = \alpha(T_T - T_{CT})$, в котором T_T – средняя по сечению канала температура (рис. 2.7а). Эта температура в

общем случае изменяется по длине трубы и может быть определена из уравнения

$$T_T = T_0 + \frac{Q}{cG},$$

где G , c , T_0 – расход, теплоемкость (для газа $c = c_p$) и температура теплоносителя на входе в канал; Q – тепловой поток на участке от входа до рассматриваемого сечения.

Местный коэффициент теплоотдачи определяется из критериального уравнения, которое в данном случае имеет вид:

$$(Nu)_x = A Re^m Pr^n k_x,$$

где k_x – коэффициент, учитывающий изменение α_x на начальном участке.

Значения коэффициентов A , m , n и k_x в этом уравнении зависят от режима течения, причём согласно результатам экспериментов при ламинарном течении

$$(Nu)_x = 1,86 Re^{0,33} Pr^{0,33} \left(\frac{x}{d}\right)^{-0,33},$$

где длина начального участка составляет $\frac{x_H}{d} = 0,055 Re Pr$ и если $x > x_H$, то в эту формулу надо подставлять $x = x_H$, а при турбулентном течении

$$(\text{Nu})_x = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,33} k_x,$$

где $k_x = \left(\frac{x}{d}\right)^{-0,12}$ и при $x > 15d$ следует принимать $k_x = 1$.

Замечания:

1. Приведенные выше критериальные уравнения получены при экспериментальном исследовании теплоотдачи при течении в круглых трубах. С достаточной для многих инженерных задач точностью их можно применять и для каналов иных форм. Для этого при определении коэффициента теплоотдачи в таких каналах в критериальных уравнениях в качестве линейного размера следует принимать значение так называемого **эквивалентного диаметра** $d_э$, равного диаметру круглой трубы, имеющей то же отношение площади проходного сечения F к периметру Π , омываемому теплоносителем. Так как у круглой трубы $F = \pi d^2 / 4$ и $\Pi = \pi d$, то

$$d_э = \frac{4F}{\Pi}.$$

Например, для канала прямоугольной формы со сторонами a и b

$$d_э = \frac{2ab}{a+b}.$$

2. Приведенные выше уравнения относятся к гладким трубам. Если стенки каналов имеют заметную шероховатость (высота бугорков больше толщины ламинарного подслоя) или снабжены специальными турбулизаторами, то интенсивность теплоотдачи будет более высокой, что учитывается с помощью специальных поправочных коэффициентов.

3. В указанных уравнениях физические свойства теплоносителя приняты постоянными. Однако, когда температурный напор $\Delta T = T_T - T_{ст}$ велик, физические свойства теплоносителя (теплоёмкость, коэффициенты λ и μ) могут значительно изменяться по сечению и по длине канала. Для приближённого учёта этого влияния физические свойства теплоносителя, используемые при определении критериев подобия, принято определять по эффективной температуре $T_{эф}$, значение которой находится между T_T и $T_{ст}$. В этом случае критериальное уравнение записывают так:

$$\text{Nu}_{эф} = A \text{Re}_{эф}^m \text{Pr}_{эф}^n.$$

При небольших скоростях движения теплоносителя можно принимать

$$T_{эф} = 0,5(T_{ст} + T_T).$$

Факторы, влияющие на коэффициент теплоотдачи. Решим критериальное уравнение относительно местного коэффициента теплоотдачи α_x . Учитывая выражения для критериев Re и Pr после соответствующих преобразований получим

$$\alpha_x = K \frac{(c_p)^m}{d_э^{1-m}} k_x,$$

где

$$K = A \frac{c_p^n \lambda^{1-n}}{\mu^{m-n}}.$$

Видно, что местный коэффициент теплоотдачи α_x зависит от режима течения теплоносителя (A, m, n), от плотности тока ($c_p = G/F$), значения эквива-

лентного диаметра в рассматриваемом сечении канала и от физических свойств теплоносителя.

2.7. Особенности теплообмена при движении газа с большой скоростью

При движении газового потока с большой скоростью процессы теплообмена значительно усложняются. Это связано с тем, что в пограничном слое благодаря силам вязкости происходит резкое уменьшение скорости от максимального её значения во внешнем потоке до нуля на поверхности тела. Большие градиенты скорости поперёк пограничного слоя приводят к возникновению значительных сил трения, работа которых переходит в теплоту. В этих условиях пограничный слой можно рассматривать как малую пространственную область, в которой происходит разогрев газа за счёт диссипации кинетической энергии. Увеличение температуры газа приводит к соответствующему изменению тепловых потоков. Кроме того, большие диапазоны изменения температуры газа в пограничном слое приводят к значительным изменениям плотности, вязкости, теплопроводности и теплоёмкости теплоносителя, что также оказывает заметное влияние на интенсивность теплообмена.

Температура восстановления. Рассмотрим движение газового потока с большой скоростью вдоль пластины (рис. 2.8). Примем, что с противоположной стороны пластина теплоизолирована. Тогда на установившемся режиме ее температура станет равной температуре непосредственно прилегающих к ней слоев газа, а теплообмен между пластиной и обтекающим ее потоком будет отсутствовать.

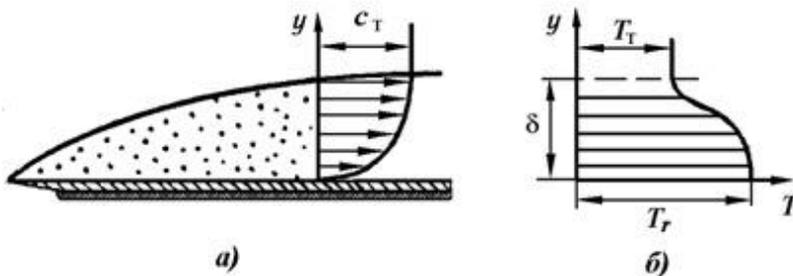


Рис. 2.8

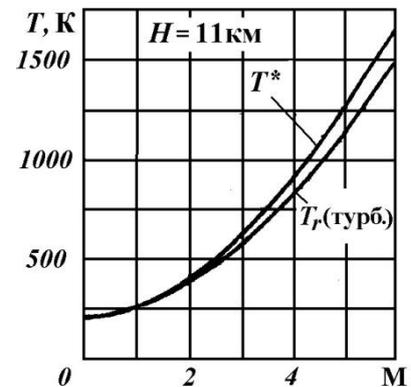


Рис. 2.9

Из-за торможения потока в пограничном слое температура газа в нем увеличивается и превышает температуру внешнего потока, увеличиваясь по мере приближения к пластине (рис. 2.8б).

Температурой восстановления T_r называется температура, которую принимает теплоизолированная (с одной стороны) пластина при обтекании её газом.

Такую же температуру будут иметь и частицы газа, непосредственно прилегающие к пластине (стенке).

Хотя частицы, прилегающие к стенке, полностью заторможены, температура восстановления оказывается несколько отличной от полной температуры набегающего газового потока. Это связано с тем, что температура восстановления зависит от двух параллельно протекающих процессов: выделения теплоты, вызванного торможением потока из-за наличия трения, и отвода теплоты в поток путём теплопроводности, возникающего из-за больших градиентов температуры по нормали к стенке в пограничном слое.

Температура восстановления определяется по формуле

$$T_r = T_T + r \frac{c^2}{2c_p} = T_T \left(1 + r \frac{k-1}{2} M^2\right),$$

где r – коэффициент восстановления.

Коэффициент восстановления зависит главным образом от режима течения в пограничном слое и числа Прандтля. Для продольно обтекаемой пластины при ламинарном пограничном слое r хорошо аппроксимируется формулой $r = \sqrt{\text{Pr}}$, а при турбулентном пограничном слое формулой $r = \sqrt[3]{\text{Pr}}$.

Так как у газов $\text{Pr} < 1$, то и $r < 1$. Поэтому для газов температура восстановления меньше температуры заторможенного потока ($T_r < T_T^*$), что, как уже отмечалось, объясняется наличием теплообмена между слоями газа.

Итак, прилегающие к теплоизолированной стенке слои газа принимают температуру T_r , превосходящую статическую температуру газа вне пограничного слоя и тем в большей мере, чем выше число M потока. Это связано с тем, что из-за торможения потока у стенки кинетическая энергия газа переходит в теплоту.

При малых скоростях движения газа (до $M \approx 0.7$) этим эффектом можно пренебречь, считая $T_r \approx T_T$ и температуру по толщине пограничного слоя практически постоянной и равной T_T .

Но при больших скоростях потока газа температура восстановления может в несколько раз превосходить его статическую температуру вне пограничного слоя. Для примера на рис. 2.9 приведены кривые изменения температуры торможения и температуры восстановления для воздуха в зависимости от числа M в полете в стратосфере. Как видно, T_r может превосходить допустимую для многих конструкционных материалов величину даже при отрицательных (минус 56 °С) значениях статической температуры теплоносителя. Этим вызывается необходимость тепловой защиты поверхностей летательных аппаратов, предназначенных для больших сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростей полета.

Важно подчеркнуть, что при теплообмене между телом и высокоскоростным потоком газа последний может отдавать теплоту стенке даже в условиях, когда температура стенки $T_{\text{ст}}$ превосходит статическую температуру обтекающего её потока T_T .

Плотность теплового потока. Величина и направление теплового потока между газом и стенкой определяется не соотношением между статической температурой теплоносителя T_T и температурой стенки $T_{ст}$, как это имеет место при малых скоростях потока, а соотношением между температурой восстановления T_r и $T_{ст}$.

Соответственно формула Ньютона для этого случая должна быть записана в виде

$$q = \alpha (T_r - T_{ст}).$$

При обтекании газом теплоизолированной стенки температура её поверхности равна температуре восстановления T_r , которая близка к температуре заторможенного потока и определяется по следующей формуле:

$$T_r = T_T \left(1 + r \frac{k-1}{2} M^2\right)$$

В приближенных расчетах можно считать, что $T_r \approx T_T^*$, и тогда

$$q = \alpha (T_T^* - T_{ст}).$$

Критериальные уравнения. Подобие процессов теплообмена при больших скоростях движения газа кроме критериев Re и Pr определяется также числом Маха, точнее комплексом $\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)$, который обеспечивает подобие температурных полей в пограничном слое (напомним, что $1 + \frac{k-1}{2} M^2 =$

T^*/T) и учитывает изменение физических свойств теплоносителя, вызванных резким увеличением температуры. В этих условиях критериальное уравнение имеет вид

$$Nu = f(Re, Pr, M).$$

Однако в практических расчётах для определения коэффициента теплоотдачи α при больших скоростях движения теплоносителя часто используется упрощённое критериальное уравнение типа

$$Nu = f(Re, Pr),$$

полученное для малых скоростей, но используемое при условии, что физические параметры газа (теплоёмкость, вязкость, теплопроводность) определяются по некоторой эффективной температуре. Значение этой температуры $T_{эф}$ определяется в приближенных расчетах по формуле

$$T_{эф} = 0,5(T_T + T_{ст}) + 0,22(T_r - T_T)$$

или по еще более простой формуле, т.е. $T_{эф} \approx 0,5(T_T + T_{ст})$.

Исследования показали также, что для расчета местных коэффициентов теплоотдачи при движении газа с большой скоростью в каналах переменного сечения при турбулентном течении следует для каждого сечения канала использовать следующее критериальное уравнение,

$$Nu_{эф} = 0,023 Re_{эф}^{0,8} Pr_{эф}^{0,33}$$

но с определением критериев подобия по эффективной температуре.

Особенности теплоотдачи от диссоциированного газа. При достижении газом температуры порядка 3000 К и выше существенное влияние на процесс теплообмена начинает оказывать диссоциация газа. Например, при $T = 3000$ К и $p = 10^5$ Па диссоциирует 6% молекулярного кислорода, а при $T = 4000$ и 6000 К – соответственно 60 и 100%. С уменьшением давления степень диссоциации увеличивается.

Наличие продуктов диссоциации в теплоносителе приводит к тому, что теплообмен между газом и стенкой сопровождается химическими реакциями. Такие условия имеют место в ракетных двигателях, а при гиперзвуковых скоростях полета и в воздушно-реактивных двигателях. Известно, что диссоциация молекул сопровождается затратой энергии на разрыв химических связей, поэтому диссоциированный газ имеет более низкую температуру, чем недиссоциированный газ при одной и той же внутренней энергии. Например, фактическая температура сгорания ракетного топлива «кислород – керосин» (с учетом диссоциации продуктов сгорания) равна примерно 3500 К, а условная температура сгорания, вычисленная без учета диссоциации, – выше 4500 К. Другой пример: температура воздуха за прямым скачком при $M = 20$ (на высоте 50 км) равна 6500 К, а (вычисленная без учета диссоциации) – 17000 К. В газах, входящих в состав продуктов сгорания авиационных керосинов, диссоциация ощущается при температурах выше 2000...2300 К (в зависимости от давления).

2.8. Конвективный теплообмен при свободном движении теплоносителя в неограниченном пространстве

Условия возникновения свободного движения теплоносителя. *Свободным называется движение теплоносителя, возникающее вследствие различия плотностей неодинаково нагретых его объёмов.* Различие плотностей приводит к неоднородному полю массовых сил (например, сил тяготения), т.е. к появлению неуравновешенных сил, действующих на частицы жидкости (газа), что обуславливает возникновение архимедовой подъемной (выталкивающей) силы, которая и вызывает свободное движение теплоносителя.

Таким образом, для возникновения свободного движения необходимо:

- а) наличие массовых сил (сил тяготения, центробежных сил и др.);
- б) наличие неравномерного распределения плотности теплоносителя в объеме, что имеет место при неравномерном прогреве этого объема.

Свободное движение, обусловленное действием гравитационного поля, называют гравитационным свободным движением.

Картина процесса. Если в газ или жидкость, находящиеся в поле сил тяжести, внести нагретое твердое тело, то слой теплоносителя у поверхности это-

го тела прогреется и станет легче остальной массы. Появится архимедова подъемная сила, под действием которой нагретые макрочастицы теплоносителя будут перемещаться вдоль поверхности тела вверх; их место займут холодные, которые также станут прогреваться, и т.д. Возникнет свободное движение теплоносителя, которое приведет к переносу теплоты от нагретого тела в окружающее пространство. Если же внести тело, которое холоднее теплоносителя, то картина движения получится обратной: частицы теплоносителя у поверхности тела будут охлаждаться и двигаться вниз и т.д.

Характер движения теплоносителя около нагретого (или холодного) тела зависит от формы его поверхности, расположения тела в поле сил тяжести, направления теплового потока и других факторов. На рис. 2.10а показана схема

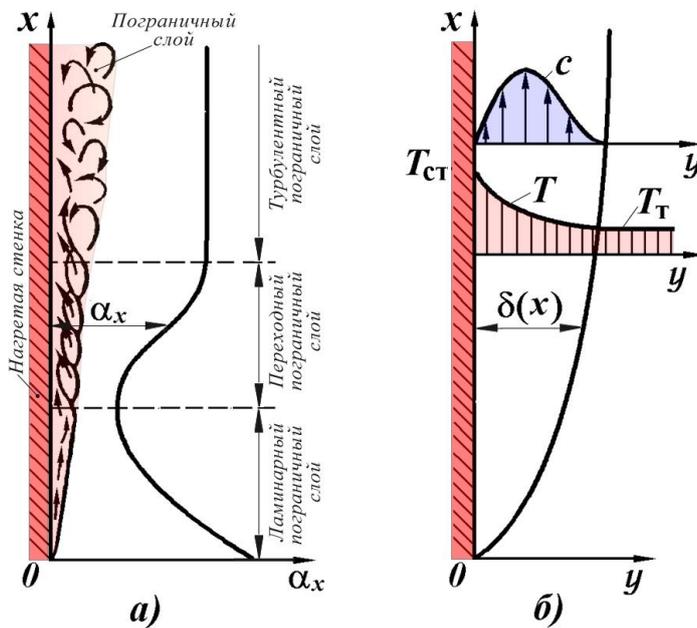


Рис. 2.10

свободного движения теплоносителя около нагретой вертикальной стенки. В движение, начавшееся у нижней кромки, вовлекаются все новые частицы, и пограничный слой (которым при свободной конвекции называется слой теплоносителя, вовлечённый в свободное движение) около стенки постепенно нарастает. На рис. 2.10б приведены профили скорости и температуры в пограничном слое: скорость равна нулю на поверхности стенки и на внешней границе пограничного слоя, а температура меняется от значения $T_{ст}$ до температуры окружающей среды T_T . В общем случае в нижней части пластины движение теплоносителя имеет ламинарный характер (участок 1), выше – переходный (участок 2), а затем – турбулентный (участок 3).

Режим течения в пограничном слое определяется главным образом высотой стенки и температурным напором, с увеличением которого сокращается длина ламинарного участка течения и увеличивается протяжённость турбулентного. Коэффициент теплоотдачи на участке с ламинарным режимом течения уменьшается по мере роста толщины пограничного слоя, в переходной области – увеличивается, а в зоне турбулентного течения – практически не изменяется.

Критериальное уравнение. Свободное движение теплоносителя поддерживается подъемными силами, обусловленными разностью плотностей отдельных частиц теплоносителя, которая пропорциональна температурному напору. Препятствуют этому движению силы вязкости. Очевидно, что

интенсивность свободного движения должна зависеть от соотношения подъемных сил и сил вязкости. Это отношение характеризуется безразмерным комплексом – критерием Грасгофа (аналог числа Рейнольдса для вынужденного движения):

$$\text{Gr} = \beta \frac{g l^3}{\nu^2} \Delta T ,$$

где β – коэффициент объемного расширения (напомним, что для идеального газа $\beta = 1/T$), g – ускорение свободного падения, $\Delta T = T_{\text{ст}} - T_{\text{т}}$ – температурный напор и l – характерный линейный размер (определяется формой тела: для вертикально расположенных тел он равен их высоте, для горизонтальных цилиндров и шаров – диаметру и т. д.).

Таким образом, чем больше β и больше температурный напор, тем в большей мере возрастает при нагревании удельный объем теплоносителя, а следовательно, и архимедова подъёмная сила, которая, кроме того, пропорциональна g и объему тела, т.е. l^3 . А противодействуют ей силы вязкости. Их соотношение и определяет структуру критерия Грасгофа.

Плотность теплового потока при свободном движении теплоносителя определяется из уравнения Ньютона, а средний коэффициент теплоотдачи – из критериального уравнения

$$\text{Nu}_{\text{эф}} = A(\text{Gr Pr})_{\text{эф}}^m ,$$

где физические параметры теплоносителя, используемые при расчёте критериев подобия, вычисляются при средней температуре пограничного слоя

$$T_{\text{эф}} = 0,5(T_{\text{т}} + T_{\text{ст}}) .$$

Значения величин A и m зависят от режима течения.

Так, при $\text{Gr Pr} = 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$ движение теплоносителя очень слабое и практически не влияет на перенос теплоты, которая передаётся в основном за счёт теплопроводности (так называемый режим псевдотеплопроводности). Для этого режима $A = 1,18$ и $m = 0,125$.

При $\text{Gr Pr} = 5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$ (ламинарный режим) $A = 0,54$ и $m = 0,25$.

При $\text{Gr Pr} > 2 \cdot 10^7$ (турбулентный режим) $A = 0,13$ и $m = 0,33$.

Лекция 3. Теплообмен излучением

3.1. Основные понятия и законы теплового излучения

3.1.1. Основные понятия

Теплообмен излучением – сложный процесс, при котором внутренняя энергия излучающего тела переходит в энергию электромагнитных волн, а затем в поглощающем эти волны другом теле их энергия вновь превращается во внутреннюю энергию теплового движения микрочастиц.

Тепловое излучение делится на:

- инфракрасное (с длинами волн примерно от $\lambda = 1000$ мкм до $\lambda = 0,74$ мкм, причем практическое значение имеют лучи с длиной волны не более 40 мкм);
- видимое (с длинами волн λ от 0,74 мкм до 0,4 мкм);
- ультрафиолетовое (с λ от 0,4 мкм до примерно 0,01 мкм).

При температурах до 4000 – 4500 К основная доля энергии теплового излучения приходится на инфракрасную область и лишь при более высоких температурах – также на видимую и на ультрафиолетовую.

Основными характеристиками теплового излучения являются его интенсивность и спектральный состав.

Потоком излучения Φ называется энергия, излучаемая какой-либо поверхностью в единицу времени.

Поток излучения Φ измеряется в Дж/с, т. е. в ваттах.

Плотностью потока излучения E_T называется количество энергии, излучаемой единицей поверхности в единицу времени во всем диапазоне длин волн (от $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$).

Плотность потока излучения измеряется в Вт/м² и характеризует интенсивность потока излучения. Она весьма сильно зависит от температуры тела, что подчеркивает индекс "Т".

Спектральной плотностью потока излучения $E_{\lambda T}$ называется отношение плотности потока излучения в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ к

этому интервалу длин волн, т.е.
$$E_{\lambda T} = \frac{dE_T}{d\lambda}.$$

Очевидно, что
$$E_T = \int_{\lambda=0}^{\infty} E_{\lambda T} d\lambda.$$

Монохроматическим называется излучение, испускаемое телом только в весьма узком диапазоне длин волн.

Собственным излучением называется излучение, испускаемое телом и зависящее только от его свойств и температуры.

Падающим называется излучение, получаемое телом от внешнего источника.

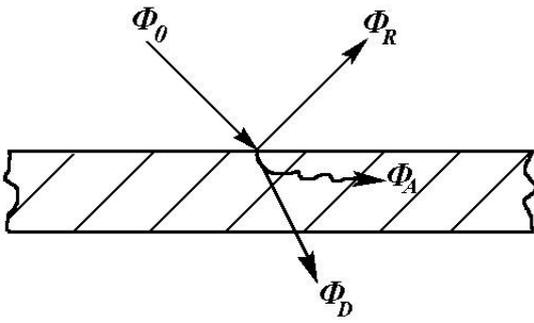


Рис. 3.1

Рассмотрим далее поток излучения Φ_0 , падающий на некоторое тело (рис. 3.1). Часть этого потока Φ_A поглощается телом, часть Φ_R отражается, а часть Φ_D пропускается. При этом отражение потока излучения может быть как зеркальным (происходящим по законам геометрической оптики), так и диффузным, ненаправленным. Доли, равные

$$A = \frac{\Phi_A}{\Phi_0}, \quad R = \frac{\Phi_R}{\Phi_0} \quad \text{и} \quad D = \frac{\Phi_D}{\Phi_0},$$

называются соответственно **коэффициентами поглощения, отражения и пропускания**.

Очевидно, что $A + R + D = 1$.

Определенные таким образом коэффициенты A , R и D относятся ко всему падающему излучению. Для монохроматического излучения рассматриваются аналогичные коэффициенты, обозначаемые: A_λ , R_λ и D_λ .

Все эти коэффициенты могут быть существенно различными у разных тел в зависимости от их природы, размеров (толщины), спектрального состава и направления падающего излучения и др. Рассмотрим предельные случаи.

Абсолютно черным называется тело, которое поглощает всю падающую на него лучистую энергию ($A = 1$).

Зеркальным называется тело, которое отражает все падающее на него излучение по законам геометрической оптики ($R = 1$).

Абсолютно белым называется тело, если отражение диффузное ($R = 1$).

Абсолютно прозрачным называется тело, которое пропускает всю падающую на него лучистую энергию ($D = 1$).

В окружающей нас на Земле природе нет абсолютно черных, абсолютно белых и абсолютно прозрачных тел. Реальные тела при определенных условиях могут только приближаться к тому или иному предельному случаю. Наиболее близки к абсолютно черному телу сажа, бархат ($A = 0,97 \dots 0,98$). У большинства неметаллических твердых материалов при температурах, близких к комнатной, коэффициент поглощения более 0,8, но он значительно уменьшается с ростом температуры. К абсолютно белому (точнее, зеркальному) телу близки (при невысоких температурах) полированные металлы ($R > 0,9$).

Многие твердые и жидкие тела даже в сравнительно тонких слоях практически непрозрачны для теплового излучения ($A + R = 1$). Вместе с тем имеются тела, которые непрозрачны лишь для определенных длин волн. Например, кварц непрозрачен для инфракрасных лучей, но прозрачен для видимых (световых) и ультрафиолетовых. Обычное стекло пропускает видимые лучи, но почти непрозрачно для инфракрасных и ультрафиолетовых.

Важно отметить, что цвет поверхности часто никак не связан с этими её

характеристиками. Так, поверхность, выкрашенная белой краской, хорошо отражает видимые лучи. Инфракрасные же лучи такой поверхностью поглощаются так же интенсивно, как и черной. Другой пример: ослепительно белый снег поглощает инфракрасное излучение почти полностью.

3.1.2. Основные законы

Тепловое излучение различных тел подчиняется следующим законам.

1. Наибольшей плотностью потока излучения при данной температуре обладает абсолютно черное тело. Она обозначается E_{T0} и определяется **законом Стефана-Больцмана**:

$$E_{T0} = \sigma_0 T^4,$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана-Больцмана – коэффициент излучения абсолютно черного тела, а T температура этого тела.

Все реальные тела излучают при такой же температуре меньше энергии, чем абсолютно черное тело.

Степенью черноты тела ε называется отношение плотности потока излучения реального тела E_T к E_{T0} (при одной и той же температуре):

$$\varepsilon = \frac{E_T}{E_{T0}}.$$

Степень черноты ε характеризует излучательную способность реального тела по сравнению с излучением абсолютно черного тела. Она всегда меньше единицы, т.е. излучательная способность реального тела всегда меньше, чем абсолютно черного тела.

Таким образом, плотность потока излучения реального тела равна

$$E_T = \varepsilon \sigma_0 T^4.$$

Понятие степени черноты вводится и для монохроматического излучения

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_{\lambda T}}{E_{\lambda T0}},$$

где $E_{\lambda T0}$ – спектральная плотность потока излучения абсолютно черного тела, которая (при данной температуре) при всех длинах волн также оказывается наибольшей у абсолютно черного тела.

В теории теплообмена излучением используется понятие **серого тела**.

Серое (воображаемое) тело – это тело, у которого значение ε_λ для всех длин волн одно и то же.

Степень черноты тела зависит от природы вещества, его температуры и ряда других факторов. Значительное влияние на степень черноты твердых тел оказывает состояние их поверхности. Так, например, чистые полированные поверхности имеют значительно меньшую степень черноты, чем шероховатые или покрытые окисной пленкой.

Значения степени черноты, необходимые для проведения инженерных расчетов лучистого теплообмена, находятся опытным путем и приводятся в справочной литературе.

2. **Закон Кирхгофа.** Рассмотрим теплообмен излучением между двумя плоскими стенками (рис. 3.2), одна из которых – реальное тело, а другая – абсолютно черное тело. Плотности потоков излучения их соответственно равны E_T и E_{T0} , а поглощательные способности A и $A_0=1$.

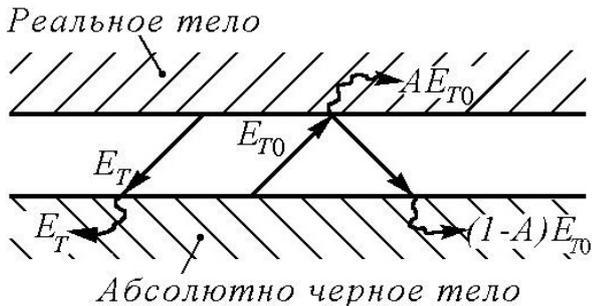


Рис. 3.2

ся в тепловом равновесии. Поэтому

$$E_T = AE_{T0} \quad \text{или} \quad \frac{E_T}{A} = E_{T0}.$$

Отношение $\frac{E_T}{A} = E_{T0}$ является математическим выражением **закона Кирхгофа**, который формулируется следующим образом: *отношение плотности потока излучения реального тела E_T к его поглощательной способности A не зависит от природы тела и равно плотности потока излучения абсолютно черного тела E_{T0} .*

Поскольку $\varepsilon = \frac{E_T}{E_{T0}}$, а согласно закону Кирхгофа $\frac{E_T}{E_{T0}} = A$, то, сравнивая эти выражения, получим, что для реального (серого) тела степень черноты равна его коэффициенту поглощения, т.е. $\varepsilon = A$.

Таким образом, чем больше поглощает данное тело лучистой энергии в данном диапазоне длин волн и при данной температуре (т.е. чем больше при этом его коэффициент поглощения A), тем сильнее оно и излучает её в тех же условиях (т. е. тем больше и его степень черноты ε).

Если данное тело не создает теплового излучения с какой-либо длиной волны, то оно при данной температуре и не поглощает его, т.е. прозрачно для лучей с данной длиной волны.

Закон Кирхгофа верен и для монохроматического излучения:

$$\frac{E_{\lambda T}}{A_{\lambda}} = \text{const} = E_{\lambda T0}.$$

Отсюда следует, что с учетом формулы $\varepsilon_\lambda = \frac{E_{\lambda T}}{E_{\lambda T0}}$, для всякого монохроматического излучения

$$\varepsilon_\lambda = A_\lambda.$$

Большинство применяемых в технике неметаллических твердых тел могут рассматриваться в инженерных расчетах как серые. Но для металлов ε_λ сохраняет более или менее постоянное значение только в ограниченном диапазоне длин волн.

3. Спектральный состав излучения абсолютно черного тела определяется законом Планка, основанном на квантовой теории излучения, а также законом смещения Вина.

Согласно Планку спектральная плотность потока излучения абсолютно черного тела равна

$$E_{\lambda T0} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \frac{h}{\frac{hc}{e^{\lambda kT}} - 1},$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка и $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. (Эта формула прекрасно согласуется с опытом).

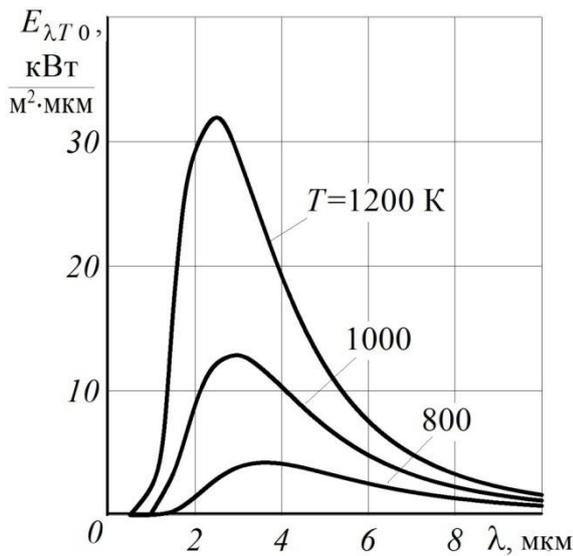


Рис. 3.3

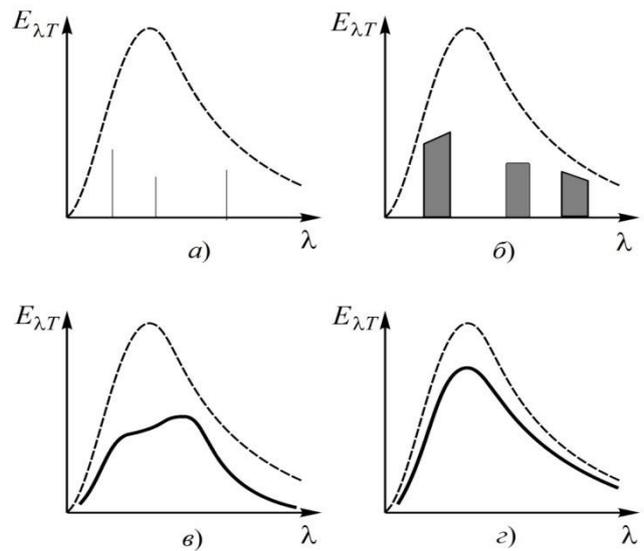


Рис. 3.4

Характер распределения $E_{\lambda T0}$ по длинам волн излучения показан (при различных температурах) на рис. 3.3. Как видно, интенсивность излучения с ростом температуры резко растет при всех длинах волн, но максимум спектральной плотности потока излучения смещается при этом в сторону более коротких волн. Положение этого максимума вместо приведенной выше формулы можно определить более просто, используя закон смещения Вина, согласно которому

$$(\lambda)_{E_{\lambda T \max}} = \frac{b}{T},$$

где $b = 2,9$ мм·К – постоянная Вина.

Тепловое излучение реальных тел по своему спектральному составу может существенно отличаться от излучения абсолютно черного тела. Типичные примеры приведены на рис. 3.4, где для сравнения штриховой линией показано распределение спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела по длинам волн при данной температуре.

Одноатомные газы имеют **линейчатый спектр** (рис. 3.4а), каждая линия которого соответствует переходу электронов в атоме с более высокого возбужденного уровня на более низкий, сопровождающемуся практически монохроматическим излучением.

Многоатомные газы имеют **полосатый спектр** (рис. 3.4б), так как в них излучение может происходить не только при изменении уровня энергии электронов, но и при одновременном изменении уровня возбуждения колебательных и вращательных степеней свободы молекулы, приводящем к расширению диапазона длин излучаемых волн.

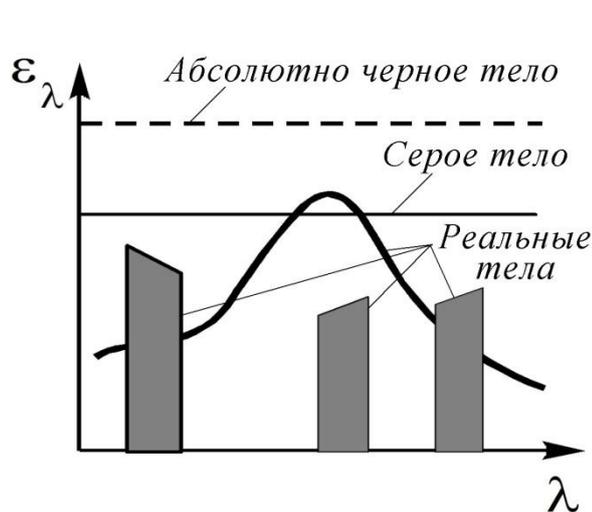


Рис. 3.5

Твердые и жидкие тела имеют обычно **сплошной спектр** (рис. 3.4в), причем распределение спектральной плотности потока излучения по длинам волн в нем может быть самым различным, за исключением серого тела (рис. 3.4г), у которого оно подобно таковому для абсолютно черного тела.

Но во всех рассмотренных случаях излучение реального тела при данной температуре и длине волны меньше, чем у абсолютно черного тела (рис. 3.5).

3.2. Теплообмен излучением между телами, разделенными прозрачной средой

3.2.1. Теплообмен излучением между плоскими стенками и в замкнутой полости

Эффективная плотность потока излучения. Пусть некоторое непрозрачное тело излучает энергию, плотность потока излучения которой равна E_T , а извне на него падает излучение с плотностью $E_{\text{пад}}$ (рис. 3.6). Часть этой энергии $AE_{\text{пад}}$ поглощается телом, а оставшаяся $(1-A)E_{\text{пад}}$ отражается.

Эффективной плотностью потока излучения называется сумма собственного излучения тела E_T и отраженной части падающего на него излучения:

$$E_{\text{эф}} = E_T + (1 - A)E_{\text{пад}}.$$

Теплообмен между плоскими стенками. Рассмотрим две плоские непрозрачные поверхности бесконечной протяженности из двух разнородных

материалов (рис. 3.7), разделенные прозрачной средой. Пусть теплообмен между ними происходит лишь путем излучения. Температуры этих поверхностей равны соответственно T_1 и T_2 , причем пусть $T_1 > T_2$.

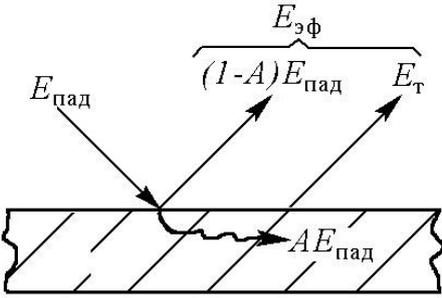


Рис. 3.6

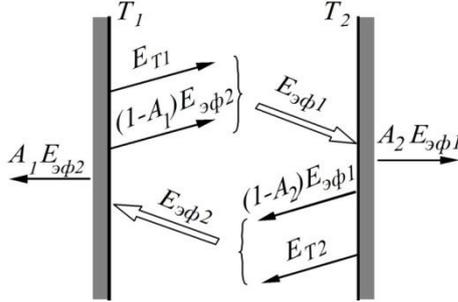


Рис. 3.7

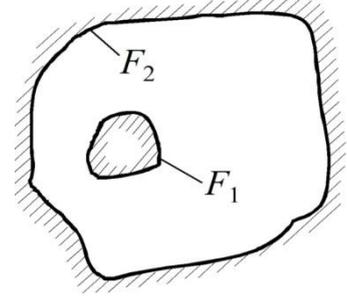


Рис. 3.8

На первое тело падает (со стороны второго) поток лучистой энергии $E_{эф2}$, часть которого $A_1 E_{эф2}$ поглощается, а оставшаяся часть $(1-A_1)E_{эф2}$ отражается от поверхности и совместно с собственным излучением первого тела E_{T1} составляет эффективную плотность потока его излучения:

$$E_{эф1} = E_{T1} + (1-A_1)E_{эф2}.$$

Аналогично для второго тела

$$E_{эф2} = E_{T2} + (1-A_2)E_{эф1}.$$

Решив систему этих уравнений относительно $E_{эф1}$ и $E_{эф2}$, найдем:

$$E_{эф1} = \frac{E_{T1} + (1-A_1)E_{T2}}{A_1 + A_2 - A_1A_2}, \quad E_{эф2} = \frac{E_{T2} + (1-A_2)E_{T1}}{A_1 + A_2 - A_1A_2}.$$

Плотность теплового потока между рассматриваемыми телами (при $T_1 > T_2$) равна: $q = E_{эф1} - E_{эф2}$, т. е. $q = \frac{A_2E_{T1} - A_1E_{T2}}{A_1 + A_2 - A_1A_2}$.

Подставив в это выражение значения E_{T1} и E_{T2} , равные

$$E_{T1} = \varepsilon_1 \sigma_0 T_1^4 \quad \text{и} \quad E_{T2} = \varepsilon_2 \sigma_0 T_2^4,$$

Получим $q = \sigma_0 \frac{\varepsilon_1 A_2 T_1^4 - \varepsilon_2 A_1 T_2^4}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}$.

Если материалы обеих стенок являются серыми, то $A_1 = \varepsilon_1$ и $A_2 = \varepsilon_2$. Тогда, подставив вместо A соответствующие значения ε , получим после преобразований

$$q = \varepsilon_{пр} \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4),$$

где

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

есть приведенная степень черноты данной системы тел.

Теплообмен в замкнутой полости. Описанный выше метод расчета теплообмена между плоскими стенками можно применить и к теплообмену между поверхностями, находящимися в замкнутом пространстве. Если в некоторой замкнутой полости находятся два тела, площади поверхностей которых равны F_1 и F_2 (рис. 3.8), то тепловой поток между ними, как можно показать, оказывается равным

$$Q = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 F_1 (T_1^4 - T_2^4),$$

где

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \left[\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \right]^{-1}$$

и F_1 – площадь наименьшей поверхности.

Эта же формула применима и к расчету лучистого теплообмена между двумя длинными цилиндрами, расположенными один внутри другого.

3.2.2. Влияние экранов на теплообмен излучением

Лучистый тепловой поток от одного тела к другому может быть значительно уменьшен, если между ними расположить непрозрачный экран.

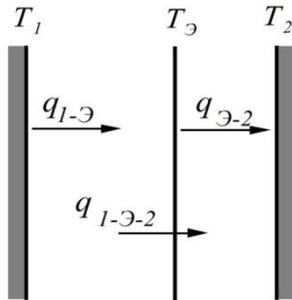


Рис. 3.9

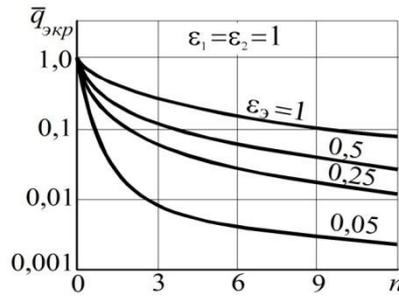


Рис. 3.10

Рассмотрим две плоские параллельные поверхности (рис. 3.9), температуры которых равны T_1 и $T_2 < T_1$, а степени черноты одинаковы, т.е. $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$. Между этими телами установлен экран, степень черноты которого равна $\varepsilon_э$. Среда между телами и экраном прозрачна и нетеплопроводна, так что теплообмен происходит только за

счет излучения. Пусть при этом, кроме того, малая толщина и высокая теплопроводность экрана позволяют считать температуру его по толщине одинаковой.

После установки экрана и достижения стационарного режима температура экрана станет равной $T_э$ (причем $T_1 > T_э > T_2$) и при этом

$$q_{1-э} = q_{э-2} = q_{1-э-2},$$

где $q_{1-э}$, $q_{э-2}$ и $q_{1-э-2}$ – плотности теплового потока от первого тела (поверхности) к экрану, от экрана – ко второму телу и от первого тела – ко второму при наличии экрана.

Запишем полученные выше выражения для тепловых потоков $q_{1-э}$ и $q_{э-2}$:

$$q_{1-э} = \sigma_0 \frac{T_1^4 - T_э^4}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_э} - 1} \quad \text{и} \quad q_{э-2} = \sigma_0 \frac{T_э^4 - T_2^4}{\frac{1}{\varepsilon_э} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}.$$

Исключив из двух последних равенств величину $T_э$, имея в виду, что в

рассматриваемом случае $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, и учитывая, что $q_{1-3} = q_{3-2} = q_{1-3-2}$, получим

$$q_{1-3-2} = \sigma_0 \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{2}{\varepsilon} + \frac{2}{\varepsilon_3} - 2} = \sigma_0 \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{2}{\varepsilon} - 1 + \left(\frac{2}{\varepsilon_3} - 1\right)}.$$

Тепловой поток при этих условиях между стенками без экрана

$$q_{1-2} = \sigma_0 \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{2}{\varepsilon} - 1}.$$

Из сравнения этих двух формул видно, что применение экрана ослабляет теплообмен излучением между стенками, т.к. выражение $\left(\frac{2}{\varepsilon_3} - 1\right)$ больше нуля.

Причем, это ослабление тем сильнее, чем меньше степень его черноты ε_3 . Так, при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ и степени черноты экрана $\varepsilon_3 = 1$ его установка уменьшает лучистый теплообмен в 2 раза, а при $\varepsilon_3 = 0,5$ – в 4 раза.

Такое защитное действие экранирования можно ещё усилить, поставив друг за другом несколько экранов. Если установить n одинаковых экранов, то плотность теплового потока, как можно показать, станет равной:

$$q_{1-3-2} = \sigma_0 \left[\frac{2}{\varepsilon} - 1 + n \left(\frac{2}{\varepsilon_3} - 1 \right) \right]^{-1} (T_1^4 - T_2^4).$$

Степень снижения лучистого теплового потока при экранировании может быть охарактеризована величиной $\bar{q}_{\text{экр}} = \frac{q_{\text{экр}}}{q_0}$, где q_0 – тепловой поток при отсутствии экранов при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$; $q_{\text{экр}}$ – тепловой поток при наличии экранов.

Подставив в выражение для $\bar{q}_{\text{экр}}$ соответствующие выражения, получим

$$\bar{q}_{\text{экр}} = \left(1 + n \frac{2 - \varepsilon_3}{2 - \varepsilon} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_3} \right)^{-1}.$$

Для примера на рис. 3.10 показана зависимость $\bar{q}_{\text{экр}}$ (в логарифмическом масштабе) от числа экранов n при степени черноты обеих плоских стенок, равной единице, и различных значениях степени черноты экранов ε_3 . Как видно, например, при $\varepsilon_3 = 0,5$ за счет установки трех экранов можно уменьшить интенсивность лучистого теплообмена в 10 раз.

3.3. Особенности излучения газов и пламени

Особенности излучения газов. Излучение (и поглощение) одноатомных и большинства двухатомных газов становится заметным только при очень высоких температурах (свыше 3000...3500 К). Поэтому при более низких температурах одно- и двухатомные газы даже в толстых слоях практически прозрачны.

Трехатомные и многоатомные газы излучают и поглощают электромаг-

нитное излучение уже при сравнительно низких температурах в связи с возбуждением при этом колебательных и вращательных степеней свободы их молекул. Для технических расчетов важно излучение газов, входящих в состав продуктов сгорания углеводородных топлив и прежде всего CO_2 и H_2O . Основные полосы излучения этих газов лежат в диапазоне длин волн от 2,3 мкм до 30 мкм, т. е. находятся в инфракрасной области спектра. И поэтому повышение, например, концентрации CO_2 в атмосфере может привести к "парниковому эффекту" в результате того, что слой CO_2 пропускает основную часть солнечного излучения, но задерживает (поглощает) инфракрасное излучение от земной поверхности.

Газы излучают и поглощают лучистую энергию во всем объеме, а не только в поверхностном слое, как это присуще большинству твердых тел. Поэтому степень черноты газа зависит не только от его природы и температуры, но и от давления и толщины излучающего слоя (длины пути луча). Чем больше толщина излучающего (или поглощающего) слоя и давление газа, тем большее число молекул участвует в лучистом теплообмене и, следовательно, тем больше степень черноты (или коэффициент поглощения) данного слоя газа. Таким образом, степень черноты данного газа зависит от его температуры, давления и длины пути луча l :

$$\varepsilon_r = f(T, p, l),$$

причем аргумент T учитывает здесь влияние температуры не только на генерацию теплового излучения, но также и на концентрацию молекул газа при данном давлении. Если данный газ находится в смеси с другими газами, то суммарная величина ε_r определяется их парциальными давлениями.

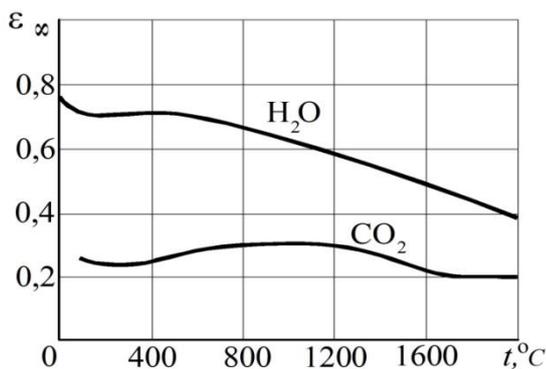


Рис. 3.11

Длина пути луча в общем случае может быть различной в разных направлениях, и тогда под l принято понимать некоторую среднюю (эффективную) величину, равную $l = 3,6 V / F$, где V — объем пространства, заполненного газом, а F — площадь его поверхности.

Однако необходимо учитывать, что при бесконечном увеличении толщины излучающего объема газа (или его давления) плотность потока излучения и, следовательно, степень черноты газа растут лишь до определенного предела. Дело в том, что лучистая энергия, испускаемая в некотором слое газа, частично поглощается соседними слоями. В результате такого ослабления к наружной границе объема газа из внутренних его слоев проникает лишь часть излучения. Поэтому при увеличении p и l степень черноты газа стремится к некоторому предельному значению ε_∞ . Часто оба фактора (p и l) объединяют в один параметр pl , характеризующий совместное влияние давления и толщины слоя (дли-

ны луча).

Значения предельной степени черноты (при $pl \rightarrow \infty$) для CO_2 и H_2O в зависимости от температуры приведены на рис. 3.11. При конечном значении параметра pl степень черноты этих газов может быть определена (приближенно) по следующей эмпирической зависимости:

$$\lg \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_\infty} = a (10 - \lg pl)^m,$$

где pl выражено в Па·м, причем для CO_2 $a = 1,35 \cdot 10^{-3}$ и $m = 3,6$, а для H_2O $a = 2,1 \cdot 10^{-5}$ и $m = 4,5$.

Степень черноты газовой смеси, в которой содержатся и двуокись углерода, и водяной пар, равна:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \varepsilon_{\text{CO}_2} \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}},$$

где последний член учитывает взаимное поглощение излучения молекулами CO_2 и H_2O .

Интегральная плотность потока излучения газа равна: $E_r = \varepsilon_r \sigma_0 T_r^4$.

Если рассматривается теплообмен излучением между газом и стенкой окружающей его оболочки, то при определении плотности теплового потока q необходимо учесть также излучение и поглощение стенки. Расчетную формулу для этого случая можно представить в виде

$$q = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 (T_r^4 - T_{\text{ст}}^4),$$

где $\varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты системы газ – стенка, которую в первом приближении можно принять равной $\varepsilon_{\text{пр}} \approx \varepsilon_r \varepsilon_{\text{ст}}$.

Излучение пламени. Характер излучения пламени зависит от типа сжигаемого топлива. Водород, окись углерода и ряд других газов горят почти несветящимся пламенем. Излучение такого пламени имеет характер чисто газового излучения и может быть рассчитано по методу, изложенному выше.

Большинство углеводородных топлив, в том числе авиационных, создают при горении светящееся пламя с желтой окраской. Это связано, главным образом, с образованием большого количества мельчайших конденсированных частичек тяжелых углеводородов и углерода, которые излучают практически как твердые тела и, следовательно, являются источником сильного излучения. Спектр излучения такого пламени является сплошным, но излучательная способность, а следовательно, и степень черноты его зависят от толщины излучающего слоя и давления так же, как и при чисто газовом излучении.

Размеры и концентрация указанных частиц в пламени зависят от сорта топлива, соотношения количеств горючего и окислителя, организации процесса смесеобразования, конструктивной схемы камеры сгорания, её размеров и ряда других факторов. Кроме того, концентрация этих частиц меняется вдоль камеры сгорания. Непосредственно в зоне горения она максимальна, по мере удаления от этой зоны уменьшается и в конечных продуктах сгорания может даже

стать равной нулю.

Для оценки лучистого теплообмена между пламенем и внутренней поверхностью стенок камеры сгорания можно использовать формулу

$$q = \varepsilon_{\text{ст}} \varepsilon_{\text{пл}} \sigma_0 (T_{\text{пл}}^4 - T_{\text{ст}}^4),$$

где $T_{\text{пл}}$, $\varepsilon_{\text{пл}}$ – температура и степень черноты пламени.

В зоне максимального излучения в зависимости от схемы организации процесса в камере сгорания и режима ее работы степень черноты пламени $\varepsilon_{\text{пл}}$ находится в пределах 0,2...0,8.

При проектировании систем охлаждения камер сгорания используют экспериментальные значения, полученные на камерах сгорания аналогичных схем.

Лекция 4. Передача теплоты через стенки. Методы тепловой защиты

4.1. Передача теплоты через стенки

При создании и эксплуатации авиационной техники необходимо учитывать передачу теплоты через стенки различных элементов их конструкции и ее влияние на работу и основные параметры этой техники.

Теплообмен между двумя теплоносителями, разделёнными стенкой, называется **теплопередачей**. Передача теплоты от теплоносителя к стенке и от стенки к другому теплоносителю происходит в основном путём конвективного теплообмена. В самой стенке перенос теплоты осуществляется теплопроводностью. Во многих случаях в теплообмене между теплоносителями и стенкой участвует и излучение, однако, для простоты его влияние в данной главе не будем учитывать. Процесс теплопередачи будем считать стационарным.

4.1.1. Передача теплоты через плоскую стенку

На рис. 4.1 представлена плоская стенка толщиной δ из материала с коэффициентом теплопроводности λ , с одной стороны которой находится горячий теплоноситель, а с другой – холодный. Известны температуры теплоносителей – горячего T_{T1} и холодного T_{T2} , а также соответствующие условиям конвективного теплообмена коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 . Теплота передаётся по направлению, нормальному к поверхности стенки, от горячего теплоносителя к холодному.

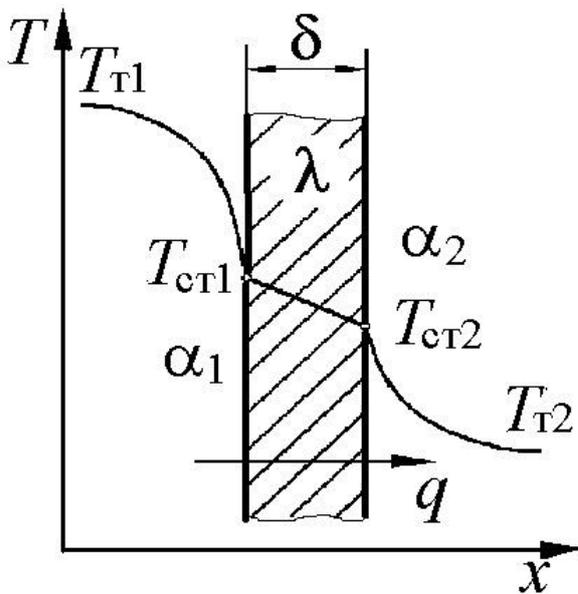


Рис. 4.1. Передача теплоты через плоскую стенку

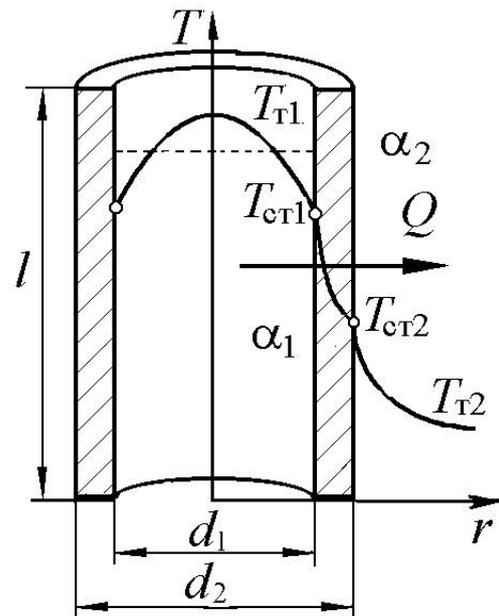


Рис. 4.2. Передача теплоты через цилиндрическую стенку

Характер изменения температуры теплоносителей и стенки по этому направлению показан на рис. 4.1, где $T_{ст1}$ и $T_{ст2}$ – температуры поверхностей стенки соответственно со стороны горячего и холодного теплоносителей, а x – направление нормали.

Плотности тепловых потоков от горячего теплоносителя к стенке (q_1), через стенку ($q_{ст}$) и от стенки к холодному теплоносителю (q_2) определяются по формулам Ньютона и закона Фурье и равны:

$$q_1 = \alpha_1(T_{т1} - T_{ст1}); \quad q_{ст} = \frac{\lambda}{\delta}(T_{ст1} - T_{ст2}); \quad q_2 = \alpha_2(T_{ст2} - T_{т2}).$$

На стационарном режиме $q_1 = q_{ст} = q_2 = q$.

Решим приведенные уравнения относительно температурных разностей:

$$T_{т1} - T_{ст1} = \frac{q}{\alpha_1}; \quad T_{ст1} - T_{ст2} = q \frac{\delta}{\lambda}; \quad T_{ст2} - T_{т2} = \frac{q}{\alpha_2}.$$

Просуммировав эти равенства, получим $T_{т1} - T_{т2} = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)$.

Отсюда
$$q = \frac{T_{т1} - T_{т2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Обозначим $k = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1}$, $R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$.

Коэффициент k называется **коэффициентом теплопередачи**, а R – **общим (суммарным) тепловым сопротивлением**, которое складывается из внешних тепловых сопротивлений $1/\alpha_1$ и $1/\alpha_2$ теплоносителей и теплового сопротивления стенки δ/λ . С учетом принятых обозначений получим

$$q = k(T_{т1} - T_{т2}) = \Delta T / R,$$

где $\Delta T = T_{т1} - T_{т2}$ – температурный напор.

Итак, *плотность теплового потока при передаче теплоты через плоскую стенку прямо пропорциональна температурному напору и обратно пропорциональна общему (суммарному) тепловому сопротивлению стенки и теплоносителей.*

При известной величине q можно определить значения температуры на поверхностях стенки:

$$T_{ст1} = T_{т1} - \frac{q}{\alpha_1}; \quad T_{ст2} = T_{т2} + \frac{q}{\alpha_2}.$$

Если теплопередача происходит через многослойную (состоящую из n слоев) плоскую стенку и между слоями i и j имеется контактное тепловое сопротивление $R_{кij}$ (здесь $j=i+1$), то для определения плотности теплового потока следует просуммировать тепловые сопротивления всех слоёв стенки и все контактные тепловые сопротивления. В таком случае

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \sum_{i=1}^{n-1} R_{kij} + \frac{1}{\alpha_2}.$$

4.1.2. Передача теплоты через цилиндрическую стенку

На рис. 4.2 представлена цилиндрическая стенка (труба) длиной l с коэффициентом теплопроводности λ . Известны её внутренний d_1 и наружный d_2 диаметры. Заданы значения средней температуры текущего внутри трубы горячего теплоносителя $T_{\tau 1}$ (штриховая линия на рис. 4.2) и температуры холодного теплоносителя $T_{\tau 2}$, а также коэффициентов теплоотдачи от горячего теплоносителя в стенку α_1 и от стенки – в холодный теплоноситель α_2 .

Будем считать, что распространение теплоты происходит только в радиальном направлении, т.е. распространением теплоты вдоль оси трубы будем пренебрегать. Характер изменения температуры теплоносителей и стенки по направлению её радиуса показан для этого случая на рис. 4.2, где $T_{\text{ст}1}$ и $T_{\text{ст}2}$ — температуры стенки соответственно на внутренней и наружной её поверхностях.

На стационарном режиме тепловой поток Q_1 от горячего теплоносителя в стенку равен тепловым потокам в стенке $Q_{\text{ст}}$ и от стенки в холодный теплоноситель Q_2 . Следует отметить, что соответствующие плотности тепловых потоков (q_1 , $q_{\text{ст}}$ и q_2) в данном случае не равны между собой, так как площадь поверхности, через которую проходит один и тот же тепловой поток Q , с увеличением радиуса возрастает.

Для участка трубы длиной l имеем:

$$Q_1 = \alpha_1 \pi d_1 l (T_{\tau 1} - T_{\text{ст}1});$$

$$Q_{\text{ст}} = \frac{2\pi\lambda l}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (T_{\text{ст}1} - T_{\text{ст}2});$$

$$Q_2 = \alpha_2 \pi d_2 l (T_{\text{ст}2} - T_{\tau 2}).$$

Отсюда при $Q_1 = Q_{\text{ст}} = Q_2 = Q$ получим

$$T_{\tau 1} - T_{\text{ст}1} = \frac{1}{\pi l} \frac{Q}{\alpha_1 d_1};$$

$$T_{\text{ст}1} - T_{\text{ст}2} = \frac{1}{\pi l} \frac{Q \ln \frac{d_2}{d_1}}{2\lambda};$$

$$T_{\text{ст}2} - T_{\tau 2} = \frac{1}{\pi l} \frac{Q}{\alpha_2 d_2}.$$

Просуммировав эти соотношения, получим

$$T_{\tau 1} - T_{\tau 2} = \frac{Q}{\pi l} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right),$$

Откуда
$$Q = l k_l (T_{\tau 1} - T_{\tau 2}) = l \frac{\Delta T}{R_l},$$

где: $k_l = \pi \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right)^{-1}$ – **линейный коэффициент теплопередачи;**

$R_l = 1/k_l = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \pi d_2}$ – **общее линейное тепловое сопротивление.**

В расчётах используется также **линейная плотность теплового потока**

$$q_l = \frac{Q}{l} = k_l (T_{\tau 1} - T_{\tau 2}) = \frac{\Delta T}{R_l}.$$

Определив значение q_l , можно так же, как для плоской стенки, найти значения температур на поверхностях цилиндрической стенки

$$T_{\text{ст}1} = T_{\tau 1} - \frac{q_l}{\pi d_1 \alpha_1}, \quad T_{\text{ст}2} = T_{\tau 2} + \frac{q_l}{\pi d_2 \alpha_2}.$$

Для многослойной цилиндрической стенки, состоящей из n слоёв, значения Q и q_l определяются также, но общее линейное тепловое сопротивление в этом случае определяется с учётом тепловых сопротивлений всех слоёв и контактных тепловых сопротивлений между ними

$$R_l = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{R_{kij}}{\pi d_{i+1}} + \frac{1}{\alpha_2 \pi d_{n+1}}.$$

Здесь R_{kij}/d_{i+1} — линейное контактное тепловое сопротивление между слоями i и $j = i+1$ многослойной цилиндрической стенки.

4.1.3. Тепловая изоляция

При создании и эксплуатации летательных аппаратов возникает необходимость уменьшить тепловые потоки от некоторых их элементов во внешнюю среду или, наоборот, из внешней среды к ним. Для этого на стенки, окружающие эти элементы конструкции, наносится снаружи (иногда изнутри) слой материала с низким коэффициентом теплопроводности (**теплоизолятор**).

Для теплоизоляции ёмкостей, предназначенных для хранения жидкого водорода, кислорода и других криогенных веществ, применяются вакуумно-порошковые прослойки, у которых коэффициент теплопроводности достигает значений $0,001 \dots 0,0003$ Вт/(м·К).

Определим толщину теплоизоляционного покрытия, необходимого для уменьшения тепловых потерь $q_{\text{пот}}$ до заданного (допустимого) значения.

Рассмотрим **плоскую стенку** толщиной δ , покрытую тепловой изоляцией (рис. 4.3а). Температуры изолируемой и внешней среды соответственно равны $T_{\tau 1}$ и $T_{\tau 2}$, а коэффициенты теплоотдачи — α_1 и α_2 . Известны коэффициенты теплопроводности стенки λ и изоляции $\lambda_{\text{из}}$. Тепловое сопротивление контакта будем считать отсутствующим ($R_k = 0$).

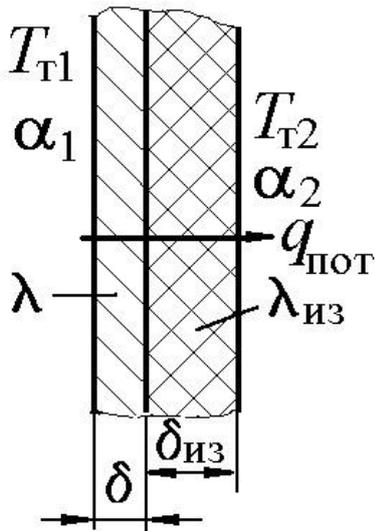


Рис. 4.3. Тепловая изоляция плоской стенки

По заданному значению $q_{\text{пот}}$ может быть определено требуемое (допустимое) значение коэффициента теплопередачи для стенки с тепловой изоляцией

$$k_{\text{из}} = \frac{q_{\text{пот}}}{T_{T1} - T_{T2}}.$$

Так как рассматривается двухслойная стенка, то

$$k_{\text{из}} = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{\delta_{\text{из}}}{\lambda_{\text{из}}} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1}.$$

Отсюда находится необходимая толщина теплоизоляционного покрытия для плоской стенки

$$k_{\text{из}} = \lambda_{\text{из}} \left(\frac{1}{k_{\text{из}}} - \frac{1}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_2} - \frac{\delta}{\lambda} \right).$$

Видно, что для плоской стенки, чем толще слой изоляции и чем меньше коэффициент теплопроводности изолирующего материала, тем

меньше коэффициент теплопередачи через стенку.

4.1.4. Передача теплоты через ребро и оребренную стенку

Как видно из формулы $k = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1}$, увеличение коэффициента теплопередачи и соответственно интенсивности передачи теплоты через стенку может быть достигнуто путем увеличения коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 .

Если возможности такого увеличения отсутствуют, то часто для интенсификации теплопередачи стенку снабжают ребрами. Рост теплового потока в этом случае происходит вследствие увеличения общей поверхности теплообмена. Такие стенки принято называть **оребрёнными**.

Оребрение может быть выполнено с одной или с двух сторон стенки и широко применяется в авиационных и космических теплообменниках, на цилиндрах поршневых двигателей воздушного охлаждения, в калориферах и в других теплообменных устройствах. Обычно используются прямые или круглые рёбра прямоугольного, треугольного или трапециевидного сечения. Толщина ребра должна быть по возможности минимальной. Расстояние между двумя соседними ребрами (**шаг ребра**) выбирается из условия размещения максимального числа рёбер. Однако с уменьшением шага усиливается воздействие пограничного слоя, образующегося на поверхности ребра, на течение теплоносителя в межреберных каналах. В результате этого возрастают гидравлические потери при обтекании рёбер и может уменьшиться скорость течения теплоносителя между ними, что приведет к уменьшению коэффициента теплоотдачи и снизит эффективность применения оребрения.

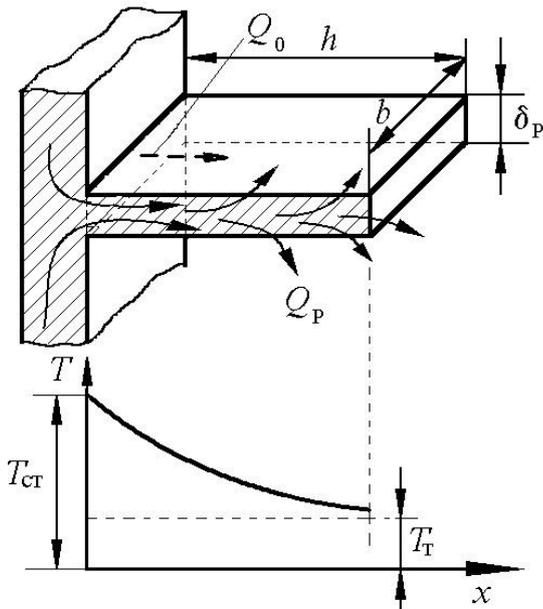


Рис. 4.5

Рассмотрим передачу теплоты через **тонкое прямое одиночное ребро** постоянной толщины (рис. 4.5), температура которого у его основания равна температуре стенки $T_{ст}$. Ребро омывается теплоносителем с температурой $T_T < T_{ст}$. Теплота от стенки теплопроводностью отводится в ребро через его основание и далее с поверхности ребра (путём конвективного теплообмена) – в теплоноситель. Так как в ребре имеется поток теплоты от основания к его внешнему торцу, то температура ребра по мере удаления от его основания снижается (рис. 4.5). Следовательно, согласно формуле Ньютона $q = \alpha(T_T - T_{ст})$, уменьшается и плотность теплового потока из ребра в теплоноситель.

Рассмотрим этот стационарный процесс при следующих упрощающих задачу предположениях:

- 1) коэффициент теплоотдачи α имеет одинаковое значение во всех точках верхней и нижней (рис. 4.5) поверхностей ребра;
- 2) температура ребра изменяется только по его высоте (вдоль координаты x), а во всех точках каждого его поперечного сечения одинакова;
- 3) теплоотдача с боковых и торцевой поверхностей ребра вследствие его малой толщины пренебрежимо мала.

Введём обозначения: h , b , δ_p – высота ребра (расстояние от стенки до торца ребра), его ширина и толщина; $F_0 = b\delta_p$ – площадь поперечного сечения ребра; $F_p = 2hb$ – площадь поверхности ребра; Q_p – тепловой поток через поверхность ребра; $Q_0 = \alpha F_0(T_{ст} - T_T)$ – тепловой поток через поверхность основания ребра, который был бы при его отсутствии.

Эффективность ребра можно характеризовать коэффициентом $\varphi_p = \frac{Q_p}{Q_0}$,

который показывает, во сколько раз увеличивается тепловой поток от участка стенки с площадью F_0 , если на нём установлено ребро. Чем в меньшей мере уменьшается температура ребра по его высоте, тем более высокое значение имеет коэффициент φ_p . Максимального (предельного) значения он достигает в идеальном случае, когда температура всего ребра равна температуре его основания. В этом предельном случае

$$Q_{p.пред} = \alpha F_p (T_{ст} - T_T) \quad \text{и} \quad \varphi_{p.пред} = \frac{Q_{p.пред}}{Q_0} = \frac{F_p}{F_0},$$

т.е. максимально мыслимое повышение интенсивности теплообмена при установке такого ребра определяется степенью увеличения площади поверхности теплообмена. В реальных условиях температура вдоль ребра всегда понижается и поэтому всегда $\varphi_p < \varphi_{p.пред}$.

Детальный анализ показывает, что коэффициент φ_p зависит от относительной высоты ребра $\bar{h} = h/\delta_p$ и **критерия Био (Bi)**, который представляет собой отношение внутреннего теплового сопротивления ребра δ_p/λ к внешнему тепловому сопротивлению $1/\alpha$, т.е. $Bi = \frac{\alpha\delta_p}{\lambda}$.

Таким образом,
$$\varphi_p = f(\bar{h}, Bi).$$

Решение этого критериального уравнения для плоского ребра приведено в графической форме на рис. 4.6, из которого видно, что значение коэффициента φ_p возрастает при увеличении \bar{h} и уменьшении Bi.

Если допустить, что ребро обладает бесконечной теплопроводностью (что равносильно условию $Bi = 0$), то температура по высоте ребра будет неизменной и $\varphi_p = \varphi_{p.пред}$. Расчёты показывают, что с достаточной точностью условие $\varphi_p \approx \varphi_{p.пред}$ выдерживается при $Bi\bar{h}^2 < 0,125$, что соответствует данным, приведённым на рис. 4.6.

Из рис. 4.6 видно также, что каждому значению Bi соответствует некоторое значение относительной высоты ребра, превышение которого практически не улучшает теплоотдачу (коэффициент φ_p не увеличивается). Чем меньше Bi, тем больше значение этой относительной высоты.

Рассмотрим далее теплопередачу через **оробрённую плоскую стенку** (рис. 4.7) от горячего теплоносителя с температурой T_{T1} к холодному с температурой T_{T2} . Пусть коэффициенты теплоотдачи соответственно равны α_1 и α_2 . Упрощающие допущения, принятые выше для одиночного ребра, распространяем и на оробрённую стенку.

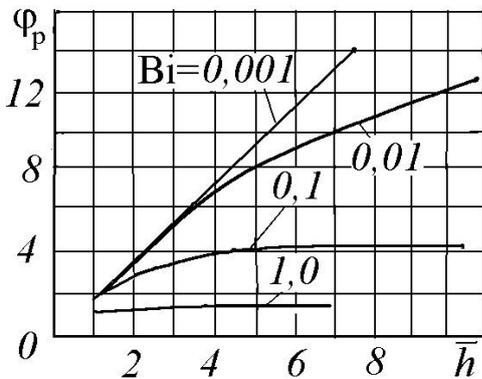


Рис. 4.6

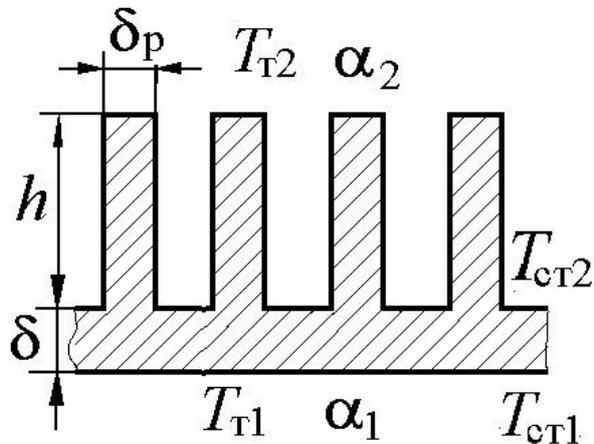


Рис. 4.7

Площадь поверхности стенки со стороны горячего теплоносителя равна F , а её температура равна $T_{ст1}$. Со стороны холодного теплоносителя часть стенки площадью F' покрыта рёбрами, а площадь $F'' = F - F'$ свободна от них. Температура стенки со стороны холодного теплоносителя и у основания ребер равна $T_{ст2}$.

При этих условиях тепловые потоки от горячего теплоносителя к стенке Q_1 и через стенку $Q_{ст}$ равны:

$$Q_1 = \alpha_1 F (T_{т1} - T_{ст1}),$$

$$Q_{ст} = \frac{\lambda}{\delta} F (T_{ст1} - T_{ст2}).$$

Тепловой поток от стенки в холодный теплоноситель складывается из двух составляющих:

$$Q_2 = Q'_2 + Q''_2.$$

Здесь:

$Q'_2 = \alpha_2 \varphi_p F' (T_{ст2} - T_{т2})$ – тепловой поток через площадь F' поверхности стенки, покрытую рёбрами;

$Q''_2 = \alpha_2 F'' (T_{ст2} - T_{т2})$ – тепловой поток через площадь F'' поверхности стенки, не занятую рёбрами.

Обозначим $\bar{F}' = F'/F$ и $\bar{F}'' = F''/F$. С учетом этих обозначений получим

$$Q_2 = \alpha_2 F (\varphi_p \bar{F}' + \bar{F}'') (T_{ст2} - T_{т2}).$$

Запишем это выражение в следующем виде:

$$Q_2 = \alpha_2 \eta_p F (T_{ст2} - T_{т2}),$$

где $\eta_p = \varphi_p \bar{F}' + \bar{F}''$ – коэффициент эффективности оребренной поверхности.

Отметим, что, так как $\varphi_p > 1$, то и $\eta_p > 1$.

На установившемся режиме $Q_1 = Q_{ст} = Q_2 = Q$. Тогда, решая предыдущие уравнения совместно, как и в аналогичных случаях, получим

$$Q = k_p F (T_{т1} - T_{т2}),$$

где k_p — коэффициент теплопередачи через оребренную стенку, равный

$$k_p = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \eta_p} \right)^{-1}.$$

Аналогично, если рёбра имеются на обеих сторонах стенки, то

$$k_p = \left(\frac{1}{\alpha_1 \eta_{p1}} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \eta_{p2}} \right)^{-1}.$$

Таким образом, как видно из этих формул, применение оребрения во всех случаях увеличивает коэффициент теплопередачи и тепловой поток через стенку при заданных значениях температур теплоносителей и коэффициентов теплоотдачи. При одностороннем оребрении наибольший эффект будет полу-

чен тогда, когда оно выполняется на той стороне стенки, где значение коэффициента теплоотдачи меньше.

4.2. Методы тепловой защиты

Многие элементы конструкций авиационной техники в процессе работы испытывают воздействие высоких температур, значения которых могут превосходить допустимые по условиям их прочности и работоспособности величины. В таких случаях необходимо применять специальную тепловую защиту, при которой температура этих элементов не превышала бы допустимого значения.

Наиболее распространённой тепловой защитой является **конвективное охлаждение** элементов конструкции, при котором горячий теплоноситель находится с одной стороны охлаждаемой поверхности, а охлаждающая жидкость (или газ) – с другой стороны.

Часто используется также **заградительное охлаждение**, когда у защищаемой стенки через щель или ряд отверстий по направлению движения горячего теплоносителя подаётся струя холодного газа, которая оттесняет горячий поток от стенки и тем самым защищает её от теплового воздействия.

Разновидностью заградительного охлаждения является **плёночное охлаждение**, которое отличается от предыдущего тем, что через отверстия или специальные щели подаётся не газ, а охлаждающая жидкость, которая образует на поверхности защитную пленку. На испарение этой плёнки затрачивается теплота, что повышает эффект тепловой защиты. Во многих реальных конструкциях конвективное и заградительное охлаждение применяются совместно. Такое охлаждение называют **комбинированным**.

При **проникающем (пористом)** охлаждении защищаемая стенка выполняется пористой (пористой, перфорированной и т.д.) и через неё в пограничный слой горячего газа подаётся охлаждающий газ (или жидкость). Тепловая защита в этом случае, помимо заградительного эффекта, дополняется тем, что при движении холодного газа (или жидкости) сквозь стенку происходит ее дополнительное охлаждение.

Для уменьшения температуры стенки могут быть использованы и **теплозащитные покрытия** из тугоплавких материалов с присущими им малыми значениями коэффициента теплопроводности λ (керамика, жаростойкие эмали и т.д.), которые наносятся на защищаемую стенку со стороны, омываемой горячим газом, и не разрушаются в процессе работы.

Применяются также **уносимые покрытия**, которые, в отличие от тугоплавких, в процессе работы разрушаются вследствие фазовых (сублимация, плавление, испарение) или химических превращений, протекающих с поглощением теплоты. Такие покрытия в принципе предназначены для одноразового применения.

4.2.1. Конвективное охлаждение

На рис. 4.8 приведена принципиальная схема организации конвективного охлаждения. Охлаждаемая стенка с коэффициентом теплопроводности λ с одной стороны соприкасается с горячим газом, имеющим температуру T_{Γ} и коэффициент теплоотдачи α_{Γ} , а с другой стороны омывается охладителем (жидким или газообразным) с температурой T_{χ} , который течет в специально спрофили-

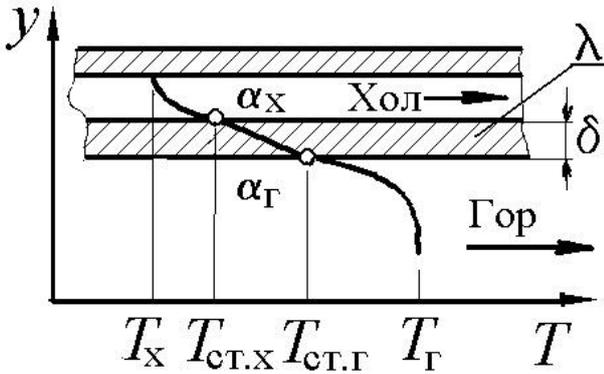


Рис. 4.8

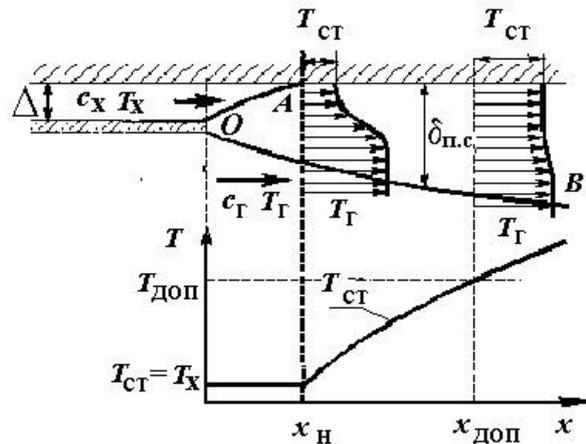


Рис. 4.9

рованном канале при коэффициенте теплоотдачи α_{χ} . Параметры системы охлаждения должны обеспечивать тепловую защиту стенки в такой мере, чтобы её температура со стороны горячего газа $T_{\text{ст.Г}}$ не превышала бы допустимого значения.

Считая стенку плоской, можно записать

$$q = (T_{\Gamma} - T_{\chi}) \left(\frac{1}{\alpha_{\Gamma}} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{\chi}} \right)^{-1}.$$

Тогда из формулы Ньютона получим

$$T_{\text{ст.Г}} = T_{\Gamma} - \frac{q}{\alpha_{\Gamma}} = T_{\Gamma} - \frac{T_{\Gamma} - T_{\chi}}{1 + \alpha_{\Gamma} \left(\frac{1}{\alpha_{\chi}} + \frac{\delta}{\lambda} \right)}.$$

Для оценки эффективности охлаждения используется параметр Θ , называемый **относительной глубиной охлаждения**:

$$\Theta = \frac{T_{\Gamma} - T_{\text{ст.Г}}}{T_{\Gamma} - T_{\chi}}.$$

Значение Θ показывает, в какой мере располагаемый температурный напор $(T_{\Gamma} - T_{\chi})$ использован для уменьшения температуры охлаждаемой стенки $T_{\text{ст.Г}}$ по сравнению с T_{Γ} . Очевидно, что при $\Theta = 0$ охлаждения нет ($T_{\text{ст.Г}} = T_{\Gamma}$), а при $\Theta = 1$ достигается предельная глубина охлаждения ($T_{\text{ст.Г}} = T_{\chi}$). Подставив

значение $T_{\text{ст.Г}}$ в формулу для Θ , получим

$$\Theta = \left[1 + \alpha_{\Gamma} \left(\frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{\chi}} \right) \right]^{-1}.$$

Из полученной формулы видно, что уменьшение температуры охлаждаемой стенки и рост относительной глубины охлаждения достигаются при понижении тепловых сопротивлений δ/λ и $1/\alpha_x$. Поэтому для улучшения теплового состояния стенки целесообразно уменьшать её толщину и применять материалы с высокой теплопроводностью при условии обеспечения их необходимой прочности и жаростойкости. К снижению температуры стенки приводит также увеличение коэффициента теплоотдачи α_x . При вынужденном течении в каналах коэффициент теплоотдачи зависит от природы теплоносителя, плотности тока и значения эквивалентного диаметра канала. С помощью этих факторов можно воздействовать на коэффициент теплоотдачи α_x .

Для повышения эффективности охлаждения на стенке со стороны охладителя могут располагаться ребра, штырьки или какие-то другие неровности. Для учёта этих особенностей в расчетные формулы вводится коэффициент k_ϕ , называемый **коэффициентом формы**. Тогда эти формулы приобретают вид:

$$T_{ст.г} = T_\Gamma - \frac{T_\Gamma - T_x}{1 + \alpha_\Gamma \left(\frac{1}{k_\phi \alpha_x} + \frac{\delta}{\lambda} \right)}, \quad \Theta = \left[1 + \alpha_\Gamma \left(\frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{k_\phi \alpha_x} \right) \right]^{-1}.$$

Значение коэффициента k_ϕ определяется по геометрическим характеристикам стенки (для плоской ребристой стенки, например, $k_\phi = \eta_p$). В более сложных случаях используются результаты экспериментальных исследований.

Конвективное охлаждение используют для охлаждения:

- камер сгорания;
- дисков турбин;
- лопаток турбин;
- выходных устройств;
- блоков электро- и радиоаппаратуры;
- элементов л.а. и т.д.

4.2.2. Заградительное охлаждение

Сущность такого охлаждения заключается в том, что на некотором участке охлаждаемой стенки организуется течение заградительного защитного слоя охладителя (холодного газа) между горячим газом и стенкой. Этот защитный слой называют **завесой** (рис. 4.9).

В щель размером Δ поступает холодный газ, который, перемешиваясь с горячим газом, образует зону смешения *АОВ* (пристеночный слой смешения), толщина которого $\delta_{см}$ увеличивается вдоль стенки. На рис. 4.9 показано распределение температуры (температурное поле) в двух поперечных сечениях пристеночного слоя. Как видно, по ходу движения газа происходит постепенная трансформация его температурного поля. Можно выделить два характерных

участка: начальный x_H (до точки A) и основной (за точкой A). На начальном участке стенка практически омывается только охладителем, поэтому её температура постоянна и равна температуре охладителя T_x в выходном сечении щели. На основном участке температура пристеночного слоя всё больше увеличивается, стремясь к значению температуры горячего газа. Вследствие этого увеличивается и температура стенки. Из рис. 4.9. видно, что при таких условиях поддерживать температуру стенки ниже допустимого значения ($T_{ст} \leq T_{доп}$) возможно лишь на определённом участке охлаждаемой стенки – от выходного сечения щели до $x_{доп}$. Если длина стенки больше этого участка ($l > x_{доп}$), то необходимо организовать повторный подвод охладителя в области $x \leq x_{доп}$.

Эффективность заградительного охлаждения, как и конвективного, характеризуется относительной глубиной охлаждения

$$\Theta = \frac{T_r - T_{ст.г}}{T_r - T_{охл}}$$

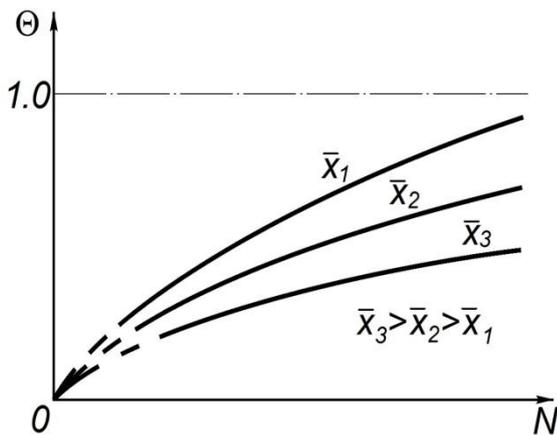


Рис. 4.10

Значение Θ при заградительном охлаждении зависит, главным образом, от двух факторов: относительного расстояния от места ввода охладителя

$\bar{x} = x/\Delta$ и так называемого **параметра вдува**, равного отношению плотностей тока охладителя и горячего газа перед зоной смешения

$$\text{(около точки } O) \quad N = \frac{c_{охл} \rho_{охл}}{c_r \rho_r}$$

Качественное протекание этой зависимости показано на рис. 4.10, из которого видно, что с возрастанием параметра вдува значение Θ растёт

и, следовательно, температура стенки уменьшается. При данном значении N уменьшение Θ , т.е. повышение температуры стенки, происходит с ростом \bar{x} .

Если для создания заградительной завесы используется жидкость, то этот способ охлаждения называется **плёночным**. Схематично плёночное охлаждение стенки показано на рис. 4.11. Растекающаяся по стенке плёнка охлаждающей жидкости под воздействием горячего газа испаряется, в результате чего её толщина уменьшается. Отделяющийся от плёнки пар образует около поверхности стенки завесу, защитное действие которой в принципе аналогично действию рассмотренного выше заградительного защитного слоя холодного газа.

Температура стенки может быть уменьшена и соответственно длина $x_{доп}$ увеличена, если заградительное охлаждение применять совместно с конвективным (рис. 4.12). Такое комбинированное охлаждение часто называют

конвективно-заградительным или **конвективно-плёночным**. Оно широко используется для тепловой защиты различных элементов авиационных и ракетных двигателей и других технических устройств.

4.2.3. Проникающее (пористое) охлаждение

При проникающем охлаждении стенка изготавливается из пористого ма-

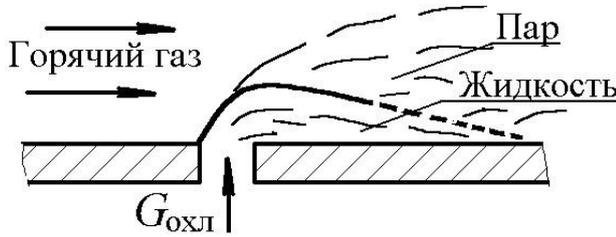


Рис. 4.11



Рис. 4.12

териала или имеет большое число мелких отверстий, равномерно расположенных на её поверхности. Эти отверстия создаются либо путём перфорации стенки, либо за счёт её изготовления из пористого материала.

Через отверстия охладитель подаётся в пограничный слой горячего газа (рис. 4.13). Поток охладителя через проницаемую стенку характеризуется **расходонапряженностью**, т.е. расходом, приходящимся на единицу площади охлаждаемой поверхности,

$$g_{\text{охл}} = \frac{G_{\text{охл}}}{F}.$$

Вытекающий из отверстий охладитель уменьшает скорость и температуру горячего газового потока вблизи стенки и увеличивает толщину пограничного слоя. Это уменьшает коэффициент теплоотдачи от горячего газа в стенку. На рис. 4.13 схематично показаны границы пограничного слоя, профили скорости и температуры в нём при подаче охладителя через стенку ($g_{\text{охл}} > 0$) и без неё ($g_{\text{охл}} = 0$).

Характер влияния расходонапряженности охладителя $g_{\text{охл}}$ на интенсивность теплоотдачи показан на рис. 4.14. Здесь $\bar{\alpha}$ – относительный коэффициент теплоотдачи, определяемый как отношение коэффициентов теплоотдачи от горячего газа к стенке для проницаемой ($\alpha_{\text{Г}}$) и для сплошной ($\alpha_{\text{Г}0}$) стенок

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{\text{Г}}}{\alpha_{\text{Г}0}}.$$

При неизменных параметрах горячего газа и охладителя увеличение $g_{\text{охл}}$ уменьшает интенсивность теплообмена и соответственно уменьшает $\bar{\alpha}$. Следует отметить, что, чем меньше молярная масса охладителя μ , тем больше уменьшает интенсивность теплоотдачи его применение. Это объясняется тем, что газы с меньшей молярной массой имеют более высокие значения теплоёмкости и удельного объёма.

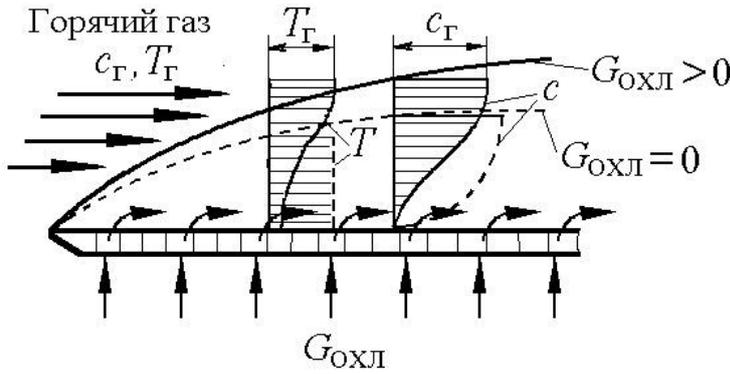


Рис. 4.13

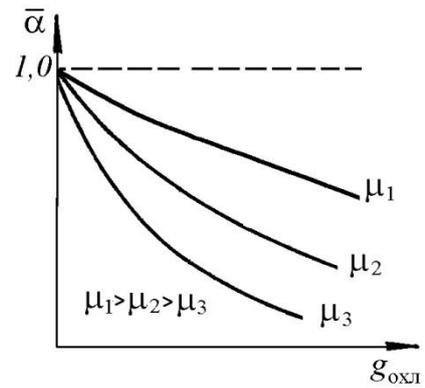


Рис. 4.14

Проникающее охлаждение по существу является комбинированным, так как в нём присутствуют элементы конвективного и заградительного охлаждения. Кроме того, при движении через стенку по малоразмерным каналам (порам или специально созданным отверстиям) охладитель (газ или жидкость) воспринимает теплоту от стенки и тем самым значительно уменьшает её температуру.

Определим температуру поверхности стенки со стороны горячего газа $T_{ст.г}$. Если количество отверстий в стенке велико, то охладитель, проходя через эти отверстия, принимает температуру, равную температуре стенки $T_{ст.г}$. Следовательно, охладитель воспринимает следующее количество теплоты

$$q_{охл} = g_{охл} c_{р охл} (T_{ст.г} - T_{охл}),$$

где $c_{р охл}$ - теплоемкость охладителя, а $T_{охл}$ - температура охладителя на входе в систему охлаждения.

Составим тепловой баланс. Плотность теплового потока от горячего газа к стенке определяется формулой Ньютона

$$q = \alpha_g (T_g - T_{ст.г}).$$

А стационарном режиме $q = q_{охл}$, поэтому

$$g_{охл} c_{р охл} (T_{ст.г} - T_{охл}) = \alpha_g (T_g - T_{ст.г}),$$

откуда
$$T_{ст.г} = \frac{T_g + m T_{охл}}{1 + m}, \quad \text{где} \quad m = \frac{g_{охл} c_{р охл}}{\alpha_g}.$$

Расчеты по этой формуле показывают, что при увеличении расхода напорности охладителя $g_{охл} = \frac{G_{охл}}{F}$ температура стенки со стороны газа $T_{ст.г}$ уменьшается.

По сравнению с рассмотренными выше способами охлаждения (конвективным и заградительным) проникающее охлаждение позволяет получать более высокие значения относительной глубины охлаждения стенки и даёт выигрыш в расходе охладителя. Поэтому оно является перспективным для использования в системах тепловой защиты элементов силовых установок и других технических объектов, подверженных высокотемпературному воздействию (2000 К и более). Однако его применение связано с рядом трудностей. Проницаемые ма-

териалы обладают меньшей прочностью по сравнению со сплошными. Для подачи охладителя через стенку необходимо затрачивать некоторый перепад давления. И, наконец, из-за засорения проточных каналов стенки (пылью, окалинной и т.д.) она имеет пониженные сроки сохранения работоспособности.

4.2.4. Теплозащитные покрытия

Тугоплавкие теплозащитные покрытия. К тугоплавким относятся покрытия с малыми значениями коэффициента теплопроводности, которые не разрушаются высокотемпературным газовым потоком. Поэтому их размер (толщина) не изменяется в процессе работы. Покрытие, наносимое на поверхность защищаемой стенки со стороны горячего теплоносителя, представляет собой дополнительное тепловое сопротивление между стенкой и теплоносителем.

На стационарном режиме теплозащитное покрытие позволяет уменьшить температуру защищаемой стенки лишь при наличии теплового потока через стенку, т.е. при наличии отвода теплоты от неё, например, за счёт конвективного охлаждения.

Принципиальная схема организации такой тепловой защиты показана на рис. 4.15. Здесь же даны обозначения характерных температур и других параметров, относящихся к процессу теплопередачи.

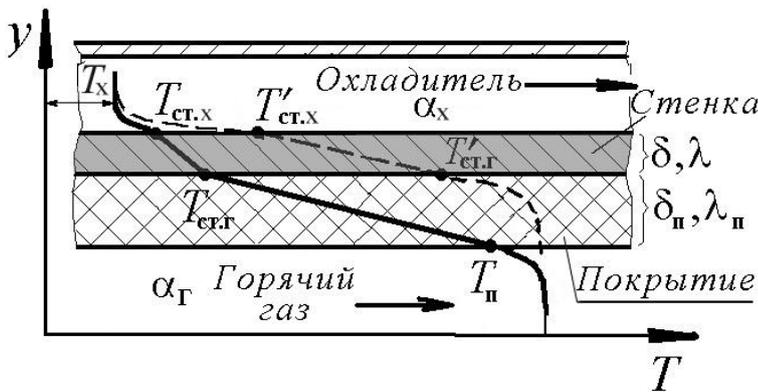


Рис. 4.15

Рассмотрим влияние теплозащитного покрытия на значение температуры стенки $T_{ст.г}$ на стороне горячего газа. Будем считать для простоты, что применение покрытия не влияет на температуры охладителя T_x и горячего газа T_Γ , а также на значения коэффициентов теплоотдачи α_x и α_Γ .

Слой теплозащитного покрытия увеличивает общее тепловое сопротивление стенки и, как видно из формулы $q = \Delta T/R$, снижает плотность теплового потока.

Из уравнения Ньютона определим температуру защищаемой стенки на стороне охладителя:

$$T_{ст.х} = T_x + \frac{q}{\alpha_x}.$$

В то же время, согласно закону Фурье, эта температура равна

$$T_{ст.х} = T_{ст.г} - q \frac{\delta}{\lambda}.$$

Тогда, приравнивая правые части этих уравнений, получим формулу для определения температуры стенки на её поверхности, омываемой горячим газом

$$T_{ст.г} = T_x + q \left(\frac{1}{\alpha_x} + \frac{\delta}{\lambda} \right).$$

Нанесение слоя теплозащитного покрытия толщиной δ с низким значением коэффициента теплопроводности λ приводит к заметному снижению плотности теплового потока q через стенку, что в свою очередь ведет к уменьшению температуры стенки как на стороне горячего газа $T_{ст.г}$, так и на стороне охладителя $T_{ст.х}$. При этом снижение температур оказывается тем значительнее, чем больше тепловое сопротивление покрытия.

Вместе с тем температура поверхности самого покрытия со стороны горячего газа $T_{п}$ будет больше температуры стенки $T'_{ст.г}$, которую она имела бы без покрытия. Это объясняется тем, что, при уменьшении плотности теплового потока через стенку и постоянном значении α_g , температура поверхности покрытия приближается к температуре горячего газа. На рис. 4.15 показан характер изменения температуры по толщине стенки (координате y) при наличии покрытия (сплошная линия) и без него (штриховая линия).

Уносимые теплозащитные покрытия. В отличие от тугоплавких, эти покрытия в процессе работы разрушаются. В уносимых покрытиях при их нагреве до определённого значения температуры происходят фазовые превращения (сублимация, плавление, испарение) или химические превращения с последующим уносом продуктов этих превращений газовым потоком. Теплота, подводимая от газа к поверхности покрытия, в основном расходуется на эти эндотермические превращения, и поэтому тепловой поток, идущий в глубь материала покрытия и далее в защищаемую стенку, практически отсутствует. Кроме того, продукты разрушения покрытия (жидкие и газообразные) создают у его поверхности пограничный слой, который уменьшает теплоотдачу от горячего газа в покрытие подобно тому, как это происходит при заградительном охлаждении.

Совокупность процессов, протекающих на поверхности уносимого покрытия, называется **абляцией**. Важной характеристикой уносимого покрытия является **теплота абляции** $r_{абл.}$. Это количество теплоты, которое расходуется на разрушение единицы массы материала покрытия. Оно складывается из теплоты, расходуемой на нагрев материала покрытия, и теплоты, затрачиваемой на осуществление фазовых переходов или химических реакций. Чем больше значение $r_{абл.}$, тем (при прочих равных условиях) медленнее разрушается покрытие и, следовательно, будет меньше его потребная толщина или больше время работы.

Теплота плавления, в общем случае, значительно меньше теплоты сублимации. Поэтому теплота абляции оплавляющихся покрытий имеет сравнительно небольшое значение. Их эффективность значительно возрастает, если взаи-

модействие образовавшейся при плавлении жидкой плёнки с горячим газом приводит к её испарению.

В качестве уносимых теплозащитных покрытий могут применяться, как уже отмечалось, также материалы, в которых при нагреве протекают химические реакции (например, реакции разложения) с образованием газообразных продуктов и обугленного слоя. Газообразные продукты разложения уносятся потоком горячего теплоносителя, а обугленный слой выполняет роль теплоизолятора.

Уносимые покрытия широко используются в ракетной и космической технике.

Лекция 5. Теплообменные аппараты

Устройства, предназначенные для передачи теплоты от горячих теплоносителей к холодным, называются **теплообменными аппаратами** или **теплообменниками**. Теплоносителями в них могут быть газы, пары, жидкости. В зависимости от назначения теплообменные аппараты могут использоваться как нагреватели или как охладители.

Теплообменники широко распространены в современной технике различного назначения (наземной, водно-морской, воздушно-космической). Они являются, например, одним из основных элементов в топливных и масляных системах тепловых двигателей, в холодильных установках и системах кондиционирования. В ряде случаев с помощью теплообменных аппаратов обеспечивается необходимая температура теплоносителей, используемых в качестве охладителей в системах охлаждения теплонагруженных элементов, например, лопаток газовых турбин высокотемпературных ГТД. Часто теплообменники используют для рассеивания с помощью конвекции в окружающую среду теплоты, отводимой от горячего теплоносителя. В этих случаях их принято называть **радиаторами**. Применяются теплообменные аппараты и в быту.

Излучателями или **радиационными холодильниками** называются теплообменники, у которых рассеивание теплоты в окружающую среду происходит тепловым излучением.

Основными требованиями, предъявляемыми к теплообменникам, используемым в авиационной и ракетно-космической технике, являются: большая плотность теплового потока в теплообменнике; минимальные масса и габариты; малые затраты энергии на прокачку (перемещение) теплоносителей через теплообменник; высокая надёжность работы; высокая эксплуатационная и ремонтная технологичность; малая стоимость производства. Эти требования частично противоречивы и, как правило, выбор схемы того или иного теплообменного аппарата связан с компромиссом между предъявляемыми к нему требованиями. В конкретных случаях приоритетность каждого из указанных требований различна, что определяет большое многообразие реальных схем и конструкций теплообменников.

5.1. Основные типы теплообменных аппаратов и их применение

По принципу действия теплообменные аппараты подразделяют на три основных типа: **рекуперативные, регенеративные и смесительные**.

В **рекуперативных** теплообменниках передача теплоты от одного теплоносителя к другому осуществляется через поверхность разделяющей их теплопроводной стенки, называемой **рабочей поверхностью теплообменника**. При работе этих теплообменников направление теплового потока через стенку не изменяется, и процесс теплопередачи является чаще всего стационарным.

Рекуперативные теплообменники классифицируют по ряду признаков.

1. **По направлению движения теплоносителей.** Теплообменники подразделяют на следующие типы:

а) **прямоточные** (рис. 14.1, *a*), когда оба теплоносителя движутся параллельно в одном направлении;

б) **противоточные** (рис. 14.1, *б*), когда теплоносители движутся в противоположных направлениях;

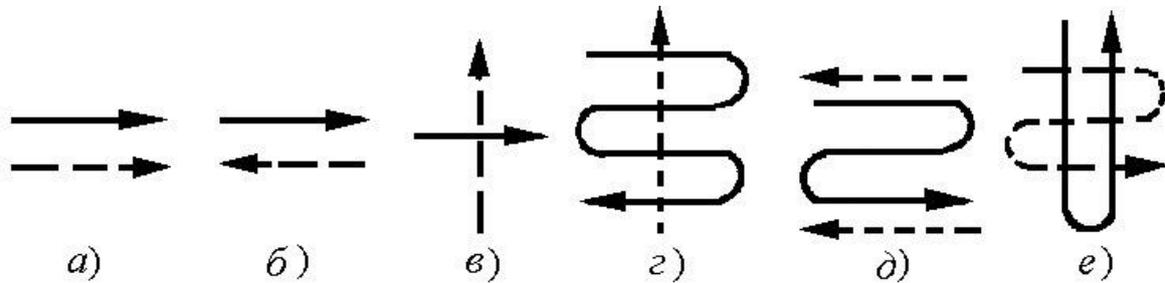


Рис. 14.1. Схемы течений в теплообменниках

в) **теплообменники с перекрёстным током** (рис. 14.1, *в* и *г*), когда теплоносители движутся во взаимно перпендикулярных направлениях; при этом перекрёстный ток может быть однократным и многократным;

г) **комбинированные** (рис. 14.1, *д* и *е*), в которых сочетаются элементы прямотока, противотока и перекрёстного тока.

2. **По конфигурации рабочей поверхности.** Рабочая поверхность теплообменников может выполняться в виде трубок или пластин (гладких или оребренных). В соответствии с этим различают **трубчатые** (рис. 14.2, *a*), **пластинчатые** (рис. 14.2, *б*) и **ребристые** (рис. 14.2, *в*) теплообменники.

3. **По агрегатному состоянию и роду теплоносителей.** Горячими и холодными теплоносителями могут быть самые различные вещества, находящиеся либо в жидком, либо в газообразном состояниях. В соответствии с состоянием теплоносителей теплообменники могут быть: **жидкостно-жидкостными** (например, топливо-масляными), **жидкостно-газовыми** (например, топливо-воздушными) или **газо-газовыми** (например, воздухо-воздушными). Агрегатное состояние теплоносителей может изменяться при их прохождении через теплообменный аппарат. К таким теплообменникам относятся: **теплообменник-конденсатор**, в котором в результате охлаждения происходит переход газообразного (парообразного) теплоносителя частично или полностью в жидкую фазу; **испарительный теплообменник**, где жидкий теплоноситель, воспринимая теплоту, испаряется, т.е. переходит в газовую фазу.

В **регенеративных** теплообменниках одна и та же рабочая поверхность, так называемая насадка, поочерёдно омывается то горячим, то холодным теплоносителем. При соприкосновении с горячим теплоносителем насадка аккумулирует получаемую теплоту, а затем при обтекании холодным теплоносителем отдаёт ему эту теплоту. Насадка должна обладать значительной теплоёмкостью.

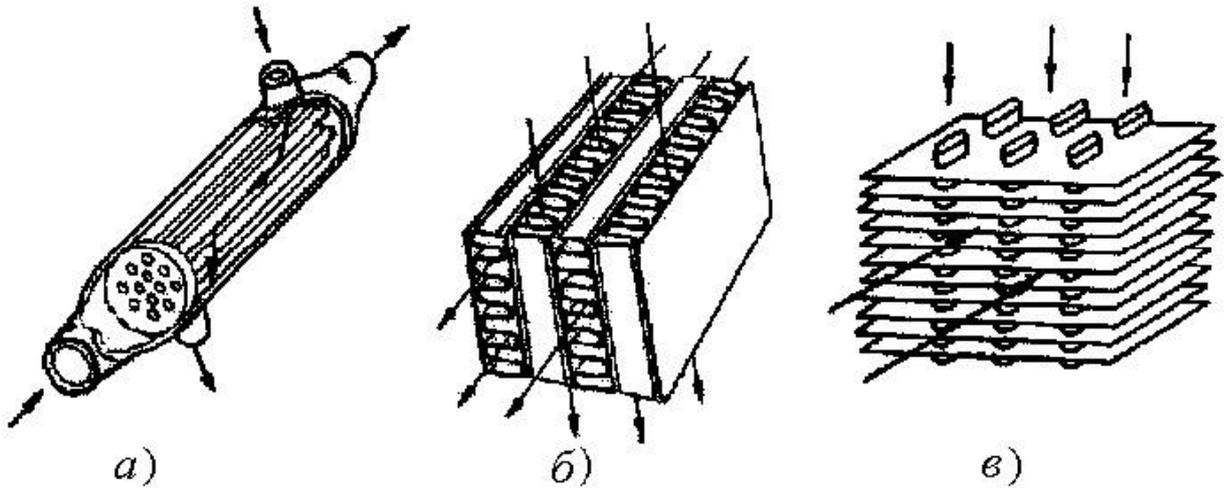


Рис. 14.2. Схемы теплообменников

стью и развитой рабочей поверхностью контактирующей с теплоносителями.

Характерная особенность регенеративного теплообменника – нестационарный режим теплообмена. Направление теплового потока в этом теплообменнике периодически изменяется. Чтобы процесс теплообмена протекал непрерывно, теплообменник имеет обычно две параллельно работающие секции. Конструктивно эти секции могут быть выполнены или в виде двух камер, которые поочередно подключаются то к холодному, то к горячему теплоносителю, или в них размещается вращающийся теплообменник, элементы которого также поочередно взаимодействуют с горячим и холодным теплоносителями. Регенеративный теплообменник с вращающейся насадкой отличается более высокой компактностью, так как в нем отсутствуют переключающие устройства для теплоносителей.

Одна из возможных схем регенеративного теплообменника с вращающейся рабочей поверхностью показана на рис. 14.3. Теплообменник включает в себя ротор (насадку) *I*, имеющий достаточно большую теплоёмкость и большое количество каналов (или пор), через которые проходят поочередно горячий и холодный теплоносители. Ротор вращается в цилиндрическом корпусе *II*, имеющем два проходных канала *A* и *B*, которые разделены перегородкой *III*. Площади проходных сечений этих каналов могут быть различными в зависимости от параметров теплоносителей. В канале *A* сквозь насадку проходит горячий теплоноситель и, отдавая ей теплоту, охлаждается. Нагревшаяся часть насадки (ротора) в процессе вращения попадает в канал *B*, где отдаёт теплоту проходящему через неё холодному теплоносителю, нагревая его.

В **смесительных** теплообменниках процесс теплообмена происходит при непосредственном контакте (перемешивании) теплоносителей друг с другом. Поэтому смесительные теплообменники называются также **контактными**.

Охлаждаемый теплоноситель Нагреваемый теплоноситель

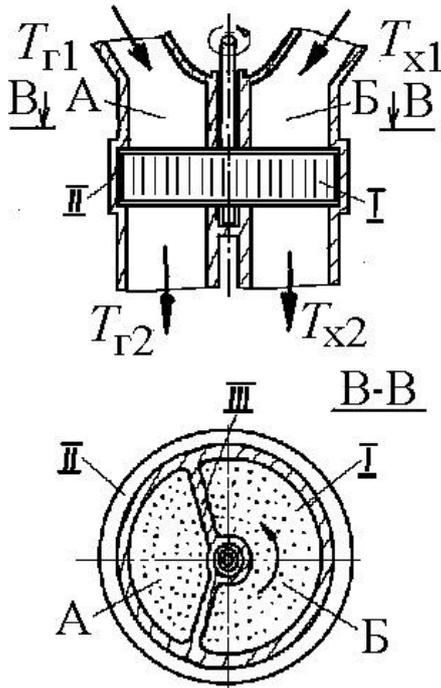


Рис. 14.3. Регенеративный теплообменник
типа.

Если после теплопередачи необходимо разделение теплоносителей, то, очевидно, одним из них должен быть газ, а другим – жидкость, или оба теплоносителя – жидкости, имеющие разную плотность и не растворяющиеся друг в друге. Этот принцип теплообмена используется, например, при охлаждении масла в картере поршневого двигателя, а также в градирнях, где горячая вода охлаждается при её разбрызгивании в окружающем воздухе.

Из рассмотренных выше трёх типов теплообменников в авиационной технике наиболее широкое применение находят рекуперативные теплообменники. Поэтому далее будем рассматривать только процессы, протекающие в теплообменниках данного

5.2. Теплопередача в рекуперативных теплообменниках

Рабочий процесс рекуперативного теплообменника описывается двумя уравнениями: уравнением теплового баланса (баланса энергии) и уравнением теплопередачи. Так как скорости движения теплоносителей в каналах теплообменника обычно малы, то в тепловом балансе их изменением можно пренебречь. Тогда для газообразных теплоносителей в процессе их прохождения через теплообменник $dq_{\text{внеш}} = c_p dT$.

При отсутствии потерь теплоты в окружающую среду тепловой баланс теплообменника сводится к равенству количества теплоты, отбираемой от горячего теплоносителя, и количества теплоты, отдаваемой холодному теплоносителю, т.е. $Q_{\text{Г}} = Q_{\text{Х}} = Q$. Для теплообменника с газообразными теплоносителями это приводит к равенству:

$$Q = G_{\text{Г}} c_{p\text{Г}} (T_{\text{Г1}} - T_{\text{Г2}}) = G_{\text{Х}} c_{p\text{Х}} (T_{\text{Х2}} - T_{\text{Х1}}).$$

Здесь: $G_{\text{Г}}, G_{\text{Х}}, c_{p\text{Г}}, c_{p\text{Х}}$ – массовые расходы и теплоёмкости горячего и холодного теплоносителей, а $T_{\text{Г1}}, T_{\text{Г2}}, T_{\text{Х1}}, T_{\text{Х2}}$ – температуры горячего и холодного теплоносителей на входе и выходе теплообменника.

Если какой-либо из теплоносителей не газообразный, то далее его теплоемкость условно будем также обозначать символом c_p .

Если в процессе нагрева или охлаждения теплоноситель изменяет свое агрегатное состояние, то надо учесть дополнительно его теплоту испарения. Но в дальнейшем такие процессы будут полагаться отсутствующими.

5.2.1. Изменение температуры теплоносителей в теплообменнике

Обозначим через $W = c_p G$ полную теплоёмкость массы теплоносителя, проходящей через теплообменник в единицу времени, которую принято называть **водяным эквивалентом**. С учётом такого обозначения предыдущее уравнение примет вид:

$$Q = W_{\Gamma}(T_{\Gamma 1} - T_{\Gamma 2}) = W_{\chi}(T_{\chi 2} - T_{\chi 1}),$$

откуда

$$\frac{T_{\Gamma 1} - T_{\Gamma 2}}{T_{\chi 2} - T_{\chi 1}} = \frac{W_{\chi}}{W_{\Gamma}}.$$

Отсюда следует, что *изменение температуры теплоносителей в теплообменнике обратно пропорционально их водяным эквивалентам*. При равенстве водяных эквивалентов изменение температуры теплоносителей одинаково.

Рассмотрим характер изменения температур горячего T_{Γ} и холодного T_{χ} теплоносителей (рис. 14.4) по ходу их движения от входа в теплообменник ($F = 0$) до выхода из него ($F = F_{\Gamma,0}$), условно откладывая по оси абсцисс долю общей площади теплообмена, омываемую каждым теплоносителем с начала поступления его в теплообменник. На рис. 14.4а показано изменение T_{Γ} и T_{χ} в прямоточном, а на рис. 14.4б — в противоточном теплообменных аппаратах при различных соотношениях водяных эквивалентов. Здесь же видно, как изменяется величина температурного напора в этих теплообменниках ($\Delta T = T_{\Gamma} - T_{\chi}$) от входа к выходу.

В прямоточном теплообменнике (см. рис. 14.4а) температурный напор на входе ($\Delta T_1 = T_{\Gamma 1} - T_{\chi 1}$) максимальный. По мере движения теплоносителей вдоль каналов температура горячего теплоносителя уменьшается, а холодного увеличивается. Поэтому температурный напор ($\Delta T = T_{\Gamma} - T_{\chi}$) от входа к выходу уменьшается и на выходе из теплообменника его значение ($\Delta T_2 = T_{\Gamma 2} - T_{\chi 2}$) минимальное.

В противоточном теплообменнике (см. рис. 14.4б), если вести отсчет F по направлению движения горячего теплоносителя, температурный напор на входе меньше, а на выходе больше, чем в прямоточном теплообменнике (при условии, что теплоносители в них имеют одни и те же начальные температуры).

На входе температурный напор меньше потому, что при встречном движении холодный теплоноситель к этой стороне теплообменника подходит по-

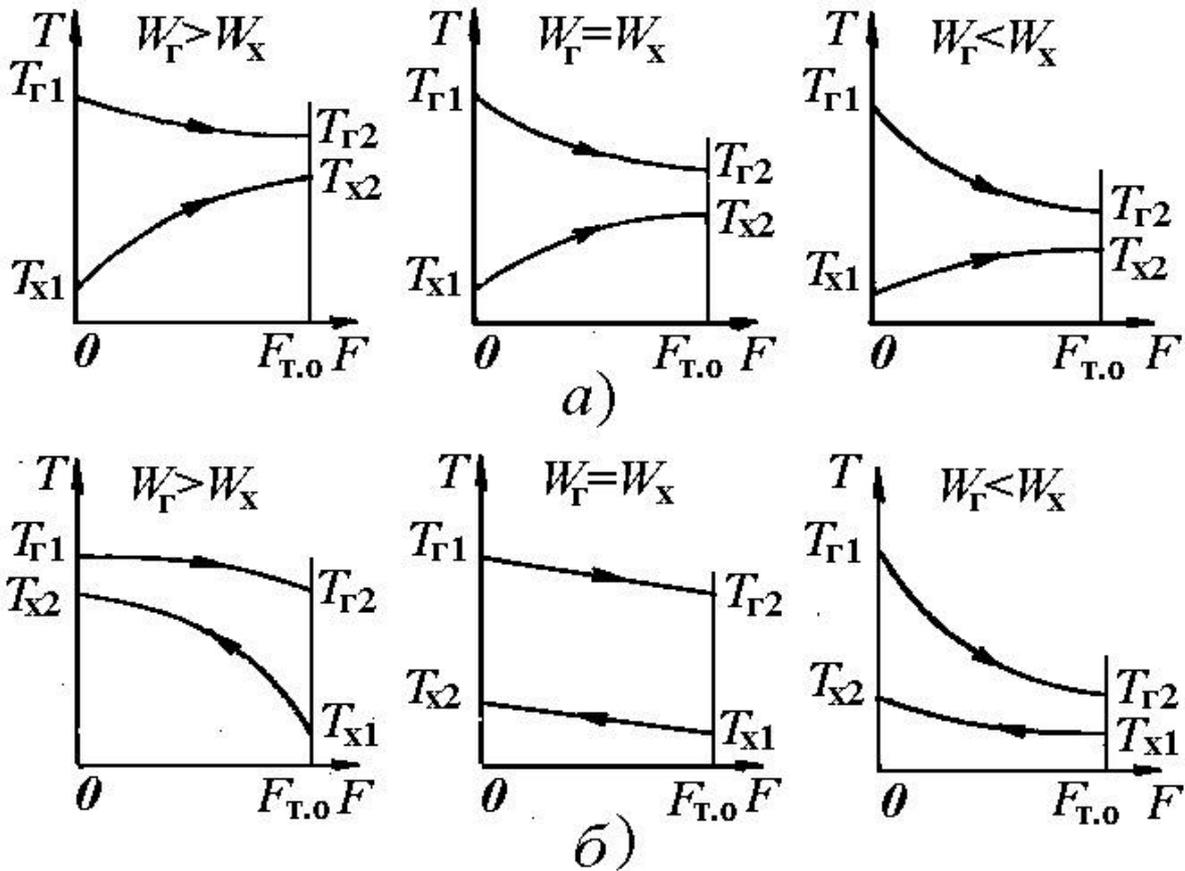


Рис. 14.4. Характер изменения температуры теплоносителей в различных теплообменниках

догретым. На выходе температурный напор больше, так как холодный теплоноситель имеет здесь еще начальную температуру.

Температура холодного теплоносителя на выходе из противоточного теплообменника может быть даже больше конечной температуры горячего теплоносителя.

При равных значениях водяных эквивалентов температурный напор в противоточном теплообменнике остается постоянным от входа до выхода.

Таким образом, *температурный напор в противоточном теплообменнике изменяется в меньшей степени, чем в прямоточном.*

5.2.2. Определение величины площади рабочей поверхности теплообменника

Для случая, когда площадь рабочей поверхности теплообменника с горячей и холодной сторон одинакова, а температурный напор на рабочей поверхности переменный, уравнение теплопередачи имеет вид:

$$Q = \int_0^{F_{Т.0}} k \Delta T dF,$$

где $\Delta T = T_{\Gamma} - T_{\chi}$ – температурный напор, а $k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\Gamma}} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{\chi}}}$ – коэффициент теплопередачи через рабочую поверхность теплообменника, который зависит от коэффициентов теплопередачи горячего α_{Γ} и холодного α_{χ} теплоносителей и теплового сопротивления $\frac{\delta}{\lambda}$ теплопередающей стенки теплообменника.

В расчётах обычно используется величина **среднего температурного напора**, равного:

$$\Delta T_{\text{cp}} = \frac{1}{F_{\text{T.o}}} \int_0^{F_{\text{T.o}}} \Delta T dF.$$

Принимая коэффициент теплопередачи постоянным на всей рабочей поверхности теплообменника ($k = \text{const}$), получим

$$Q = k F_{\text{T.o}} \Delta T_{\text{cp}}.$$

Величина площади рабочей поверхности теплообменника

$$F_{\text{T.o}} = \frac{Q}{k \Delta T_{\text{cp}}}.$$

Величина Q обычно задается. Порядок её определения будет изложен ниже.

Как видно, значение $F_{\text{T.o}}$ зависит от коэффициента теплоотдачи k и среднего температурного напора ΔT_{cp} .

5.2.3. Определение среднего температурного напора

Обозначим через $\Delta T_1 = T_{\Gamma 1} - T_{\chi 1}$ и $\Delta T_2 = T_{\Gamma 2} - T_{\chi 2}$ температурные напоры на входе и на выходе из теплообменника (рис. 14.5).

Если разница между ΔT_1 и ΔT_2 невелика и их отношение $\Delta T_1 / \Delta T_2 = 0,6 \dots 1,67$, то значение ΔT_{cp} может быть приближенно определено как

$$\Delta T_{\text{cp}} \approx \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2}{2}.$$

То есть средний температурный напор равен среднеарифметическому значению крайних напоров.

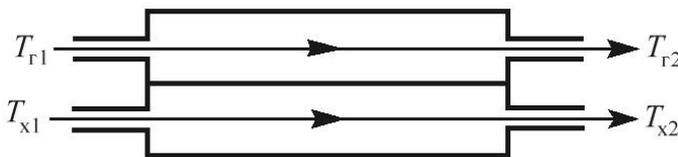


Рис. 14.5. Схема прямого теплообменника

Если отношение $\Delta T_1 / \Delta T_2$ не находится в указанном диапазоне, то ΔT_{cp} определяется по следующей формуле

$$\Delta T_{\text{cp}} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}}.$$

5.2.4. Определение средних температур теплоносителей

Будем считать заданными: F , α_{Γ} , α_x , δ , λ , W_1 , W_2 , $T_{\Gamma 1}$ и T_{x1} . Необходимо определить тепловой поток Q и температуры теплоносителей на выходе из теплообменника $T_{\Gamma 2}$ и T_{x2} .

Как было установлено выше,

$$Q = k F_{\Gamma,0} \Delta T_{\text{ср}}, \quad \text{а} \quad \Delta T_{\text{ср}} \approx 0,5(\Delta T_1 + \Delta T_2) = 0,5(T_{\Gamma 1} - T_{x1} + T_{\Gamma 2} - T_{x2}).$$

С другой стороны тепловые потоки можно определить из выражений

$$Q = W_{\Gamma}(T_{\Gamma 1} - T_{\Gamma 2}) \quad \text{откуда} \quad T_{\Gamma 2} = T_{\Gamma 1} - \frac{Q}{W_{\Gamma}},$$

$$Q = W_x(T_{x2} - T_{x1}) \quad \text{откуда} \quad T_{x2} = T_{x1} + \frac{Q}{W_x}.$$

Подставив полученные значения $T_{\Gamma 2}$ и T_{x2} в выражение для $\Delta T_{\text{ср}}$, получим

$$\Delta T_{\text{ср}} = T_{\Gamma 1} - T_{x1} - \frac{Q}{2W_{\Gamma}} - \frac{Q}{2W_x}.$$

В то же время $\Delta T_{\text{ср}} = \frac{Q}{kF_{\Gamma,0}}$. Приравнявая выражения для $\Delta T_{\text{ср}}$, получим формулу для величины теплового потока в виде

$$Q = \frac{T_{\Gamma 1} - T_{x1}}{\frac{1}{kF_{\Gamma,0}} + \frac{1}{2W_{\Gamma}} + \frac{1}{2W_x}}.$$

Температуры теплоносителей на выходе из теплообменника

$$T_{\Gamma 2} = T_{\Gamma 1} - \frac{Q}{W_{\Gamma}} \quad \text{и} \quad T_{x2} = T_{x1} + \frac{Q}{W_x}.$$

Литература

1. Кобельков В.Н., Улас В.Д., Федоров Р.М. Термодинамика и теплопередача. Под ред. Р.М.Федорова. – М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 2012 г. 328 с.
2. Мелик-Пашаев Н.И., Кобельков В.Н., Воротников Б.А., Березин Г.В. Техническая термодинамика и теплопередача. – М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1983 г. 267 с.
3. Мухачев Г.А., Шукин В.К. Термодинамика и теплопередача. – М.: Высшая школа, 1991, 480 с.
4. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1973. 396 с.

Содержание

Лекция 1. Виды теплообмена. Теплопроводность	3
1.1. Основные понятия и определения	3
1.1.1. Виды переноса теплоты	3
1.1.2. Температурное поле. Тепловой поток	4
1.2. Закон Фурье. Дифференциальное уравнение теплопроводности	5
1.2.1. Закон Фурье	5
1.2.2. Дифференциальное уравнение теплопроводности	6
1.3. Теплопроводность на стационарном режиме	7
1.3.1. Теплопроводность плоской стенки	7
1.3.2. Теплопроводность цилиндрической стенки	9
1.3.3. Контактное тепловое сопротивление	10
Лекция 2. Конвективный теплообмен	12
2.1. Физическая картина процесса конвективного теплообмена	12
2.1.1. Пограничный слой	12
2.1.2. Факторы, влияющие на интенсивность теплоотдачи	14
2.2. Формула Ньютона	15
2.3. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена	16
2.4. Основы теории подобия конвективного теплообмена	18
2.4.1. Основные понятия и определения теории подобия физических процессов	18
2.4.2. Первая теорема подобия. Критерии подобия	19
2.4.3. Вторая теорема подобия. Уравнения подобия	20
2.4.4. Выделение главных определяющих критериев подобия. Явление автомодельности	21
2.4.5. Моделирование физических явлений	22
2.5. Конвективный теплообмен при вынужденном внешнем обтекании тел	23
2.5.1. Теплоотдача при обтекании плоской пластины	23
2.5.2. Особенности теплоотдачи при обтекании криволинейных поверхностей	25
2.6. Конвективный теплообмен при вынужденном течении в каналах	26
2.7. Особенности теплообмена при движении газа с большой скоростью	29
2.8. Конвективный теплообмен при свободном движении теплоносителя в неограниченном пространстве	32
Лекция 3. Теплообмен излучением	35
3.1. Основные понятия и законы теплового излучения	35
3.1.1. Основные понятия	35
3.1.2. Основные законы	37
3.2. Теплообмен излучением между телами, разделенными прозрачной средой	40
3.2.1. Теплообмен излучением между плоскими стенками и в замкнутой	

полости	40
3.2.2. Влияние экранов на теплообмен излучением	42
3.3. Особенности излучения газов и пламени	43
Лекция 4. Передача теплоты через стенки. Методы тепловой защиты	47
4.1. Передача теплоты через стенки	47
4.1.1. Передача теплоты через плоскую стенку	47
4.1.2. Передача теплоты через цилиндрическую стенку	49
4.1.3. Тепловая изоляция	50
4.1.4. Передача теплоты через ребро и оребренную стенку	51
4.2. Методы тепловой защиты	55
4.2.1. Конвективное охлаждение	56
4.2.2. Заградительное охлаждение	57
4.2.3. Проникающее (пористое) охлаждение	59
4.2.4. Теплозащитные покрытия	61
Лекция 5. Теплообменные аппараты	64
5.1. Основные типы теплообменных аппаратов и их применение	64
5.2. Теплопередача в рекуперативных теплообменниках	67
5.2.1. Изменение температуры теплоносителей в теплообменнике	68
5.2.2. Определение величины площади рабочей поверхности теплообменника	69
5.2.3. Определение среднего температурного напора	70
5.2.4. Определение средних температур теплоносителей	71
Литература	71