

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Институт повышения квалификации
и переподготовки

Кафедра «Промышленная теплоэнергетика и экология»

ТЕПЛОМАССОБМЕН

ПОСОБИЕ

**для слушателей специальности переподготовки
1-43 01 71 «Техническая эксплуатация
теплоэнергетических установок
и систем теплоснабжения»
заочной формы обучения**

Гомель 2024

УДК 621.1.016.4+536.24(075.8)
ББК 35.113-1я73
Т34

*Рекомендовано кафедрой «Промышленная теплоэнергетика
и экология» ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 7 от 27.12.2023 г.)*

Составители: *А. В. Овсянник, А. В. Шаповалов, Е. Н. Макеева*

Рецензент: доц. каф. «Электроснабжение» ГГТУ им. П. О. Сухого
канд. техн. наук, доц. *А. А. Капанский*

Т34 **Тепломассообмен** : пособие для слушателей специальности переподготовки 1-43 01 71 «Техническая эксплуатация теплоэнергетических установок и систем тепло-снабжения» заоч. формы обучения / сост.: А. В. Овсянник, А. В. Шаповалов, Е. Н. Макеева. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2024. – 91 с. – Систем. требования: РС не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <http://elib.gstu.by>. – Загл. с титул. экрана.

Рассмотрены основные законы тепломассообмена и их применение в различных тепло-энергетических и теплотехнологических процессах и установках. Пособие построено таким образом, чтобы слушатели смогли овладеть закономерностями основных процессов переноса теплоты и массы, приобрести навыки в проведении тепловых расчетов и решении практических задач, связанных с тепломассообменом в элементах энергетических и теплотехнологических установок.

УДК 621.1.016.4+536.24(075.8)
ББК 35.113-1я73

© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2024

ГЛАВА 1 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

1.1. Температурное поле

Явление теплопроводности представляет собой процесс распространения тепловой энергии при непосредственном соприкосновении отдельных частиц тела или отдельных тел, имеющих различные температуры. Теплопроводность обусловлена движением микрочастиц вещества.

При этом в газах перенос энергии осуществляется путем диффузии молекул и атомов, а в жидкостях и твердых телах-диэлектриках – путем упругих волн. В металлах перенос энергии в основном осуществляется путем диффузии свободных электронов, а роль упругих колебаний кристаллической решетки здесь второстепенна.

Следует указать, что в жидкостях и газах чистая теплопроводность может быть реализована при выполнении условий, исключающих перенос тепла конвекцией.

Всякое физическое явление в общем случае сопровождается изменением в пространстве и времени существенных для данного явления физических величин. Процесс теплопроводности, как и другие виды теплообмена, может иметь место только при условии, что в различных точках тела (или системы тел) температура неодинакова. В общем случае процесс передачи теплоты теплопроводностью в твердом теле сопровождается изменением температуры, как в пространстве, так и во времени.

Аналитическое исследование теплопроводности сводится к изучению пространственно-временного изменения температуры, т. е. к нахождению уравнения:

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

Уравнение (1.1) представляет математическое выражение температурного поля. Таким образом, температурное поле есть совокупность значений температуры во всех точках изучаемого пространства для каждого момента времени.

Различают стационарные и нестационарные температурные поля. Уравнение (1.1) является записью наиболее общего вида температур-

ного поля, когда температура изменяется с течением времени и от одной точки к другой. Такое поле отвечает неустановившемуся теплопроводному режиму теплопроводности и носит название нестационарного температурного поля.

Если тепловой режим является установившимся, то температура в каждой точке поля с течением времени остается неизменной, такое температурное поле называется стационарным. В этом случае температура является функцией только координат:

$$t = f_1(x, y, z); \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0. \quad (1.2)$$

Температурное поле, соответствующее уравнениям (1.1) и (1.2), является пространственным, так как температура является функцией трёх координат. Если температура есть функция двух координат, то поле называется двумерным и его зависимость имеет вид:

$$t = f_2(x, y, \tau); \quad \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (1.3)$$

Если температура есть функция одной координаты, то поле называется одномерным:

$$t = f_3(x, \tau); \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (1.4)$$

Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного поля:

$$t = f_4(x); \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (1.5)$$

1.2. Температурный градиент

Если соединить точки тела, имеющие одинаковую температуру, получим поверхность равных температур, называемую изотермической. Итак, изотермической поверхностью называется геометрическое место точек в температурном поле; имеющих одинаковую температуру.

Так как одна и та же точка тела не может одновременно иметь различные температуры, то изотермические поверхности не пересекаются. Они либо оканчиваются на поверхности тела, либо целиком располагаются внутри самого тела.

Пересечение изотермических поверхностей плоскостью дает на этой плоскости семейство изотерм. Они обладают теми же свойствами, что и изотермические поверхности, т. е. не пересекаются, не обрываются внутри тела, оканчиваются на поверхности, либо целиком располагаются внутри самого тела.

На рис. 1.1. приведены изотермы, температуры которых отличаются на Δt .

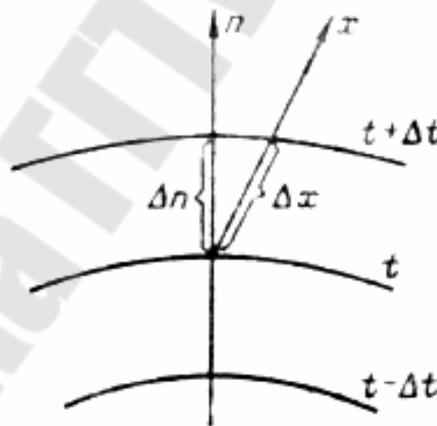


Рис. 1.1. Изотермы

Температура в теле изменяется только в направлениях, пересекающих изотермические поверхности. При этом наибольший перепад температуры на единицу длины происходит в направлении нормали к изотермической поверхности.

Возрастание температуры в направлении нормали к изотермической поверхности характеризуется градиентом температуры.

Градиент температуры есть вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равный производной от температуры по этому направлению, т. е.

$$\text{grad } t = \vec{n}_0 \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (1.6)$$

где \vec{n}_0 – единичный вектор, нормальный к изотермической поверхности и направленный в сторону возрастания температуры; $\partial t / \partial n$ – производная температуры по нормали n .

Скалярная величина температурного градиента $\partial t / \partial n$ не одинакова для различных точек изотермической поверхности. Она больше там, где расстояние Δt между изотермическими поверхностями меньше. Скалярную величину температурного градиента $\partial t / \partial n$ мы будем также называть температурным градиентом.

Величина $\partial t / \partial n$ в направлении убывания температуры отрицательна.

Проекции вектора $\text{grad } t$ на координатные оси Ox , Oy , Oz будут равны:

$$\left. \begin{aligned} (\text{grad } t)_x &= \frac{\partial t}{\partial n} \cos(n, x) = \frac{\partial t}{\partial x}; \\ (\text{grad } t)_y &= \frac{\partial t}{\partial n} \cos(n, y) = \frac{\partial t}{\partial y}; \\ (\text{grad } t)_z &= \frac{\partial t}{\partial n} \cos(n, z) = \frac{\partial t}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

1.3. Тепловой поток. Закон Фурье

Согласно гипотезе Фурье количество теплоты dQ_τ , Дж, проходящее через элемент изотермической поверхности dF за промежуток времени $d\tau$, пропорционально температурному градиенту $\partial t / \partial n$:

$$dQ_\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF d\tau. \quad (1.8)$$

Опытным путем установлено, что коэффициент пропорциональности в уравнении (1.8) есть физический параметр вещества. Он характеризует способность вещества проводить теплоту и называется коэффициентом теплопроводности.

Количество теплоты, проходящее в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности $q = \frac{dQ_\tau}{dF d\tau}$, Вт/м², называется плотностью теплового потока. Плотность теплового потока есть вектор, определяемый соотношением

$$\vec{q} = -\vec{n}_0 \lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (1.9)$$

Вектор плотности теплового потока \vec{q} направлен по нормали к изотермической поверхности. Его положительное направление совпадает с направлением убывания температуры, так как теплота всегда передается от более горячих частей тела к холодным. Таким образом, векторы \vec{q} и $\text{grad } t$ лежат на одной прямой, но направлены в противоположные стороны. Это и объясняет наличие знака «минус» в правых частях уравнений (1.9) и (1.8).

Скалярная величина вектора плотности теплового потока q , Вт/м², будет равна:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (1.10)$$

Если такой поток спроектировать на координатные оси Ox , Oy , Oz , то согласно уравнению (1.7) получим:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}. \quad (1.11)$$

Коэффициент теплопроводности λ , Вт/(м·К) определяется из соотношения

$$\lambda = -\frac{|\vec{q}|}{|\text{grad } t|}. \quad (1.12)$$

Из уравнения (1.12) следует, что коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, которое проходит в единицу времени через единицу изотермической поверхности при температурном градиенте, равному единице.

Согласно кинетической теории перенос теплоты теплопроводностью в газах при обычных давлениях и температурах определяется переносом кинетической энергии молекулярного движения в результате хаотического движения и столкновения отдельных молекул газа. При этом коэффициент теплопроводности определяется соотношением:

$$\lambda = \bar{w} \bar{l} c_v \rho / 3, \quad (1.13)$$

где \bar{w} – средняя скорость перемещения молекул газа; \bar{l} – средняя длина свободного пробега молекул газа между соударениями; c_v – теплоемкость газа при постоянном объеме; ρ – плотность газа.

Теплоемкость газов возрастает с повышением температуры. Сказанным объясняется тот факт, что коэффициент теплопроводности для газов с повышением температуры возрастает.

Коэффициент теплопроводности λ газов лежит в пределах от 0,006 до 0,6 Вт/(м·К).

Коэффициенты теплопроводности водяного пара и других реальных газов, существенно отличающихся от идеальных, сильно зависят также от давления. Для газовых смесей коэффициент теплопроводности не может быть определен по закону аддитивности, его нужно определять опытным путем.

Механизм распространения теплоты в капельных жидкостях можно представить как перенос энергии путем нестройных упругих колебаний. Для большинства жидкостей теория нашла хорошее подтверждение. На основании этой теории была получена формула для коэффициента теплопроводности следующего вида:

$$\lambda = A \frac{c_p \rho^{4/3}}{\mu^{1/3}}, \quad (1.14)$$

где c_p – теплоемкость жидкости при постоянном давлении; ρ – объемная плотность жидкости; μ – относительная молекулярная масса.

Коэффициент A , пропорциональный скорости распространения упругих волн в жидкости, не зависит от природы жидкости, но зависит от температуры, при этом $Ac_p \approx \text{const}$.

Опыты подтверждают, что для большинства жидкостей с повышением температуры коэффициент теплопроводности λ убывает, исключения составляют вода и глицерин. Коэффициент теплопроводности капельных жидкостей лежит примерно в пределах от 0,07 до 0,7 Вт/(м·К).

При повышении давления коэффициенты теплопроводности жидкостей возрастают.

В металлах основным передатчиком теплоты являются свободные электроны, которые можно уподобить идеальному одноатомному газу. Передача теплоты при помощи колебательных движений атомов или в виде упругих звуковых волн не исключается, так как ее доля незначительна по сравнению с переносом энергии электронным газом. Вследствие движения свободных электронов происходит выравнивание температуры во всех точках нагревающегося или охлаждающегося металла. Свободные электроны движутся как из областей, более нагретых, в области, менее нагретые, так и в обратном направлении. В первом случае они отдают энергию атомам, во втором отбирают. Так как в металлах носителем тепловой и электрической энергии являются электроны, то коэффициенты тепло- и электропроводности пропорциональны друг другу. При повышении температуры вследствие усиления тепловых неоднородностей рассеивание электронов увеличивается. Это влечет за собой уменьшение коэффициентов тепло- и электропроводности чистых металлов.

В отличие от чистых металлов коэффициенты теплопроводности сплавов при повышении температуры увеличиваются.

В диэлектриках с повышением температуры коэффициент теплопроводности обычно увеличивается. Как правило, для материалов с большей объемной плотностью коэффициент теплопроводности имеет более высокое значение. Он зависит от структуры материала его пористости и влажности.

Многие строительные и теплоизоляционные материалы имеют пористое строение (кирпич, бетон, асбест, шлак и др.), и применение закона Фурье к таким телам является в известной мере условным. Наличие пор в материале не позволяет рассматривать такие тела, как сплошную среду. Условным является также коэффициент теплопроводности пористого материала. Эта величина имеет смысл коэффици-

ента теплопроводности некоторого однородного тела, через которое при одинаковой форме, размерах и температурах на границах проходит то же количество тепла, что и через данное пористое тело.

Коэффициент теплопроводности порошкообразных и пористых тел сильно зависит от их объемной плотности. Например, при возрастании плотности ρ от 400 до 800 кг/м³ коэффициент теплопроводности асбеста увеличивается от 0,105 до 0,248 Вт/(м·К). Такое влияние плотности ρ на коэффициент теплопроводности объясняется тем, что теплопроводность λ заполняющего поры воздуха значительно меньше, чем твердых компонентов пористого материала.

Эффективный коэффициент теплопроводности пористых материалов сильно зависит также от влажности. Для влажного материала коэффициент теплопроводности значительно больше, чем для сухого и воды в отдельности. Например, для сухого кирпича $\lambda = 0,35$, для воды $\lambda = 0,60$, а для влажного кирпича $\lambda \approx 1,0$ Вт/(м·К). Этот эффект может быть объяснен конвективным переносом теплоты, возникающая благодаря капиллярному движению воды внутри пористого материала и частично тем, что абсорбционно связанная влага имеет другие характеристики по сравнению со свободной водой.

Увеличение коэффициента теплопроводности зернистых материалов с изменением температуры можно объяснить тем, что с повышением температуры возрастает теплопроводность среды, заполняющей промежутки между зёрнами, а также увеличивается теплопередача излучением зернистого массива.

Коэффициент теплопроводности строительных теплоизоляционных материалов имеют значения, лежащие примерно в пределах от 0,023 до 2,9 Вт/(м·К).

Материалы с низким значением коэффициента теплопроводности [меньше 0,25 Вт/(м·К)], обычно применяемые для тепловой изоляции, называются теплоизоляционными.

1.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности

При решении задач, связанных с нахождением температурного поля, необходимо иметь дифференциальное уравнение теплопроводности.

Для облегчения вывода этого дифференциального уравнения сделаем следующие допущения:

- тело однородно и изотропно;
- физические параметры постоянны;
- деформация рассматриваемого объема, связанная с изменением температуры, является очень малой величиной по сравнению с самим объемом;
- внутренние источники теплоты в теле, которые в общем случае могут быть заданы как $q_v = f(x, y, z, \tau)$, распределены равномерно.

В основу вывода дифференциального уравнения теплопроводности положен закон сохранения энергии, который в рассматриваемом случае может быть сформулирован следующим образом: количество теплоты dQ , введенное в элементарный объем извне за время $d\tau$ вследствие теплопроводности, а также от внутренних источников, равно изменению внутренней энергии или энтальпии вещества (в зависимости от рассмотрения изохорического или изобарического процесса), содержащегося в элементарном объеме:

$$dQ_1 + dQ_2 = dQ, \quad (1.15)$$

где dQ_1 – количество теплоты, Дж, введенное в элементарный объем путем теплопроводности за время $d\tau$; dQ_2 – количество теплоты, которое за время $d\tau$ выделилось в элементарном объеме dv за счет внутренних источников; dQ – изменение внутренней энергии или энтальпии вещества, содержащегося в элементарном объеме dv за время $d\tau$.

Для нахождения составляющих уравнения (1.15) выделим в теле элементарный параллелепипед со сторонами dx, dy, dz (рис. 1.2). Параллелепипед расположен так, чтобы его грани были параллельны соответствующим координатным плоскостям.

Количество теплоты, которое подводится к граням элементарного объема за время $d\tau$ в направлении осей Ox, Oy, Oz обозначим соответственно dQ_x, dQ_y, dQ_z .

Количество теплоты, которое будет отводиться через противоположные грани в тех же направлениях, обозначим соответственно $dQ_{x+dx}, dQ_{y+dy}, dQ_{z+dz}$. Количество теплоты, подведенное к грани $dydz$ в направлении оси Ox за время $d\tau$, составляет $dQ_x = q_x dy dz d\tau$, где q_x – проекция плотности теплового потока на направление нормали к

указанной грани. Количество теплоты, отведенное через противоположную грань элементарного параллелепипеда в направлении оси Ox , запишется как

$$dQ_{x+dx} = q_{x+dx} dy dz d\tau \quad (1.16)$$

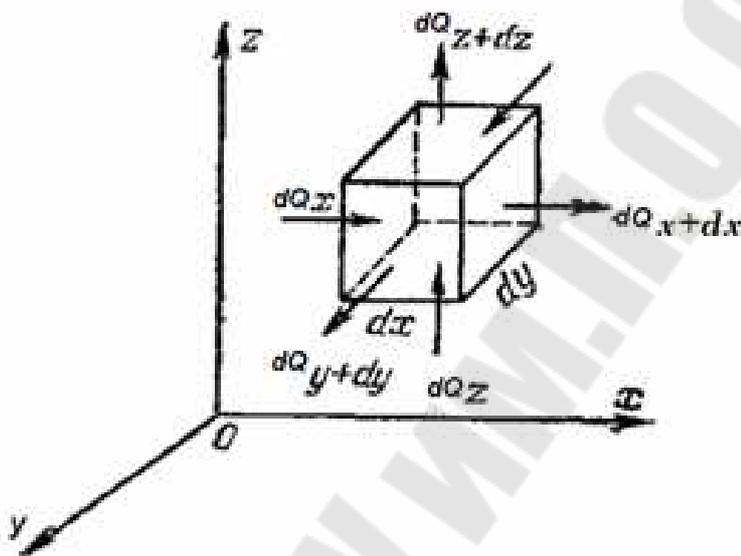


Рис.1.2. К выводу дифференциального уравнения теплопроводности

Разница количеств теплоты, подведенного к элементарному параллелепипеду и отведенного от него за время $d\tau$ в направлении оси Ox , представляет собой количество теплоты

$$dQ_{x1} = dQ_x - dQ_{x+dx}$$

или

$$dQ_{x1} = q_x dy dz d\tau - q_{x+dx} dy dz d\tau \quad (1.17)$$

Функция q_{x+dx} является непрерывной в рассматриваемом интервале dx и может быть разложена в ряд Тейлора:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx + \frac{\partial^2 q_x}{\partial x^2} \frac{dx^2}{2!} + \dots \quad (1.18)$$

Если ограничиться двумя первыми членами ряда, то уравнение (1.17) запишется в виде

$$dQ_{x1} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dx dy dz d\tau. \quad (1.19)$$

Аналогичным образом можно найти количество теплоты, подводимое к элементарному объему и в направлениях двух других координатных осей Oy и Oz .

Количество теплоты dQ , подведенное теплопроводностью к рассматриваемому объему, будет равно:

$$dQ_1 = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) dx dy dz d\tau. \quad (1.20)$$

Обозначим количество теплоты, выделяемое внутренними источниками в единице объема среды в единицу времени и называемое мощностью внутренних источников теплоты, через q_v , Вт/м³. Тогда

$$dQ_2 = q_v dv d\tau. \quad (1.21)$$

Третья составляющая в уравнении найдется в зависимости от характера термодинамического процесса изменения системы.

В случае рассмотрения изохорического процесса вся теплота, подведенная к элементарному объему, уйдет на изменения внутренней энергии вещества, заключенного в этом объеме, т. е. $dQ = dU$.

Если рассматривать внутреннюю энергию единицы объема $u = u(t, v)$, тогда dU найдется как

$$dU = C_v \frac{\partial t}{\partial \tau} dv d\tau = c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} dv d\tau, \quad (1.22)$$

где C_v – изохорная теплоемкость единицы объема, Дж/(м³·К); c_v – изохорная теплоемкость единицы массы, Дж/(кг·К); ρ – плотность вещества, кг/м³.

Подставляя полученные выражения в уравнение баланса, получим:

$$c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v, \quad (1.23)$$

или

$$c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \vec{q} + q_v.$$

Выражение (1.24) является дифференциальным уравнением энергии для изохорического процесса переноса теплоты.

При рассмотрении изобарического процесса вся теплота, подведенная к объему, уйдет на изменения энтальпии вещества, заключенного в этом объеме, и уравнение баланса запишется следующим образом:

$$dQ_1 + dQ_2 = dl. \quad (1.24)$$

Если рассматривать энтальпию единицы объема, как $i = i(t, p)$ то можно показать, что

$$dH = C_p \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = c_p \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = \rho \frac{\partial h}{\partial \tau} d\tau dv, \quad (1.25)$$

где C_p – изобарная теплоемкость единицы объема, Дж/(м³·К); c_p – изобарная теплоемкость единицы массы, Дж/(кг·К).

После преобразований получим:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v, \quad (1.26)$$

или

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \vec{q} + q_v.$$

Соотношение (1.27) является дифференциальным уравнением энергии в самом общем виде для изобарического процесса переноса теплоты.

В твердых телах перенос теплоты осуществляется по закону Фурье $q = -\lambda \partial t / \partial x$ числовое значение разности c_p и c_v мало и можно принять $c_v = c_p = c$.

Напомним, что проекции вектора плотности теплового потока на координатные оси Ox , Oy , Oz определяются выражениями:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}.$$

Подставляя полученные выражения проекций вектора плотности теплового потока в уравнение и опуская индекс при c , получим:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} \left[\frac{\partial t}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial t}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial t}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) \right] + \frac{q_v}{c\rho}, \quad (1.27)$$

или

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t) + \frac{q_v}{c\rho}.$$

Выражение (1.28) называется дифференциальным уравнением теплопроводности. Оно устанавливает связь между временным и пространственным изменением температуры в любой точке тела, в котором происходит процесс теплопроводности.

Если принять теплофизические характеристики постоянными, что предполагалось при выводе уравнения, то (1.28) принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c\rho}. \quad (1.28)$$

В уравнении (1.29) можно обозначить

$$\frac{\lambda}{c\rho} = a \quad (1.29)$$

и

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \nabla^2 t, \quad (1.30)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – выражение оператора Лапласа в декартовой системе координат.

С учетом сказанного в общем виде уравнение (1.31) запишется следующим образом:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho}. \quad (1.31)$$

Коэффициент пропорциональности a , $\text{м}^2/\text{с}$, в уравнении (1.31) называется коэффициентом температуропроводности и является физическим параметром вещества. Он существует для нестационарных тепловых процессов и характеризует скорость изменения температуры. Если коэффициент теплопроводности характеризует способность тел проводить теплоту, то коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств тела. Из уравнения (1.31) следует, что изменение температуры во времени $\partial t / \partial \tau$ для любой точки пространства пропорционально величине a . Иначе говоря, скорость изменения температуры в любой точке тела будет тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности a . Поэтому при прочих равных условиях выравнивание температур во всех точках пространства будет происходить быстрее в том теле, которое обладает большим коэффициентом температуропроводности. Коэффициент температуропроводности зависит от природы вещества. Например, жидкости и газы обладают большой тепловой инерционностью и, следовательно, малым коэффициентом температуропроводности. Металлы обладают малой тепловой инерционностью, так как они имеют большой коэффициент температуропроводности.

1.5. Условия однозначности для процессов теплопроводности

Так как дифференциальное уравнение теплопроводности выведено на основе общих законов физики, то оно описывает явление теплопроводности в самом общем виде. Поэтому можно сказать, что полученное дифференциальное уравнение описывает целый класс явлений теплопроводности. Чтобы из бесчисленного количества выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его полное математиче-

ское описание, к дифференциальному уравнению необходимо присоединить математическое описание всех частных особенностей рассматриваемого процесса. Эти частные особенности, которые совместно с дифференциальным уравнением дают полное математическое описание конкретного процесса теплопроводности, называются условиями однозначности или краевыми условиями.

Условия однозначности включают в себя:

геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в которых протекает процесс;

физические условия, характеризующие физические свойства среды и тела;

временные (начальные) условия, характеризующие распределение температур в изучаемом теле в начальный момент времени;

граничные условия, характеризующие взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой.

Геометрическими условиями задаются форма и линейные размеры тела, в котором протекает процесс.

Граничные условия могут быть заданы несколькими способами.

а) граничные условия первого рода. При этом задается распределение температуры на поверхности тела для каждого момента времени:

$$t_c = f(x, y, z, \tau), \quad (1.32)$$

где t_c – температура на поверхности тела; x, y, z – координаты поверхности тела;

б) граничные условия второго рода. При этом задаются значения теплового потока для каждой точки поверхности тела и любого момента времени.

Аналитически это можно представить следующим образом:

$$q_n = f(x, y, z, \tau), \quad (1.33)$$

где q_n – плотность теплового потока на поверхности тела; x, y, z – координаты на поверхности тела.

В простейшем случае плотность теплового потока по поверхности и во времени остается постоянной:

$$q_n = q_0 = \text{const.} \quad (1.34)$$

Такой случай теплообмена имеет место, например, при нагревании различных металлических изделий в высокотемпературных печах.

в) Граничные условия третьего рода. При этом задаются температура окружающей среды $t_{ж}$ и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Граничное условие третьего рода характеризует закон теплообмена между поверхностью и окружающей средой в процессе охлаждения и нагревания тела. Для описания процесса теплообмена между поверхностью тела и средой используется закон Ньютона–Рихмана.

Процесс теплообмена между поверхностью тела и средой относится к очень сложным процессам и зависит от большого количества параметров. Подробно эти вопросы будут рассмотрены во второй и третьей частях учебника.

Согласно закону Ньютона–Рихмана количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела t_c , и окружающей среды $t_{ж}$ ($t_c > t_{ж}$):

$$q = \alpha(t_c - t_{ж}), \quad (1.35)$$

где α – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплоотдачи, Вт/(м²·К).

Коэффициент теплоотдачи характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому (или воспринимаемому) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному градусу.

Согласно закону сохранения энергии количество теплоты, которое отводится с единицы поверхности в единицу времени вследствие теплоотдачи, должно равняться теплоте, подводимой к единице поверхности в единицу времени вследствие теплопроводности из внутренних объемов тела, т. е.

$$\alpha(t_c - t_{жс}) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_c, \quad (1.36)$$

где n – нормаль к поверхности тела; индекс «с» указывает на то, что температура и градиент относятся к поверхности тела (при $n = 0$).

Окончательно граничное условие третьего рода можно записать в виде

$$(Pr_{жс}/Pr_c) \approx 1. \quad (1.37)$$

Коэффициент теплоотдачи зависит от большого числа факторов. Однако во многих случаях коэффициент теплоотдачи можно считать неизменным, поэтому мы будем в дальнейшем при решении задач теплопроводности принимать величину α постоянной.

г) Граничные условия четвертого рода характеризуют условия теплообмена системы тел или тела с окружающей средой по закону теплопроводности. Предполагается, что между телами осуществляется идеальный контакт (температуры соприкасающихся поверхностей одинаковы).

ГЛАВА 2 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Понятие конвективного теплообмена охватывает процесс теплообмена при движении жидкости или газа. При этом перенос теплоты осуществляется одновременно конвекцией и теплопроводностью. Под конвекцией теплоты понимают перенос теплоты при перемещении макрочастиц жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область с другой. Конвекция возможна только в текучей среде, здесь перенос теплоты неразрывно связан с переносом самой среды.

Если в единицу времени через единицу контрольной поверхности нормально к ней проходит масса жидкости $\rho\vec{\omega}$, кг/(м²·с), где $\vec{\omega}$ – скорость, ρ – плотность жидкости, то вместе с ней переносится энтальпия, Дж/(м²·с):

$$\vec{q}_{\text{конв}} = \rho\vec{\omega}h \quad (2.1)$$

Конвекция теплоты всегда сопровождается теплопроводностью, так как при движении жидкости или газа неизбежно происходит соприкосновение отдельных частиц, имеющих различные температуры. В результате конвективный теплообмен описывают уравнением:

$$\vec{q} = \vec{q}_{\text{тпр}} + \vec{q}_{\text{конв}} = -\lambda\nabla t + \rho\vec{\omega}h. \quad (2.2)$$

Здесь \vec{q} является локальным (местным) значением плотности теплового потока за счет конвективного теплообмена. Первый член правой части уравнения (2.2) описывает перенос теплоты теплопроводностью, второй – конвекцией.

Конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью соприкасающегося с ним тела называется конвективной теплоотдачей или теплоотдачей. Очень часто в инженерных расчетах определяют теплоотдачу; при этом знание конвективного теплообмена внутри жидкой среды может представить косвенный интерес, поскольку перенос теплоты внутри жидкости отражается и на теплоотдаче.

При расчетах теплоотдачи используют закон Ньютона – Рихмана:

$$dQ_c = \alpha(t_c - t_{жс})dF. \quad (2.3)$$

Согласно закону Ньютона – Рихмана тепловой поток dQ_c , Вт, от жидкости к элементу поверхности соприкасающегося тела dF (или от dF к жидкости) прямо пропорционален dF и разности температур $\Delta t = t_c - t_{жс}$, где t_c – температура поверхности тела, $t_{жс}$ – температура окружающей жидкой или газообразной среды.

Разность температур $t_c - t_{жс}$, называют температурным напором.

Коэффициент пропорциональности α , входящий в уравнение (2.3), называется коэффициентом теплоотдачи. Он учитывает конкретные условия процесса теплоотдачи, влияющие на его интенсивность.

Согласно уравнению (2.3)

$$\alpha = \frac{dQ_c}{(t_c - t_{жс})dF} = \frac{q_c}{t_c - t_{жс}}. \quad (2.4)$$

Это тождество следует рассматривать как определение коэффициента теплоотдачи, который измеряется в Вт/(м²·К).

Таким образом, коэффициент теплоотдачи есть плотность теплового потока q_c на границе жидкости (газа) и соприкасающегося тела, отнесенная к разности температур поверхности этого тела и окружающей среды.

В общем случае коэффициент теплоотдачи переменен по поверхности F . Если α и Δt не изменяются по F , то закон Ньютона – Рихмана может быть записан следующим образом:

$$Q_c = \alpha(t_c - t_{жс})F. \quad (2.5)$$

Коэффициент теплоотдачи зависит от большого количества факторов. В общем случае α является функцией формы и размеров тела, режима движения, скорости и температуры жидкости, физических параметров жидкости и других величин. По-разному протекает процесс теплоотдачи в зависимости от природы возникновения движения жидкости.

Чтобы привести жидкость в движение, к ней необходимо приложить силу. Силы, действующие на какой-либо элемент жидкости,

можно разделить на массовые (или объемные) и поверхностные. Массовыми называют силы, приложенные ко всем частицам жидкости и обусловленные внешними силовыми полями (например, гравитационным или электрическим). Поверхностные силы возникают вследствие действия окружающей жидкости или твердых тел; они приложены к поверхности контрольного объема жидкости. Такими силами являются силы внешнего давления и силы трения.

Различают свободную и вынужденную конвекцию. В первом случае движение в рассматриваемом объеме жидкости возникает за счет неоднородности в нем массовых сил. Если жидкость с неоднородным распределением температуры, и, как следствие, с неоднородным распределением плотности, находится в поле земного тяготения, может возникнуть свободное гравитационное движение. В дальнейшем в основном будет рассматриваться гравитационная свободная конвекция, вызванная неоднородностью температурного поля.

Вынужденное движение рассматриваемого объема жидкости происходит под действием внешних поверхностных сил, приложенных на его границах за счет предварительно сообщенной кинетической энергии (например, за счет работы насоса, вентилятора, ветра). Как вынужденное рассматривается и течение изучаемого объема жидкости под действием однородного в нем поля массовых сил. Иллюстрацией последнего может являться течение изотермической пленки жидкости по стенке под действием сил тяжести.

Вынужденное движение в общем случае может сопровождаться свободным движением. Относительное влияние последнего тем больше, чем больше разница температур отдельных частиц среды и чем меньше скорость вынужденного движения. При больших скоростях вынужденного движения влияние свободной конвекции становится пренебрежимо малым.

ГЛАВА 3 ПОДОБИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССООБМЕНА

3.1. Общие положения

Конвективный теплообмен описывается системой дифференциальных уравнений и условиями однозначности с большим количеством переменных. Попытки аналитического решения полной системы уравнений наталкиваются на серьезные трудности. Поэтому большое значение приобретает экспериментальный путь исследования. С помощью эксперимента для определенных значений аргументов можно получить числовые значения искомых переменных и затем подобрать уравнения, описывающие результаты опытов. Однако при изучении столь сложного процесса, как конвективный теплообмен, не всегда легко проводить и опытное исследование.

Для исследования влияния на процесс какой-либо одной величины остальные нужно сохранять неизменными, что не всегда возможно или затруднительно из-за большого количества переменных. Кроме того, при этом нужно быть уверенным, что результаты, получаемые с помощью какой-либо конкретной установки (модели), можно перенести и на другие аналогичные процессы (образец). Эти трудности помогает разрешить теория подобия. С помощью теории подобия размерные физические величины можно объединить в безразмерные комплексы, причем так, что число комплексов будет меньше числа величин, из которых составлены эти комплексы. Полученные безразмерные комплексы можно рассматривать как новые переменные.

При введении в уравнения безразмерных комплексов число величин под знаком искомой функции формально сокращается, что упрощает исследование физических процессов. Кроме того, новые безразмерные переменные отражают влияние не только отдельных факторов, но и их совокупности, что позволяет легче определить физические связи в исследуемом процессе.

Теория подобия устанавливает также условия, при которых результаты лабораторных исследований можно распространить на другие явления, подобные рассматриваемому. Ввиду этого теория подобия, прежде всего, является теоретической базой эксперимента, но не только. Теория подобия является важным подспорьем теоретических исследований. Хотя методами теории подобия вид искомой функции

не может быть определен, эта теория облегчает в ряде случаев анализ процесса и описание полученных результатов.

3.2. Безразмерные переменные (числа подобия) и уравнения подобия

Безразмерные комплексы, состоящие из разнородных физических величин, называются числами подобия, им присвоены имена ученых, внесших значительный вклад в развитие гидродинамики или теплопередачи.

Первый из этих безразмерных комплексов обозначают:

$$Nu \equiv \frac{\alpha l_0}{\lambda} \quad (3.1)$$

и называют числом Нуссельта или безразмерным коэффициентом теплоотдачи. Число Нуссельта характеризует теплообмен на границе стенка – жидкость.

Несмотря на внешнее сходство с числом Био, рассмотренным при изучении теплопроводности, число Нуссельта существенно отличается от него. В число Bi входит коэффициент теплопроводности твёрдого тела; в число Nu – коэффициент теплопроводности жидкости. Кроме того, в число Био коэффициент теплоотдачи вводится как величина, заданная в условиях однозначности, мы же рассматриваем коэффициент теплоотдачи, входящий в Nu , как величину искомую.

Безразмерный комплекс

$$Re \equiv \frac{w_0 l_0}{\nu} \quad (3.2)$$

называют числом Рейнольдса. Оно характеризует соотношение сил инерции и сил вязкости.

Третий безразмерный комплекс обозначают

$$Pe \equiv \frac{w_0 l_0}{a} \quad (3.3)$$

и называют числом Пекле. Его можно преобразовать следующим образом:

$$\frac{w_0 l_0}{a} = \frac{\rho c_p w_0 \vartheta}{\frac{\lambda}{l_0} \vartheta};$$

здесь числитель характеризует теплоту, переносимую конвекцией, а знаменатель – теплоту, переносимую теплопроводностью.

Безразмерный комплекс

$$Gr \equiv \frac{g \beta \vartheta_c l_0^3}{\nu^2} \quad (3.4)$$

называют числом Грасгофа. Оно характеризует подъемную силу, возникающую в жидкости вследствие разности плотностей.

Число Архимеда:

$$Ar = \frac{g l_0^3}{\nu^2} \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0}. \quad (3.5)$$

В случае однородной среды при условии $\beta = const$ число Архимеда идентично числу Gr .

Безразмерный комплекс

$$Eu = \frac{p - p_0}{\rho w^2} \quad (3.6)$$

называют числом Эйлера. Это число характеризует соотношение сил давления и сил инерции.

Безразмерная величина $Pr \equiv \nu / a$ представляет собой переменную, называемую числом Прандтля. Число Прандтля целиком составлено из физических параметров, и поэтому и само является физическим параметром. Его можно записать и в виде

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda}. \quad (3.7)$$

Число Pr газов практически не зависит ни от температуры, ни от давления и для данного газа является величиной постоянной, определяемой атомностью газа.

В соответствии с кинетической теорией газов число Pr имеет следующие значения:

Для одноатомных газов.....0,67

Для двухатомных газов.....0,72

Для трехатомных газов.....0,8

Для четырехатомных и более газов.....1

Действительные значения числа Pr реальных газов несколько отличаются от указанных значений.

Числа Pr тяжелых и щелочных жидких металлов, применяемых в качестве теплоносителей, изменяются в пределах $Pr \approx 0,005 \div 0,05$. Малые значения числа Pr жидких металлов объясняются высокой теплопроводностью последних.

В зависимости от значения числа Pr жидкости делят на три группы: жидкости с числами $Pr \ll 1$ (жидкие металлы), теплоносители с $Pr \approx 1$ (неметаллические капельные жидкости при больших температурах и газы), жидкости с числами $Pr > 1$ (неметаллические капельные жидкости).

3.3. Условия подобия физических процессов

Проведенный анализ системы безразмерных дифференциальных уравнений и условий однозначности делает более понятными общие условия подобия физических процессов, сформулированные ниже в виде трех правил:

1. *Подобные процессы должны быть качественно одинаковыми, т. е. они должны иметь одинаковую физическую природу и описываться одинаковыми по форме записи дифференциальными уравнениями.*

2. *Условия однозначности подобных процессов должны быть одинаковыми во всем, кроме числовых значений размерных постоянных, содержащихся в этих условиях.*

3. *Одноименные определяющие безразмерные переменные подобных процессов должны иметь одинаковое числовое значение.*

Сформулированные условия являются определением подобия физических процессов.

ГЛАВА 4 ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ПОПЕРЕЧНОМ ОМЫВАНИИ ТРУБ И ПУЧКОВ ТРУБ

Для простоты будем полагать, что плоская поверхность омывается потоком несжимаемой жидкости, скорость и температура которой за пределами гидродинамического и теплового пограничных слоев постоянны и равны соответственно w_0 и t_0 .

Поток направлен вдоль пластины, температура поверхности тела во времени не изменяется. Внутренние источники теплоты в жидкости отсутствуют, теплота трения пренебрежимо мала.

4.1. Теплоотдача при ламинарном пограничном слое

Определим коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\vartheta_0} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{k}. \quad (4.1)$$

Следовательно, коэффициент теплоотдачи обратно пропорционален толщине пограничного слоя.

Уравнение (4.1) можно привести к безразмерному виду:

$$Nu_x = 0,33 \sqrt{\text{Re}} \sqrt[3]{\text{Pr}}; \quad (4.2)$$

здесь $Nu_x = \frac{\alpha x}{\lambda} = \frac{\alpha l}{\lambda} \frac{x}{l} = Nu_l X$; $\text{Re}_x = \frac{w_0 x}{\nu} = \frac{w_0 l}{\nu} \frac{x}{l} = \text{Re}_l X$;

$\text{Pr} = \nu / a$; l – длина пластины вдоль потока.

Уравнение (4.2) можно записать следующим образом:

$$Nu_l = 0,33 X^{-0,5} \text{Re}_l^{0,5} \text{Pr}^{1/3}. \quad (4.3)$$

Формула (4.3) получена при условии, что температура поверхности пластины постоянна, физические параметры жидкости не зависят от температуры и в начале пластины нет необогреваемого участка. Как показывают опыт и теория, неучет этих фактов может привести к значительным ошибкам.

Зависимости физических параметров от температуры неодинаковы у различных жидкостей. В результате коэффициент теплоотдачи капельных жидкостей зависит от рода жидкости, ее температуры, направления теплового потока и температурного напора.

Влияние указанных факторов на теплоотдачу является следствием переменности температуры в тепловом пограничном слое и соответствующего изменения физических параметров, являющихся функциями температуры. Особенно существенное влияние оказывает изменение вязкости.

При охлаждении жидкости ее температура у стенки меньше, чем при нагревании, и, следовательно, вязкость больше. В результате увеличения вязкости происходит замедление течения. Подобие полей температур и скоростей нарушается.

Физические параметры капельных жидкостей более сложно и по-разному зависят от температуры. В настоящее время теория еще не может дать какого-либо общего, единообразного учета влияния переменности физических параметров на теплоотдачу капельных жидкостей.

Опытным путем установлено, что зависимость теплоотдачи капельных жидкостей от направления теплового потока и температурного напора можно приближенно учитывать путем введения в уравнение подобия дополнительного множителя $(Pr_{жс}/Pr_c)^{0,25}$, где индексы «ж» и «с» обозначают, что соответствующие значения числа Pr выбираются по температуре жидкости вдали от тела и по температуре стенки. Эта поправка, прежде всего, учитывает влияние на теплообмен изменения вязкости жидкости.

4.2. Переход ламинарного течения в турбулентное

Переход ламинарного течения в турбулентное происходит на некотором участке (рис. 4.1). Течение на этом участке имеет нестабильный характер и называется переходным.

Законы теплообмена при ламинарном и турбулентном режимах различны, поэтому определение их границ имеет большое значение.

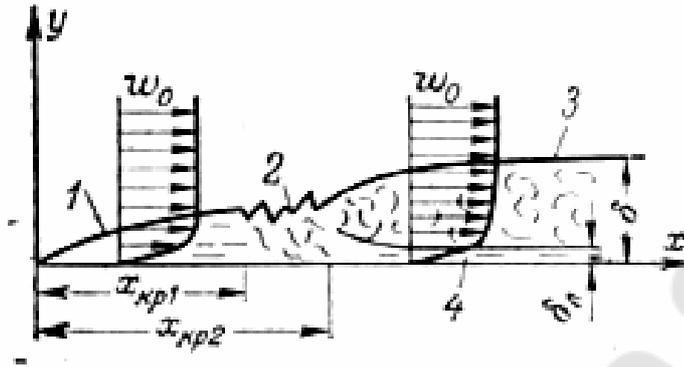


Рис. 4.1. Схема пограничного слоя

Течение в переходной области не является стабильным. Турбулентность появляется в некоторой части пограничного слоя, затем турбулентно текущая жидкость уносится потоком. Смена ламинарных и турбулентных состояний течения происходит через неравномерные промежутки времени. Такое перемежающееся течение характеризуют коэффициентом перемежаемости ω . Коэффициент перемежаемости указывает, какую долю некоторого промежутка времени в определенной области жидкости существует турбулентное течение. Следовательно, коэффициент $\omega = 1$ означает, что течение все время турбулентное, а коэффициент $\omega = 0$ показывает, что течение все время ламинарное.

При достаточно удобообтекаемой передней кромке пластины можно принять, что

$$Re_{кр1} \approx Re_{кр2} \approx Re_{кр} \approx 10^5.$$

4.3. Теплоотдача при турбулентном пограничном слое

Необходимо учесть силы вязкости, которые должны быть велики непосредственно у стенки. Слой жидкости у стенки, в котором преобладают силы вязкости и который является составной частью турбулентного пограничного слоя, называют вязким подслоем (или ламинарным подслоем). Учитывая только силы вязкости, уравнение движения можно записать в виде $d^2 \overline{w_x} / dy^2 = 0$, откуда следует, что $d\overline{w_x} / dy = const = c_1$ и $\overline{w_x} = c_1 y + c_2$, т. е. в вязком подслое имеет ме-

сто линейное изменение скорости. Таким образом, в данном случае $s = s_c = \mu d\overline{w_x}/dy = const$. Отсюда:

$$s_c = \mu \frac{w_\Gamma}{\delta_\Pi} = \rho w_*^2, \quad (4.4)$$

здесь δ_Π – толщина вязкого подслоя; $w_\Gamma = \overline{w_x}(\delta_\Pi)$ – скорость на внешней границе вязкого подслоя.

$$\delta_\Pi = \nu w_\Gamma / w_*^2.$$

Определим постоянную интегрирования c из условия, что при $y = \delta_\Pi = \nu w_\Gamma / w_*^2$. $w_x = \overline{w_x}(\delta_\Pi) = w_\Gamma$. Получим:

$$c = \frac{w_\Gamma}{w_*} - \frac{1}{x} \ln \delta_\Pi = \frac{w_\Gamma}{w_*} - \frac{1}{x} \ln \frac{\nu w_\Gamma}{w_*^2}.$$

Подставляя значение c , после некоторых преобразований (учитываем, что разность логарифмов равна логарифму частного):

$$\overline{W}^+ = \frac{\overline{w_x}}{w_*} = \frac{1}{x} \ln y_* + \eta. \quad (4.5)$$

Формулу (4.5) называют *универсальным логарифмическим распределением осредненной скорости в пристенной области турбулентного потока*.

ГЛАВА 5 ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии излучающего тела путем электромагнитных волн. Электромагнитными волнами называют электромагнитные возмущения, исходящие из излучаемого тела и распространяющиеся в вакууме со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. При поглощении электромагнитных волн какими-либо другими телами они вновь превращаются в энергию теплового движения молекул. Возбудителями электромагнитных волн являются заряженные материальные частицы, т. е. электроны и ионы, входящие в состав вещества. При этом колебания ионов соответствуют излучению низкой частоты; излучение, обусловленное движением электронов, может иметь высокую частоту, если они входят в состав атомов и молекул и удерживаются около своего равновесия значительными силами.

Помимо волновых свойств излучение обладает также и корпускулярными свойствами. Корпускулярные свойства состоят в том, что лучистая энергия испускается и поглощается веществами не непрерывно, а отдельными дискретными порциями – квантами света или фотонами. Испускаемый фотон – частица материи, обладающая энергией, количеством движения и электромагнитной массой. Поэтому тепловое излучение можно рассматривать как фотонный газ.

Прохождение фотонов через вещество есть процесс поглощения и последующего испускания энергии фотонов атомами и молекулами этого вещества. Таким образом, излучение имеет двойственный характер, так как обладает свойствами непрерывности поля электромагнитных волн и свойствами дискретности, типичными для фотонов. Синтезом обоих свойств является представление, согласно которому энергия и импульсы сосредоточиваются в фотонах, а вероятность нахождения их в том или ином месте пространства – в волнах. Соответственно этому излучение характеризуется длиной волны (λ) или частотой колебаний ($\nu = c / \lambda$). Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу и различаются лишь длиной волны.

Количественное различие в длине электромагнитных волн приводит к тому, что общие стороны явлений для разных длин волн проявляются с различной отчетливостью. Так, квантовые (корпускулярные) свойства проявляются наиболее отчетливо в коротковолно-

вом излучении. Наоборот, характерные волновые свойства наиболее отчетливо наблюдаются у радиоволн.

Интенсивность излучения зависит от природы тела, его температуры, длины волны, состояния поверхности, а для газов – еще от толщины слоя и давления. Твердые и жидкие тела имеют значительные поглощательную и излучательную способности. Вследствие этого в процессах лучистого теплообмена участвуют лишь тонкие поверхностные слои: для непроводников тепла они составляют около 1 мм; для проводников тепла – 1 мкм. Поэтому в этих случаях тепловое излучение приближенно можно рассматривать как поверхностное явление. Полупрозрачные тела (плавленый кварц, стекло, оптическая керамика и др., газы и пары) характеризуются объемным характером излучения, в котором участвуют все частицы объема вещества. Излучение всех тел зависит от температуры. С увеличением температуры тела его энергия излучения увеличивается, так как увеличивается внутренняя энергия тела. При этом изменяется не только абсолютная величина этой энергии, но и спектральный состав. При увеличении температуры повышается интенсивность коротковолнового излучения и уменьшается интенсивность длинноволнового излучения. В процессах излучения зависимость от температуры значительно большая, чем в процессах теплопроводности и конвекции. Вследствие этого при высоких температурах основным видом переноса может быть тепловое излучение.

5.1. Виды лучистых потоков. Вектор излучения

Поверхностное (полусферическое) излучение. Тело излучает энергию в виде непрерывного (сплошного) или прерывистого спектра по длинам волн.

Энергия излучения, испускаемая произвольной поверхностью в единицу времени по всевозможным направлениям полупространства и соответствующая узкому интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется потоком монохроматического, спектрального или однородного излучения (Q_λ). Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется интегральным или полным потоком излучения (Q).

Интегральный поток, испускаемый с единицы поверхности, носит название поверхностной плотности потока интегрального излучения:

$$E = \frac{dQ}{dF}, \quad (5.1)$$

где dQ – лучистый поток, испускаемый элементарной площадкой dF , Вт.

Лучистый поток со всей поверхности выразится интегралом

$$Q = \int_F E dF. \quad (5.2)$$

Если плотность потока интегрального излучения для всех элементов поверхности излучающего тела одинакова, то зависимость (5.2) переходит в соотношение

$$Q = EF. \quad (5.3)$$

Отношение плотности лучистого потока, испускаемого в бесконечном малом интервале длин волн, к величине этого интервала длин волн называется спектральной плотностью потока излучения:

$$E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}. \quad (5.4)$$

К очень важным понятиям теории излучения относится интенсивность (яркость) излучения.

Излучение, которое определяется природой данного тела и его температурой, называется собственным излучением (Q, F).

Обычно тело участвует в лучистом теплообмене с другими телами. Энергия излучения других тел, попадая на поверхность данного тела извне, частично поглощается, частично отражается, а часть ее проходит сквозь тело. Количество лучистой энергии, падающее на данное тело в поле излучения, обозначается через $Q_{\text{пад}}$, или $E_{\text{пад}}$. Часть падающей энергии излучения, поглощенной данным телом, на-

зывается потоком поглощенного излучения ($Q_{\text{погл}}, E_{\text{погл}}$). При поглощении лучистая энергия вновь превращается во внутреннюю энергию.

Плотность потока поглощающей лучистой энергии $E_{\text{погл}}$, Вт/м²:

$$E_{\text{погл}} = AE_{\text{пад}}. \quad (5.5)$$

Здесь A – интегральная поглощательная способность тела.

Тела, которые поглощают всю падающую на них энергию, называются абсолютно черными ($A=1$). Такое тело воспринимается зрением как черное тело; отсюда происходит название абсолютно черного тела. Если поверхность поглощает все лучи, кроме световых, она не кажется черной, хотя по лучистым свойствам она может быть близка к абсолютно черному телу, поскольку имеет высокую поглощательную способность (например, лед и снег $A=0,95 \div 0,98$).

Тела, для которых спектральная поглощательная способность не зависит от длины волны, называются серыми телами. Для серых тел $A_{\lambda} = \text{const} \leq 1$, так как серые тела поглощают не всю падающую на них лучистую энергию. Часть падающей энергии будет отражаться или пропускаться (проходить) через массу этих тел.

Часть падающей энергии, которую поверхность данного тела отражает обратно окружающим его телам, носит название потока отраженного излучения. Плотность потока отраженного излучения $E_{\text{отр}}$, Вт/м², равна:

$$E_{\text{отр}} = RE_{\text{пад}}, \quad (5.6)$$

где R – интегральная отражательная способность тела. Если процессы отражения от поверхности подчиняются законам геометрической оптики и $R=1$, то поверхность тела называют зеркальной (блестящей); при идеально диффузном отражении ее называют абсолютно белой. При идеально диффузном (изотропном) отражении энергия отражается телом равномерно по всем направлениям независимо от направления падающего на поверхность излучения.

Часть падающей энергии излучения, проходящая сквозь тело, называется плотностью потока пропускаемого излучения $E_{\text{проп}}$, Вт/м²:

$$E_{\text{проп}} = DE_{\text{над}}, \quad (5.7)$$

где D – интегральная пропускательная способность тела. Тела, имеющие интегральную пропускательную способность, равную единице, называются прозрачными или диатермичными (тонкие слои сухого воздуха, слои одноатомных газов).

Тела, характеризующиеся величиной $0 \leq D \leq 1$, называют полупрозрачными (стекло, кварц, сапфир). Для многих твердых и жидких тел интегральная пропускательная способность принимается равной нулю, так как они практически являются непрозрачными.

Совместные процессы взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения в системах различных тел называются лучистым теплообменом, причем тела, входящие в данную излучающую систему, могут иметь одинаковую температуру.

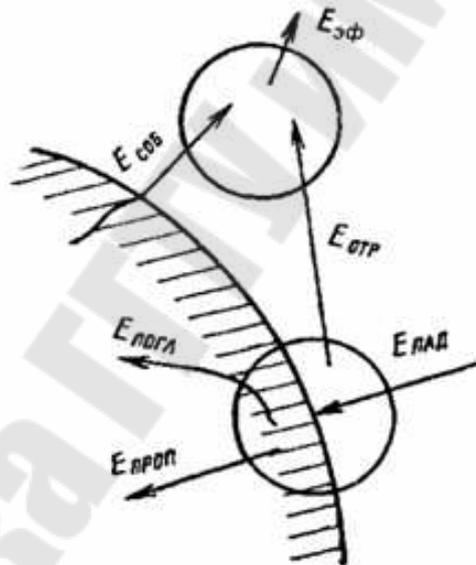


Рис. 5.1. Классификация потоков излучения

Для тела, участвующего в лучистом теплообмене с другими телами, согласно закону сохранения энергии можно составить следующие уравнения теплового баланса (рис. 5.1):

$$E_{\text{над}} = E_{\text{погл}} + E_{\text{отр}} + E_{\text{проп}}, \quad (5.8)$$

или $A + R + D = 1$, если зависимость (5.8) поделить на $E_{\text{над}}$, и учесть предыдущие соотношения.

Суммарная величина плотностей потоков собственного и отраженного излучения, испускаемого поверхностью данного тела, называется плотностью эффективного излучения (рис. 5.1):

$$E_{\text{эф}} = E + E_{\text{отр}} = E + RE_{\text{пад}}. \quad (5.9)$$

Эффективное излучение зависит не только от физических свойств и температуры данного тела, но и от физических свойств и температуры окружающих его тел. Кроме того, оно зависит от формы, размеров и относительного расположения тел в пространстве.

ГЛАВА 6 МАССООБМЕН

В природе и технике многие процессы теплообмена сопровождаются переносом массы одного компонента относительно массы другого. Согласно У. Гиббсу компонентами называют вещества, наименьшее число которых достаточно для образования всех фаз, т.е. гомогенных частей данной системы.

Диффузией называют самопроизвольный процесс, стремящийся к установлению внутри фаз равновесного распределения концентраций. В однородной по температурам и давлениям смеси процесс диффузии направлен к выравниванию концентраций в системе; при этом происходит перенос вещества из области с большей в область с меньшей концентрацией.

Диффузия характеризуется потоком массы компонента, т.е. количеством вещества, проходящим в единицу времени через данную поверхность в направлении нормали к ней. Поток массы обозначим через J ; его единица измерения – килограмм в секунду.

Плотностью потока массы j называют поток массы, проходящей через единицу поверхности:

$$j = \frac{dJ}{dF}. \quad (6.1)$$

Отсюда

$$J = \int_F j dF$$

В однородной по температуре и давлению макроскопически неподвижной двухкомпонентной смеси плотность потока массы одного из компонентов за счет молекулярной диффузии определяется законом Фика:

$$j_{\kappa \delta i} = -D \frac{\partial \rho_i}{\partial n}. \quad (6.2)$$

или

$$j_{\kappa \delta i} = -\rho D \frac{\partial m_i}{\partial n}; \quad (6.3)$$

здесь ρ_i – местная концентрация данного вещества (компонента), равная отношению массы компонента к объему смеси, кг/м³; $m_i = \rho_i / \rho$ – относительная массовая концентрация i -го компонента; ρ – плотность смеси; D – коэффициент молекулярной диффузии одного компонента относительно другого, м²/с (обычно D кратко называют коэффициентом диффузии); n – направление нормали к поверхности одинаковой концентрации данного вещества; $\partial \rho_i / \partial n$, $\partial m_i / \partial n$ – градиенты концентрации (относительной концентрации); они всегда направлены в сторону возрастания концентрации.

Диффузию, описываемую законом Фика, называют *концентрационной диффузией*.

Как следует из кинетической теории газов, коэффициент диффузии возрастает с увеличением температуры и уменьшается с ростом давления. Коэффициент диффузии несколько зависит и от пропорций смеси; эта зависимость слаба, если концентрация рассматриваемого компонента мала; в технических расчетах этой зависимостью большей частью пренебрегают.

Если температура смеси переменна, то возникает так называемая *термическая диффузия* (эффект Соре). Из кинетической теории газов следует, что если массы молекул двух компонентов различны, то за счет термодиффузии более тяжелые молекулы большей частью стремятся перейти в холодные области; если же массы молекул одинаковы, то в холодные области стремятся перейти более крупные молекулы. При определенных условиях направление термодиффузии может изменяться. Например, в ионизированном газе более тяжелые молекулы (или ионы) будут стремиться перейти в более теплые области.

Термодиффузия приводит к образованию градиента концентрации. Этому препятствует процесс концентрационной диффузии, стремящейся выровнять состав. В результате с течением времени может установиться стационарное состояние, при котором уравниваются противоположные влияния термодиффузии и концентрационной диффузии.

Следствием молекулярного диффузионного переноса тепла является так называемый *диффузионный термоэффект* (эффект Дюфо), представляющий собой возникновение разности температур в результате диффузионного перемещения двух газов, первоначально

имевших одинаковую температуру. Диффузионный термоэффект – явление, обратное термодиффузии.

Если в смеси имеет место градиент полного давления, то может возникнуть диффузия за счет неоднородности давления. Этот вид диффузии называют *бародиффузией*. При бародиффузии тяжелые молекулы стремятся перейти в область повышенного, а легкие – в область пониженного давления. Как и термодиффузия, бародиффузия сопровождается и обычным переносом массы, вызванным разностью концентрации. Диффузия от неоднородности давления происходит, например, в газе, вращающемся вокруг оси; в этом случае тяжелые молекулы стремятся перейти в области, наиболее удаленные от центра.

С учетом концентрационной диффузии, термодиффузии и бародиффузии плотность потока массы i -го компонента за счет молекулярного переноса описывается следующим уравнением:

$$\vec{j}_{\text{мд}i} = -\rho \left(D \nabla m_i + \frac{D_T}{T} \nabla t + \frac{D_\delta}{T} \nabla p \right); \quad (6.4)$$

здесь $D_T = k_T D$ – коэффициент термодиффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; $D_\delta = k_\delta D$ – коэффициент бародиффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; p – давление смеси.

Коэффициент $k_T = D_T / D$, называется термодиффузионным отношением, он безразмерен; $k_\delta = D_\delta / D$ – бародиффузионное отношение.

Таким образом, суммарный перенос массы какого-либо компонента путем молекулярной диффузии является следствием концентрационной диффузии, термической диффузии и бародиффузии.

ТЕМА 7 ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

7.1. Классификация теплообменных аппаратов

Теплообменники – это устройства, в которых теплота переходит от одной среды к другой.

По принципу действия теплообменные аппараты могут быть разделены на рекуперативные, регенеративные и смесительные. Выделяются еще теплообменные устройства, в которых нагрев или охлаждение теплоносителя осуществляется за счет внутренних источников тепла.

Рекуперативные теплообменные аппараты представляют собой устройства, в которых две жидкости с различными температурами текут в пространстве, разделенном твердой стенкой. Теплообмен происходит за счет конвекции и теплопроводности стенки, а если хоть одна из жидкостей является излучающим газом, то и за счет теплового излучения. Примером таких аппаратов являются парогенераторы, подогреватели, конденсаторы, выпарные аппараты и др.

Регенераторы – такие теплообменные аппараты, в которых одна и та же поверхность нагрева через определенные промежутки времени омывается то горячей, то холодной жидкостью. Сначала поверхность регенератора отбирает теплоту от горячей жидкости и нагревается, затем поверхность регенератора отдает энергию холодной жидкости. Таким образом, в регенераторах теплообмен всегда происходит в нестационарных условиях, тогда как рекуперативные теплообменные аппараты большей частью работают в стационарном режиме. Типичным примером регенеративных аппаратов являются воздухоподогреватели мартеновских и доменных печей.

Так как в регенеративных и рекуперативных аппаратах процесс передачи теплоты неизбежно связан с поверхностью твердого тела, то их еще называют *поверхностными*.

В *смесительных* аппаратах теплопередача осуществляется при непосредственном контакте и смешении горячей и холодной жидкостей. Типичным примером таких теплообменников являются градирни тепловых электрических станций. В градирнях вода охлаждается атмосферным воздухом. Воздух непосредственно соприкасается с водой и перемешивается с паром, возникающим из-за частичного испарения воды. В этом процессе объединяются тепло- и массообмен.

В теплообменниках с внутренними источниками энергии применяются не два, как обычно, а один теплоноситель, который отводит теплоту, выделенную в самом аппарате. Примером таких аппаратов могут служить ядерные реакторы, электронагреватели и другие устройства.

7.2. Основные положения и уравнения теплового расчета

Тепловые расчеты теплообменных аппаратов могут быть проектными и поверочными.

Проектные (конструктивные) тепловые расчеты выполняются при проектировании новых аппаратов, целью расчета является определение поверхности теплообмена.

Поверочные тепловые расчеты выполняются в случае, если известна поверхность нагрева теплообменного аппарата и требуется определить количество переданного тепла и конечные температуры рабочих жидкостей. Тепловой расчет теплообменных аппаратов сводится к совместному решению уравнений теплового баланса и теплопередачи. Эти два уравнения лежат в основе любого теплового расчета.

Уравнения теплового баланса и теплопередачи, будучи едиными по существу, различны в деталях в зависимости от типа рассматриваемого теплообменника (рекуперативный, регенеративный или смешительный). Ниже названные уравнения приводятся для рекуперативных теплообменников.

Уравнение теплового баланса. Изменение энтальпии теплоносителя вследствие теплообмена определяется соотношением

$$dQ = Gdh, \quad (7.1)$$

где G – расход массы, кг/с; h – удельная энтальпия, Дж/кг; dQ – измеряется в Дж/с или Вт.

Если теплота первичного (горячего) теплоносителя воспринимается вторичным (холодным), то уравнение теплового баланса без учета потерь теплоты запишется как

$$dQ = -G_1dh_1 = G_2dh_2, \quad (7.2)$$

или для конечного изменения энтальпии

$$Q = G_1(h'_1 - h''_1) = G_2(h''_2 - h'_2); \quad (7.3)$$

здесь и в дальнейшем индекс «1» означает, что данная величина отнесена к горячей жидкости, а индекс «2» – к холодной. Обозначение (') соответствует данной величине на входе в теплообменник, (") – на выходе.

Полагая, что $c_p = const$ и $dh = c_p dt$, предыдущие уравнения можно записать так:

$$dQ = Gc_p dt; \quad (7.4)$$

$$Q = Gc_p (t'' - t'); \quad (7.5)$$

$$Q = G_1c_{p1}(t'_1 - t''_1) = G_2c_{p2}(t''_2 - t'_2). \quad (7.6)$$

Уравнение теплопередачи служит чаще всего для определения поверхности теплообмена и записывается как

$$Q = k(t_1 - t_2)F, \quad (7.7)$$

где k – коэффициент теплопередачи; t_1 и t_2 – соответственно температуры первичного и вторичного теплоносителей; F – величина поверхности теплопередачи; Q измеряется в ваттах.

При конструктивном расчете теплообменных устройств тепловая производительность Q , Вт, задается; требуется определить величину поверхности теплообмена F . Последняя найдется из уравнения (8.7)

$$F = \frac{Q}{k \Delta t}. \quad (7.8)$$

Для плоской стенки коэффициент теплопередачи, измеряемый в Вт/(м²·К), находится из уравнения

$$\bar{k} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (7.9)$$

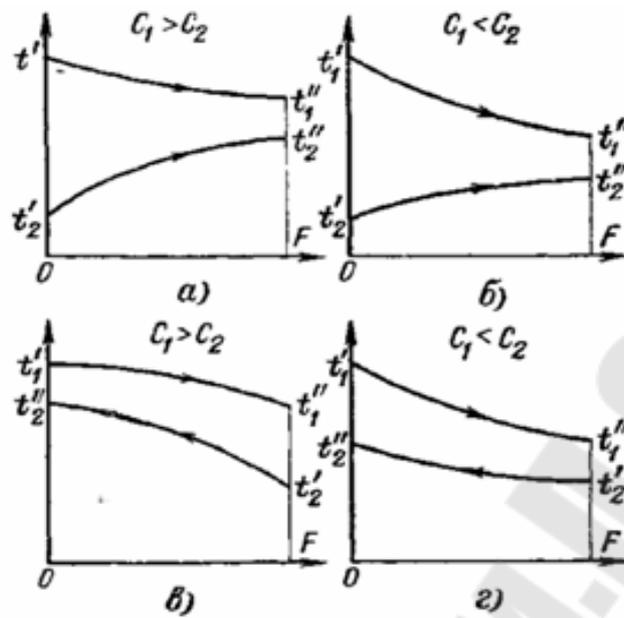


Рис. 8.1. Характер изменения температуры теплоносителей при прямотоке и противотоке

При рассмотрении характера изменения температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена могут быть случаи, когда изменяются монотонно температуры обоих теплоносителей (в частности, температура одного теплоносителя может оставаться постоянной). Могут встречаться случаи, когда температура одного теплоносителя изменяется монотонно, а другого – ступенчато, что бывает, например, в кипящих экономайзерах парогенераторов. Температура горячих газов изменяется непрерывно, а температура подогреваемой воды в зоне подгрева монотонно повышается, а в зоне кипения практически остается постоянной.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

Задача № 1

Обмуровка стальной стенки котла толщиной δ_1 и теплопроводностью λ_1 выполнена из шамотного кирпича с коэффициентом теплопроводности λ_2 толщиной δ_2 . Температура дымовых газов в котле t_r , температура на внутренней поверхности стенки t_1 , температура на наружной поверхности стенки t_2 , температура на наружной поверхности обмуровки t_3 , температура окружающей среды t_0 . Плотность теплового потока через данную двухслойную стенку q , а коэффициенты теплоотдачи от газов к стенке котла и от обмуровки к окружающему воздуху соответственно равны α_1 и α_2 . Коэффициент теплопередачи равен k . Исходя из таблицы исходных данных, необходимо определить неизвестные величины.

№ варианта	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Последняя цифра шифра										
$t_1, ^\circ\text{C}$	900	895	860	890	865	?	870	?	875	?
$\delta_1, \text{м}$	0,02	0,022	0,036	0,024	?	0,026	?	0,028	?	0,038
$\lambda_1, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	18	22	50	26	46	30	42	34	38	54
$t_2, ^\circ\text{C}$	898,9	894,05	859,6	?	864,5	884,3	869,5	879,3	874,4	854,6
$\delta_2, \text{м}$	0,083	0,096	?	0,119	0,174	0,145	0,185	0,174	0,195	?
$\lambda_2, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	0,1	?	0,12	0,13	0,14	0,15	0,16	0,17	?	0,19
$t_3, ^\circ\text{C}$?	68	54	66	56	64	58	?	60	52
$q, \text{Вт}/\text{м}^2$?	?	?	?	?	?	?	800	750	550
Предпоследняя цифра шифра										
$t_r, ^\circ\text{C}$	910	?	?	920	?	?	940	?	?	955
$\alpha_1, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$?	47,5	?	?	8,125	?	?	16	?	?
$t_0, ^\circ\text{C}$?	21	?	?	?	23	26	?	?	?
$\alpha_2, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$	20	?	23,08	?	?	?	?	21,05	21,43	?
$k, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$?	?	0,651	1,002	0,708	0,942	?	?	0,824	0,594

Задача № 2

По горизонтальной трубе диаметром d_2/d_1 из материала с теплопроводностью $\lambda_{\text{ст}}$ движется вода со скоростью w . На входе в трубу температура воды $t_{ж1}$. За время движения в трубе температура воды снижается на величину $\Delta t_{ж}$. Средняя температура стенки со стороны

жидкости $t_{ст1}$. Температура окружающей среды t_0 . Определить длину трубы. Данные для решения задачи взять из таблицы.

№ варианта	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Последняя цифра шифра										
d_1 , мм	9	11	14	18	20	26	29	34	36	40
d_2 , мм	10	12	16	20	24	30	35	40	44	48
w , м/с	0,3	0,5	0,8	0,9	1	1,1	0,5	1,3	0,4	1,5
$t_{ж1}$, °С	108	112	116	120	122	124	142	146	150	154
$t_{ст1}$, °С	92	94	98	96	96	107	118	125	127	129
w , м/с	0,3	0,5	0,8	0,9	1	1,1	0,5	1,3	0,4	1,5
Предпоследняя цифра шифра										
$\lambda_{ст}$, Вт/(м·К)	18	22	26	30	34	38	42	46	50	54
$\Delta t_{ж}$, °С	4	6	10	12	14	5	7	9	11	13
t_0 , °С	30	27	24	21	18	15	12	9	6	3

Задача № 3

Горизонтальную трубу длиной l , диаметром d , с постоянной температурой $t_{ст}$ омывает поток воды со скоростью w и средней температурой $t_{ж}$. Определить средний коэффициент теплоотдачи между стенкой и водой при условии как продольного, так и поперечного омывания поверхности. Также решить задачу, если поток поперечно омывает шахматный и коридорный пучки с поперечным шагом s_1 и продольным шагом s_2 , состоящий из труб диаметром d . Сделать анализ полученных результатов. Данные для решения задачи взять из таблицы.

№ варианта	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Последняя цифра шифра										
l , м	0,2	0,3	0,5	1	1,5	2	2,5	3	6	9
d , мм	10	12	16	20	24	30	35	40	44	48
$t_{ж}$, °С	48	52	56	60	62	64	82	86	90	94
s_2/d	1,5	1,4	1,3	1,2	1,3	1,4	1,5	1,4	1,3	1,2
Предпоследняя цифра шифра										
w , м/с	0,1	0,3	0,6	0,7	0,8	0,9	0,3	0,4	0,2	0,5
$t_{ст}$, °С	42	44	48	54	59	57	68	75	77	79
s_1/d	1,2	1,3	1,4	1,5	1,4	1,3	1,2	1,3	1,4	1,5

Задача № 4

Выполнить тепловой конструктивный расчет водо-водяного рекуперативного подогревателя производительностью Q . Температура

греющего теплоносителя на входе в аппарат t_1' . Температура нагреваемого теплоносителя на входе в теплообменник t_2' , изменение температуры нагреваемого теплоносителя в аппарате Δt_2 . Массовый расход греющего теплоносителя – M_1 , нагреваемого теплоносителя – M_2 . Поверхность нагрева выполнена из труб диаметром d_n/d_v . Трубы в трубной решетке расположены по вершинам равносторонних треугольников. L – длина труб, предварительно принимается равной 3,0 м. Схема движения теплоносителей – противоток. Материал труб теплообменного аппарата выбирается в соответствии с вариантом. Потерями тепла в окружающую среду пренебречь.

Величины	Последняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
M_1 , кг/с	15	14	13	12	11	10	11	12	13	14
Материал труб	СтУ	СтН	Л	СтН	Л	СтУ	СтН	Л	СтУ	СтН
Качество воды	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества
Величины	Предпоследняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
M_2 , кг/с	8,5	11,5	10,5	9,5	10,5	11,5	12,5	13,5	14,5	15,5
$d_n \times \delta$, мм	25×2	20×2	25×2	20×2	25×2	20×2	25×2	20×2	25×2	20×2
t_1 , °C	95	70	90	65	85	75	80	95	100	70
t_2' , °C	60	55	50	45	40	35	50	45	55	25
Δt_2 , °C	20	15	30	20	25	15	30	25	35	30

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

Лабораторная работа № 1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ ПЛАСТИНЫ

Цель работы: изучение явления теплопроводности и методики определения ее параметров в стационарном режиме для твердых тел, измерение коэффициента теплопроводности заданного образца, определение его температурной зависимости.

Теоретическая часть

Теплообмен — учение о самопроизвольных необратимых процессах распространения теплоты в пространстве. Под процессом распространения теплоты понимается обмен внутренней энергией между отдельными элементами, областями рассматриваемой среды.

Перенос теплоты осуществляется тремя основными способами: теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением.

Теплопроводность представляет собой молекулярный перенос теплоты в телах (или между ними), обусловленный переменной температурой в рассматриваемом пространстве.

Конвекция возможна только в текучей среде. Под конвекцией теплоты понимают процесс ее переноса при перемещении объемов жидкости или газа (текучей среды) в пространстве из области с одной температурой в область с другой.

Тепловое излучение — процесс распространения теплоты с помощью электромагнитных волн, обусловленный только температурой и оптическими свойствами излучающего тела; при этом внутренняя энергия тела (среды) переходит в энергию излучения. Процесс превращения внутренней энергии вещества в энергию излучения, переноса излучения и его поглощения веществом называется теплообменом излучением.

В природе и технике элементарные процессы распространения теплоты — теплопроводность, конвекция и тепловое излучение — очень часто происходят совместно. Теплопроводность в чистом виде большей частью имеет место лишь в твердых телах.

Конвекция теплоты всегда сопровождается теплопроводностью. Совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью

стью называется конвективным теплообменом. В инженерных расчетах часто определяют конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью твердого тела; этот процесс конвективного теплообмена называют конвективной теплоотдачей или теплоотдачей.

Объектом изучения в данной работе является теплопроводность, механизм которой заключается в обмене энергией между микрочастицами в сплошной среде. В металлах перенос теплоты осуществляется путем движения (диффузии) свободных электронов и в незначительной степени за счет упругих колебаний кристаллической решетки. В жидкостях и в твердых телах, являющихся диэлектриками, теплопроводность осуществляется путем непосредственной передачи теплового движения молекул и атомов соседним частицам вещества. В газах перенос теплоты теплопроводностью происходит вследствие обмена энергией при соударении молекул, имеющих различную скорость теплового движения (путем диффузии молекул и атомов). В любом из этих случаев необходимым условием для возникновения теплопроводности является наличие отличной от нуля разности температур между телами или различными точками сплошной среды.

Процесс теплопроводности, как и другие виды теплообмена, может иметь место только при условии, что в различных точках тела (или системы тел) температура неодинакова. В общем случае процесс передачи теплоты теплопроводностью в твердом теле сопровождается изменением температуры как в пространстве, так и во времени.

Аналитическое исследование теплопроводности сводится к изучению пространственно-временного изменения температуры, т. е. к нахождению уравнения:

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

Уравнение (1.1) представляет математическое выражение температурного поля. Таким образом, температурное поле есть совокупность значений температуры во всех точках изучаемого пространства для каждого момента времени.

Различают стационарное и нестационарные температурные поля. Когда температура изменяется с течением времени и от одной точки к другой, тогда наблюдается неустановившийся тепловой режим с нестационарным температурным полем. Если тепловой режим является установившимся, то температура в каждой точке поля с течением

времени остается неизменной и такое температурное поле называется стационарным.

Если соединить точки тела, имеющие одинаковую температуру, получим поверхность равных температур, называемую изотермической. Так как одна и та же точка тела не может одновременно иметь различные температуры, то изотермические поверхности не пересекаются. Они либо оканчиваются на поверхности тела, либо целиком располагаются внутри самого тела.

Пересечение изотермических поверхностей плоскостью дает на этой плоскости семейство изотерм. Они обладают теми же свойствами, что и изотермические поверхности, т. е. не пересекаются, не обрываются внутри тела, оканчиваются на поверхности, либо целиком располагаются внутри самого тела. На рисунке 1.1 приведены изотермы, температуры которых отличаются на Δ .

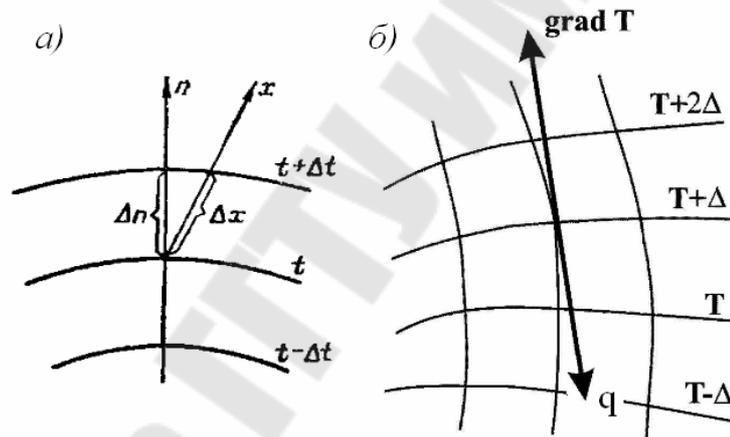


Рис. 1.1. Изотермы (а) и направления векторов градиента температуры и плотности теплового потока (б)

Наибольший перепад температуры на единицу длины происходит в направлении нормали к изотермической поверхности. Возрастание температуры в направлении нормали к изотермической поверхности характеризуется градиентом температуры. Градиент температуры есть вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равный производной от температуры по этому направлению, т. е.

$$\text{grad } t = \vec{n}_0 \cdot \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (1.2)$$

где \vec{n}_0 – единичный вектор, нормальный к изотермической поверхности и направленный в сторону возрастания температуры; $\frac{\partial t}{\partial n}$ – производная температура по нормали n , величина $\frac{\partial t}{\partial n}$ в направлении убывания температуры отрицательна.

Явление теплопроводности в стационарном режиме описывается законом Фурье, который устанавливает, что количество теплоты dQ_τ , Дж, проходящее через элемент изотермической поверхности dF , m^2 за промежуток времени $d\tau$, с пропорционально температурному градиенту $\frac{\partial t}{\partial n}$:

$$dQ_\tau = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF \cdot d\tau. \quad (1.3)$$

Знак минус показывает, что вектора теплового потока (плотности теплового потока) и градиента температуры направлены в противоположные стороны. Вектор градиента температуры направлен в сторону увеличения температуры, а перенос теплоты происходит в направлении ее уменьшения.

Опытным путем установлено, что коэффициент пропорциональности в уравнении (1.3) есть физический параметр вещества. Он характеризует способность вещества проводить теплоту и называется коэффициентом теплопроводности λ , Вт/м·К. В общем случае коэффициент теплопроводности зависит от температуры, давления и рода вещества.

Коэффициент теплопроводности газов заметно не меняется с изменением давления, а с повышением температуры возрастает. Коэффициент теплопроводности газов лежит в пределах от 0,006 до 0,6 Вт/(м·К). Коэффициент теплопроводности водяного пара и других реальных газов, существенно отличающихся от идеальных, сильно зависят от давления и температуры.

У большинства жидкостей с повышением температуры коэффициент теплопроводности убывает, исключение составляют вода и глицерин. Коэффициент теплопроводности капельных жидкостей лежит примерно в пределах от 0,07 до 0,7 Вт/(м·К). При повышении давления коэффициенты теплопроводности жидкостей возрастают.

В металлах носителем тепловой и электрической энергии являются электроны, поэтому коэффициенты тепло- и электропроводности

сти пропорциональны друг другу. При повышении температуры вследствие усиления тепловых неоднородностей рассеивание электронов увеличивается. Это влечет за собой уменьшение коэффициентов тепло- и электропроводности чистых металлов. При наличии разного рода примесей коэффициент теплопроводности металлов резко убывает. Последнее можно объяснить увеличением структурных неоднородностей, которые приводят к рассеиванию электронов. В отличие от чистых металлов коэффициенты теплопроводности сплавов при повышении температуры увеличиваются.

В твердых телах – диэлектриках (неметаллы) с повышением температуры коэффициент теплопроводности обычно увеличивается. Как правило, для материалов с большей объемной плотностью коэффициент теплопроводности имеет более высокое значение. Влияние объемной плотности на коэффициент теплопроводности объясняется тем, что теплопроводность заполняющего поры воздуха значительно меньше, чем твердых компонентов пористого материала.

Коэффициент теплопроводности зависит от структуры материала его пористости и влажности.

Многие строительные и теплоизоляционные материалы имеют пористое строение (кирпич, бетон, асбест, шлак и др.) со значениями коэффициента теплопроводности в пределах 0,023 – 2,9 Вт/(м·К).

Материалы с низким значением коэффициента теплопроводности [меньше 0,25 Вт/(м·К)], обычно применяемые для тепловой изоляции, называются теплоизоляционными.

Для влажного материала коэффициент теплопроводности значительно больше, чем для сухого. Например, для сухого кирпича $\lambda = 0,35$ Вт/(м·К), а для влажного кирпича $\lambda = 1,0$ Вт/(м·К). Этот эффект может быть объяснен конвективным переносом теплоты, возникающим благодаря капиллярному движению воды внутри пористого материала.

Увеличение коэффициента теплопроводности зернистых материалов с изменением температуры можно объяснить тем, что с повышением температуры возрастает теплопроводность среды, заполняющей промежутки между зернами, а также увеличивается теплопередача излучением зернистого массива.

Введем понятия теплового потока ($Q = Q_t/\tau$) и плотности теплового потока ($q = Q/S$). Ограничимся одномерным случаем, когда температура изменяется вдоль только одной координаты, например x . Тогда $\text{grad}T = \partial T/\partial x$ и закон Фурье примет вид:

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) содержит два параметра, поддающиеся непосредственному измерению различными способами: q и $\partial T/\partial x$. Это позволяет определить и значение λ для конкретных образцов и веществ:

$$\lambda = q / \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) явилось основой для разработки метода определения коэффициента теплопроводности, который называется методом бесконечной тонкой пластины (или просто методом пластины). Его сущность заключается в следующем. Опытный образец выполняется в виде пластины, толщина которой много меньше образующих ее сторон (или диаметра в случае диска). К одной из поверхностей образца от нагревателя подводится некоторое количество теплоты, а с противоположной стороны тепло отводится к холодильнику. Нагреватель и холодильник должны быть отрегулированы так, чтобы обе поверхности образца находились при неизменяющихся во времени температурах. Это обеспечивает стационарность процессу теплопередачи. Значительные линейные размеры образца обеспечивают: а) однородность температурного поля на плоских основаниях образца в областях, близких к центру симметрии; б) возможность пренебрежения тепловыми потерями через боковые поверхности образца.

Поскольку пластина является тонкой, то вдали от ее краев температурный градиент между поверхностями может рассматриваться как линейная функция (рис. 1.2).

Тогда: $\partial T/\partial x = (T_1 - T_2)/H$, где T_1, T_2 – температуры на плоских основаниях образца в градусах Цельсия; H – толщина пластины.

Таким образом, получаем:

$$\lambda = q \cdot H / (T_1 - T_2). \quad (1.6)$$

Описание экспериментальной установки

Эксперимент проводится на лабораторном стенде с использованием модуля, изображенного на рисунке 1.3. Модуль содержит мас-

сивный текстолитовый диск 5, выполняющий роль теплоизолятора, в котором имеется цилиндрическая глухая полость.

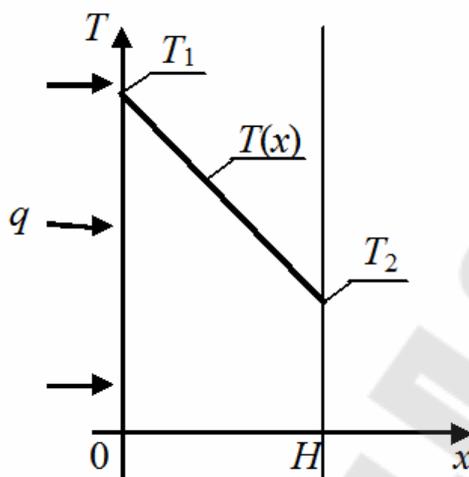


Рис. 1.2. Изменение температуры по толщине образца

В ней размещен электронагреватель 4, залитый металлом с высокой теплопроводностью, что обеспечивает создание равномерного температурного поля. Между нагревателем и водяным холодильником 1 расположено теплоизоляционное кольцо 3, которое применяется при исследовании теплопроводности сыпучих материалов. При изучении теплопроводности твердых тел кольцо удаляется, а на его место устанавливается изучаемый образец в форме диска. Тепловой поток, прошедший через диск, отводится водой холодного контура.

Вся система находится на опорной раме 7, позволяющей разъединять нагреватель и холодильник вращением барашка 8, а также зажимать опытный образец между ними, чтобы свести к минимуму контактное тепловое сопротивление.

Регулирование теплового потока электронагревателя происходит ступенчато. Для измерения температуры поверхности t_1 и t_2 опытного текстолитового диска использованы датчики 6 и 9, которые установлены на наружной поверхности нагревателя и холодильника, а плотность теплового потока q фиксируется показывающим прибором по сигналу датчика теплового потока 10, установленного в середине заподлицо с наружной поверхностью холодильника.

Датчик теплового потока представляет собой гальваническую термобатарейку из нескольких сот последовательно соединенных тер-

мопар, сложенных бифилярно в спираль и залитую эпоксидным компаундом с различными добавками. Датчик имеет два вывода (по одному от каждого конца чувствительного элемента). Работа датчика основана на принципе «дополнительной стенки».

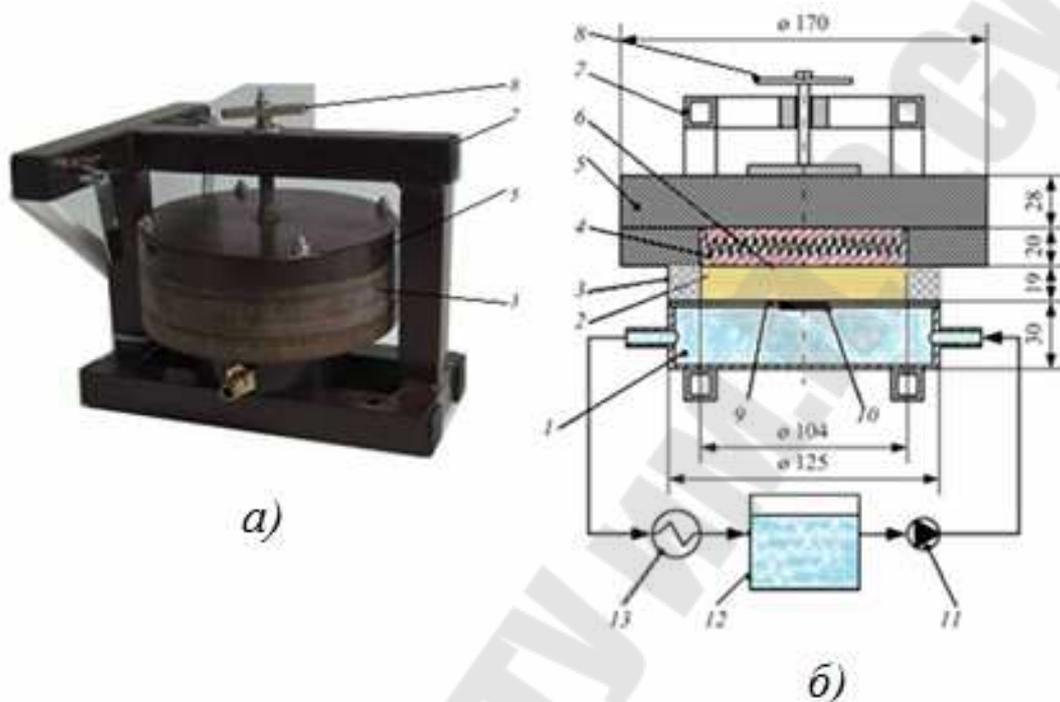


Рис. 1.3 – Модуль для определения теплоемкости методом пластины (а), функциональная схема модуля (б):

- 1 – водяной охладитель; 2 – исследуемый материал;
 3 – теплоизоляционное кольцо; 4 – электронагреватель;
 5 – текстолитовый диск; 6, 9 – датчики температуры;
 7 – опорная рама; 8 – барашек; 10 – датчик плотности теплового потока; 11 – насос; 12 – бак холодной воды;
 13 – воздушный охладитель контура холодной воды

Датчик закрепляется на теплообменной поверхности исследуемого объекта, образуя дополнительную стенку. Тепловой поток, проходящий через датчик, создает в нем градиент температур и соответствующий термоэлектрический сигнал. Величина плотности теплового потока пропорциональна этому сигналу, что позволяет соответственно проградуировать прибор, измеряющий термоЭДС.

Порядок выполнения измерений

Установить исследуемый образец (круг из текстолита) внутрь установки и с помощью винтового механизма слегка зажать его между нагревателем и датчиком теплового потока. **ВНИМАНИЕ!** Не прилагать усилий при сжатии, чтобы не повредить датчик плотности теплового потока.

1. Убедиться в том, что переключатели установлены в положения: SA1 – «выкл», SA2 (Насос-1) – «выкл», SA3 – «центральное положение» SA4 (Насос-2) – «выкл», SA5 – «выкл», SA6 – «выкл», SA14 – min, SA15 – min, SA16 – min.

2. Включить автоматические выключатели QF1 и QF2 на панели стенда. Установить профиль индикации «L 1».

3. Максимально открыть вентиль синего цвета на трубопроводе. Включить клавишный выключатель SA2 (Насос-1). Это приведет в работу циркуляционный насос охлаждающей воды. Установить вентилем расход $g_1=0,015-0,020$ л/с.

4. Переключателями SA14 и SA15 установить мощность электронагревателя по заданию преподавателя.

5. Дождаться наступления стационарного режима теплопередачи (значения температур и плотности теплового потока перестанут изменяться) и зафиксировать показания приборов.

6. Повторить измерения при других значениях мощности электронагревателя (по указанию преподавателя).

Обработка результатов измерений

Поскольку противоположные основания пластины находятся при разных температурах, примем за температуру пластины их среднее значение:

$$T_{пл} = 0,5 \cdot (T_1 + T_2). \quad (1.7)$$

Результаты измерений и расчетов по формулам (1.6) и (1.7), а также расчета точности косвенных измерений $\Delta\lambda$ заносятся в таблицу 1.1. В заключение проводится сравнение опытных результатов с литературными данными и объясняются причины полученных расхождений.

Таблица 1.1

Значения измеренных величин

Параметры	$H_{\text{ср}}$	T_1	T_2	q	$T_{\text{пл}}$	$\lambda_{\text{эксп}}$	$\Delta\lambda$	$\lambda_{\text{табл}}$
Единица измерения	м	°С	°С	Вт/м ²	°С	Вт/(м·°С)	%	Вт/(м·°С)
1								
2								
3								

Контрольные вопросы

1. Дать определение понятий: теплообмен, конвективный теплообмен, конвективная теплоотдача.
2. Способы передачи теплоты, их особенности.
3. Механизм передачи тепла теплопроводностью в металлах, диэлектриках, в жидкостях и газах.
4. Закон Фурье, объяснить знак «минус» в математическом описании закона.
5. Дать определение понятий: стационарное/нестационарное температурное поле, градиент температуры, коэффициент теплопроводности, плотность теплового потока, изотермическая поверхность.
6. Как зависит коэффициент теплопроводности металлов, твердых, жидких и газообразных сред от давления, температуры и структуры?
7. Сущность метода тонкой пластины при определении коэффициента теплопроводности.
8. Функциональная схема опытной установки.

Лабораторная работа № 2
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ
ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ВОЗДУХА
ОКОЛО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО И ВЕРТИКАЛЬНОГО
ЦИЛИНДРОВ

Цель работы: экспериментальное определение коэффициента теплоотдачи горизонтального и вертикального гладкого цилиндра при свободной конвекции воздуха в неограниченном пространстве.

Теоретическая часть

Понятие конвективного теплообмена охватывает процесс теплообмена при движении жидкости или газа. При этом перенос теплоты осуществляется одновременно конвекцией и теплопроводностью.

Конвективный теплообмен осуществляется вследствие переноса теплоты движущимися потоками газа или жидкости.

При свободной конвекции движения среды вызывается подъемными силами, возникающими в результате действия температур.

При вынужденной конвекции движения среды возникает под действием внешних сил.

Конвективный теплообмен между потоком теплоносителя и поверхностью описывается формулой Ньютона-Рихмана:

$$Q_k = \alpha \cdot (t_n - t_{cp}) \cdot F, \quad (2.1)$$

где Q_k – поток тепла, Вт; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² °С); t_n , t_{cp} – температура поверхности и движущейся среды, соответственно, °С; F – площадь теплоотдающей поверхности, м²;

Численное значение коэффициента теплоотдачи α , Вт/(м²·°С) равно тепловому потоку, отданному (или воспринятому) 1 м² поверхности теплообмена при разности температур между поверхностью твердого тела и жидкостью в один градус. Коэффициент теплоотдачи представляет собой сложную функцию большого числа переменных величин, обуславливающих процесс конвективного переноса тепла, и зависит от температуры, условий движения среды (ламинарное, турбулентное), рода и свойств жидкости, теплоемкости и т. д. Поэтому в большинстве случаев на практике применяют экспериментальное определение коэффициента теплоотдачи методами теплового моделирования или рассчитывают с помощью критериальных уравнений.

Критериальное уравнение для свободной конвекции имеет вид:

$$\text{Nu} = c \cdot (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n. \quad (2.2)$$

Критериальное уравнение для вынужденной конвекции имеет вид:

$$\text{Nu} = A \cdot \text{Re}^m \cdot \text{Pr}^k, \quad (2.3)$$

где c , A , n , m , k – коэффициенты и показатели степени, определенные экспериментально.

Критерий Грасгофа (критерий подъемной силы) характеризует подъемную силу, возникающую в жидкости вследствие разности плотностей, а также кинематическое подобие при свободном движении жидкости.

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot l^3}{\nu^2}, \quad (2.4)$$

где $\text{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot l^3}{\nu^2}$ – ускорение свободного падения, м/с^2 ; $\beta = 1/T$ – коэффициент линейного расширения, $1/\text{К}$; $\Delta t = t_{\text{п}} - t_{\text{с}}$ – температурный напор, $^{\circ}\text{С}$; l – определяющий размер (диаметр в случае горизонтальной трубы, длина в случае вертикальной трубы), м ; ν – кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$.

Критерий Рейнольдса (критерий режима движения) характеризует соотношение сил инерции и вязкости и определяет гидродинамический режим движения.

$$\text{Re} = \frac{\omega \cdot l}{\nu}, \quad (2.5)$$

где ω – скорость среды, м/с .

Критерий Прандтля (критерий физических свойств жидкости) характеризует физические свойства жидкости и способность распространения тепла в жидкости.

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a}, \quad (2.6)$$

где a – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$.

Критерий Нуссельта (критерий теплоотдачи) характеризует отношение между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока.

$$\text{Nu} = \frac{\alpha_{\text{к}} \cdot l}{\lambda}, \quad (2.7)$$

где λ – коэффициент теплопроводности среды, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{С})$.

Критериальные уравнения с числовыми значениями коэффициентов показателей степени для различных задач можно найти в справочниках. Для примера проведем критериальные уравнения теплоотдачи при следующих условиях:

1. При поперечном обтекании одиночной трубы потоком газа при $10^3 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$:

$$\text{Nu} = 0,25 \cdot \text{Re}^{0,6} \cdot \text{Pr}^{0,38}. \quad (2.8)$$

2. При продольном обтекании трубы $\text{Re} > 5 \cdot 10^5$:

$$\text{Nu} = 0,023 \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,4}. \quad (2.9)$$

3. Теплоотдача труб при свободной конвекции при значениях $10^3 < \text{Gr} \cdot \text{Pr} < 10^8$:

$$\text{Nu} = 0,5(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0,25}. \quad (2.10)$$

4. Теплоотдача вертикальных поверхностей (пластины, трубы) при $10^3 < \text{Gr} \cdot \text{Pr} < 10^9$:

$$\text{Nu} = 0,75(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0,25}. \quad (2.11)$$

Все значения физических свойств среды, используемые при расчете критериев зависят от температуры и выбираются из таблицы при средней температуре воздуха и поверхности.

В общем тепловой поток Q складывается из теплового потока Q_k , передаваемого конвекцией, и теплового потока Q_l , передаваемого излучением:

$$Q = Q_k + Q_l. \quad (2.12)$$

Для определения коэффициента теплоотдачи конвекцией необходимо из общего теплового потока Q исключить тепловой поток излучением, величина которого вычисляется по уравнению Стефана-Больцмана, Вт:

$$Q_l = \varepsilon \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_{\text{п}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right] \cdot F, \quad (2.13)$$

где ε – степень черноты теплоотдающей поверхности; $c_0 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴) – коэффициент излучения абсолютно черного тела; $T_{\text{п}} = 273,15 + t_{\text{п}}$, $T_{\text{с}} = 273,15 + t_{\text{с}}$ – абсолютная температура поверхности и движущейся среды, К.

Количество теплоты отводимой конвекцией Q_k , Вт определяется из выражения:

$$Q_k = Q - Q_l, \quad (2.14)$$

где Q – подводимая мощность, Вт.

Для жидкостей $Q_l = 0$.

Коэффициент теплоотдачи конвекцией, Вт/(м²·°С):

$$\alpha_k = \frac{Q_k}{F \cdot (t_{\text{п}} - t_{\text{с}})}. \quad (2.15)$$

Следовательно, для определения значения α_k необходимо в стационарном тепловом режиме измерить Q , геометрические размеры тела, участвующего в конвективном теплообмене, и среднюю температуру поверхности тела и среды.

Реализация цели работы достигается на опытной круглой трубе, расположенной в неограниченном объеме воздуха, с помощью экспериментальной установки.

Описание экспериментальной установки

Опытная труба 1 (рис. 2.1) представляет отрезок стальной трубы длиной $l = 475$ мм наружного диаметра $d = 34$ мм. Снаружи поверхность трубы покрыта тонким слоем никеля. Внутри трубы 1 помещен электрический нагреватель 2, питаемый переменным током, мощность которого регулируется. Торцевые сечения трубы заделаны текстолитовыми дисками 4, предотвращающими осевые утечки тепла. На поверхности опытной трубы установлено пять термопреобразователей 3, из которых три преобразователя равномерно размещены по длине вдоль образующей трубы, а два оставшихся расположены на диаметрально противоположной образующей. Это позволяет измерить среднюю температуру поверхности стенки $t_{ст}$ трубы.

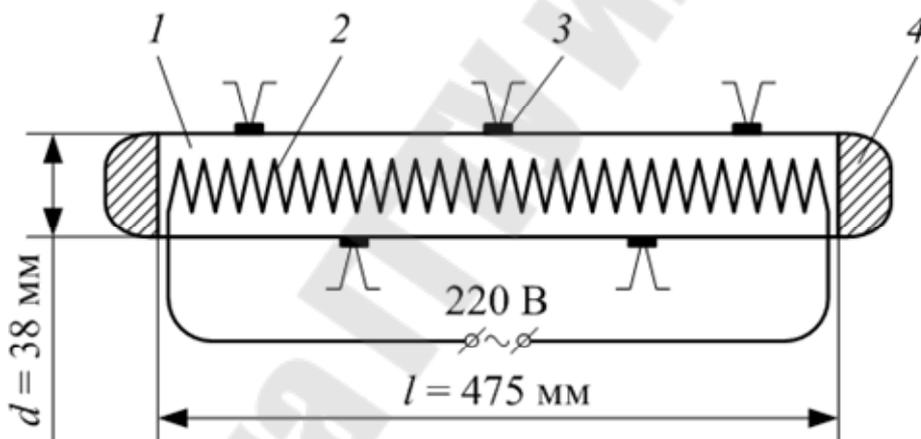


Рис 2.1 Опытная горизонтальная труба

Схема подключения опытной трубы к измерительной аппаратуре изображена на рис. 2.2. Провода термопреобразователей и электронагревателя собраны в единый жгут, помещенный в изоляционный шланг 5 с разъемным штекером 6, который вставляется в соответствующее гнездо на панели 7 стенда. Приборы на стенде показывают температуру стенки $T_{ст}$, °С; температура окружающего воздуха $T_{в}$, °С и тепловой поток Q , Вт (подведенную электрическую мощность N , Вт)

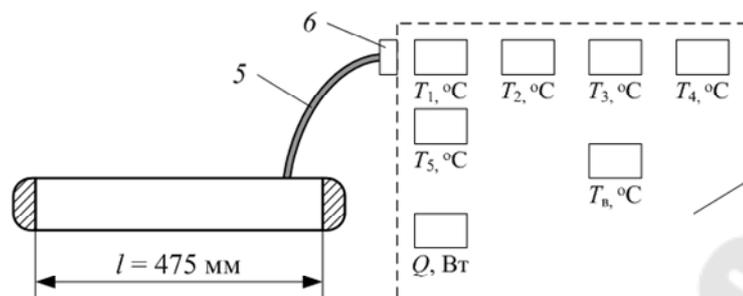


Рис 2.2 Схема присоединения опытной трубы к приборному щиту

Эксперимент проводится при заданной преподавателем величине теплового потока Q , которая выставляется регулятором РН1 на стенде и начинается нагрев трубы. Наблюдают за показаниями температур $t_1, t_2, t_3, t_4, t_5, ^\circ\text{C}$ во времени и по достижении неизменности их значений считают, что наступил стационарный тепловой режим. По достижении такого режима значения температур, температуры воздуха $t_{\text{в}}, ^\circ\text{C}$ и теплового потока $Q, \text{Вт}$ заносят в таблицу 2.1.

Таблица 2.1

Протокол наблюдений

Номер режима	Тепловой поток $Q, \text{Вт}$	Температура воздуха $t_{\text{в}}, ^\circ\text{C}$	Температура поверхности стенки трубы в локальных точках, $^\circ\text{C}$				
			t_1	t_2	t_3	t_4	t_5
I							
II							
III							

По завершении опыта на I-м режиме задают новые значения Q поворотом ручки РН1 и повторяют опыт во II-ом режиме аналогично той же последовательности выполнения операций I-го режима. Затем выполняют опыт в III-м режиме при ином Q . По окончании опытов выключают установку и приступают к обработке результатов наблюдений.

Порядок выполнения измерений

1. Убедиться в том, что переключатели SA1, SA2 (Насос-1),

SA4 (Насос-2), SA5, SA6, SA14, SA15, SA16 установлены в положение «0» (выключены);

2. На блоке переключателей «СЕТЬ» перевести сначала тумблер QF1 в положение «вкл» (вверх), а затем тумблер QF2 также в положение «вкл» (вверх);

3. Установить индикацию стенда на выполнение работы «L 3»;

4. Регулятором SA14 и SA15 устанавливают требуемую мощность электронагревателя по заданию преподавателя;

5. По достижению стационарного режима записывают результаты измерения.

Обработка результатов измерений

В части I необходимо определить и сопоставить значения коэффициентов теплоотдачи конвекцией α_k , полученные расчетным и экспериментальным путем. Для выполнения части I необходимо заполнить таблицу 2.1.

В части II требуется записать критериальное уравнение М.А. Михеева для свободной конвекции, в котором значения коэффициентов s и n определить графическим способом. Сопоставить полученные значения со значениями, указанными в таблице 2.3.

В части III количественно сопоставить долю переноса тепла излучением в общей теплопередаче и конвективной составляющей при свободном движении воздуха; сделать заключение о преобладающем механизме теплопереноса (конвективном или лучистом).

Далее приведены рекомендации по выполнению каждой части.

Расчеты выполняются для тепловых режимов I, II, III.

ЧАСТЬ I

1. Определить абсолютную среднюю температуру поверхности стенки трубы и движущейся среды (воздух), К:

$$T_{ст} = T_{п} = \frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + t_5}{5}; \quad (2.16)$$

$$T_{в} = T_{с} = t_{в} + 273,15. \quad (2.17)$$

2. Вычисляем по формуле (2.13) лучистую составляющую $Q_{л}$ теплового потока, принимая для никелированной трубы $\varepsilon = 0,11$, а теплоотдающая поверхность $F = \pi \cdot d \cdot l$, м².

3. По формуле (2.14) определяем величину теплового потока, переданного свободной конвекцией воздуху, а далее по формуле (2.15) вычисляем конвективный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{кон}}$.

4. Для распространения результатов, полученных при проведении опытов с круглой трубой конкретных диаметра (при горизонтальном положении) или высоты (при вертикальном положении) на все многообразие геометрически подобных труб согласно теории подобия необходимо представлять независимые переменные и функции в виде безразмерных чисел (критериев) подобия. В качестве независимой переменной при свободной конвекции потока в соответствии с формулой (2.2) выбирается число подобия Грасгоффа, определяемое по формуле (2.4), и число Прандтля, определяемое по формуле (2.6).

При определении значения чисел подобия принимаем:

- коэффициент температурного расширения $\beta = 1/T_B$;
- при горизонтальном расположении опытной трубы $l = d$, при вертикальном расположении $l = h$;
- значения λ, ν, a и числа Pr выбираются из таблиц теплофизических свойств воздуха при атмосферном давлении 0,1 МПа (см. табл. 2.2) от характерной для каждого теплового режима I, II, III средней температуры пограничного слоя воздуха, °С:

$$t_T = 0,5(t_{\text{ст}} + t_B). \quad (2.18)$$

5. Вычислять для каждого режима число Релея:

$$Ra = Gr \cdot Pr. \quad (2.19)$$

Определить значения коэффициентов C и n для горизонтальной/вертикальной ориентации опытной трубы по таблице 2.3.

6. По уравнению (2.2) для каждого теплового режима при соответствующих ему $Gr \cdot Pr$ определить расчетное среднее значение Nu_p , которое сравнить с опытным (экспериментальным) значением $Nu_{\text{оп}}$ по (2.7).

Аналогично выполняют расчеты и сравнительное сопоставление чисел Nu для вертикальной трубы.

7. Определить расчетное значение коэффициента теплоотдачи $\alpha_{кр}$, выразив его из соотношения (2.7) при известном Nu_p и характерном линейном размере l .

8. Определить относительное расхождение между опытными и расчетными значениями коэффициента теплоотдачи.

ЧАСТЬ II

1. Для экспериментального определения коэффициента c и показателя степени n в критериальном уравнении для свободной конвекции, необходимо его прологарифмировать т.е:

$$\lg Nu = \lg c + n \cdot \lg (Gr \cdot Pr). \quad (2.20)$$

Определить значения $\lg Nu$ и $\lg (Gr \cdot Pr)$ построить графическую зависимость $\lg Nu_{оп} = f[\lg(Gr \cdot Pr)]$.

2. Показатель степени n определяется как показано на рисунке 2.3, а искомый коэффициент определяется из соотношения:

$$c = \frac{Nu_{оп}}{(Gr \cdot Pr)^n}. \quad (2.21)$$

Таблица 2.2

Теплофизические свойства воздуха при $p_{атм} = 0,1$ МПа

$t, \text{ } ^\circ\text{C}$	$\frac{\lambda \cdot 10^2, \text{ Вт}}{(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})}$	$\nu \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	Pr	$\rho, \text{ кг/м}^3$	$\frac{c_p, \text{ кДж}}{(\text{кг} \cdot ^\circ\text{C})}$
0	2,44	13,28	0,707	1,293	1,005
10	2,51	14,16	0,705	1,247	1,005
20	2,59	15,06	0,703	1,205	1,005
30	2,67	16,00	0,701	1,165	1,005
40	2,76	16,96	0,699	1,128	1,005
50	2,83	17,96	0,698	1,093	1,005
60	2,90	18,97	0,696	1,060	1,005
70	2,96	20,02	0,694	1,029	1,009
80	3,05	21,09	0,692	1,000	1,009
90	3,13	22,10	0,69	0,972	1,009
100	3,21	23,13	0,688	0,946	1,009

Таблица 2.3

Значения коэффициентов C , n в уравнении (2.2)
для горизонтальной/вертикальной трубы

Горизонтальная труба	Gr·Pr	c	n	Вертикальная тру- ба	Gr·Pr	c	n
	$1 \cdot 10^{-3} \div$ $5 \cdot 10^2$	1,18	1/8		$10^3 \div$ 10^9	0,76	0,25
$1 \cdot 10^2 \div$ $5 \cdot 10^7$	0,54	1/4	$>10^9$	0,15	0,33		
$1 \cdot 10^7 \div$ $5 \cdot 10^{13}$	0,135	1/3					

ЧАСТЬ III

1. Определим средний коэффициент теплоотдачи α к воздуху:

$$\alpha = \frac{Q}{F \cdot (t_{\text{п}} - t_{\text{с}})} \quad (2.22)$$

2. Определить коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{л}}$ с поверхности трубы к воздуху излучением:

$$\alpha_{\text{л}} = \alpha - \alpha_{\text{конт}} \quad (2.23)$$

Сравнение между собой $\alpha_{\text{конт}}$ и $\alpha_{\text{л}}$ позволяет представить количественное значение переноса тепла излучением в общей теплоотдаче и конвективной составляющей при свободном движении воздуха.

Результаты обработки наблюдений сводятся в таблицу 2.4.

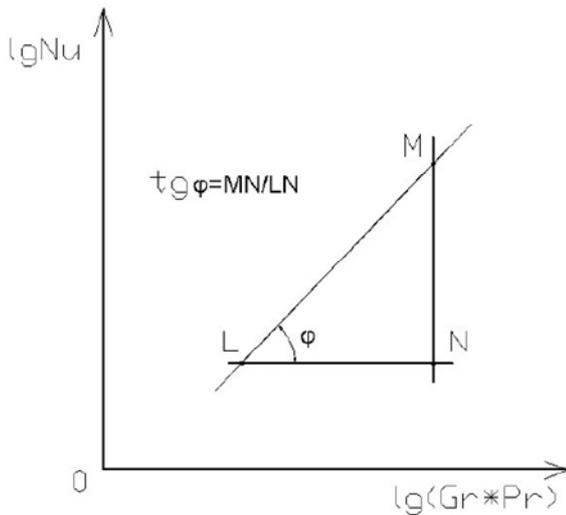


Рис. 2.3 Определение показателя степени n

Таблица 6.4

Опытные и расчетные данные при свободной конвекции воздуха

№ режима	$Q_{\text{л}}, \text{Вт}$	$Q_{\text{к}}, \text{Вт}$	$(t_{\text{п}} - t_{\text{с}}), \text{°C}$	$\text{Gr} \cdot \text{Pr}$	$\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C})$			$\text{Nu}_{\text{оп}}$	$\text{Nu}_{\text{р}}$	$\frac{\alpha_{\text{л}}}{\alpha_{\text{к}}}$	$\frac{\alpha_{\text{л}}}{\alpha}$

Анализ полученных результатов.

Результаты расчетов представить в виде таблицы 2.5.

В выводе работы сделать сравнение теоретического и экспериментального значения числа Нуссельта, сделать заключение об источнике погрешностей и преобладающем механизме теплопереноса (конвективном или лучистом) в рассматриваемой системе.

Контрольные вопросы

1. Дать определение понятий: конвективный теплообмен, естественная и вынужденная конвекция. Записать критериальное уравнение для свободной и вынужденной конвекции.
2. Как количественно оценить интенсивность конвективного теплообмена? Пояснить физический смысл коэффициента теплоотдачи. Закон Ньютона – Рихмана.
3. Сущность теории подобия. Основные числа подобия: математическая запись, физическая сущность.

4. Записать уравнение теплового баланса рассматриваемой системы. Как определить значения величин составляющих баланс?
5. Пояснить, как влияет ориентация в пространстве теплоотдающей поверхности на выбор её характерного линейного размера.
6. Как графическим и расчетным способом определяются значения коэффициента C и степени n в уравнении М.А. Михеева?
7. Как экспериментальным и расчетным способом определяются значения коэффициента теплоотдачи?

Лабораторная работа № 3 **ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ** **ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ** **КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ**

Цель работы: изучение процесса лучистого теплообмена, экспериментальное определение степени черноты нити накала электролампочки и ее зависимости от температуры.

Теоретическая часть

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии излучающего тела путем электромагнитных волн. Излучение имеет двойственный характер, так как обладает свойствами непрерывности поля электромагнитных волн и свойствами дискретности, типичными для фотонов. Синтезом обоих свойств является представление, согласно которому энергия и импульсы сосредоточиваются в фотонах, а вероятность нахождения их в том или ином месте пространства – в волнах.

Количественное различие в длине электромагнитных волн приводит к тому, что общие стороны явлений для разных длин волн проявляются с различной отчетливостью: квантовые (корпускулярные) свойства проявляются наиболее отчетливо в коротковолновом излучении, а волновые свойства – у радиоволн.

При температурах, с какими обычно имеют дело в технике, основное количество энергии излучается при $\lambda = 0,0008 \div 0,8$ мм. Эти лучи принято называть тепловыми (инфракрасными).

Энергия излучения, испускаемая произвольной поверхностью в единицу времени по всевозможным направлениям полупространства и соответствующая узкому интервалу длин волн от λ до $\lambda + \delta\lambda$, называется потоком спектрального или однородного излучения Q_λ .

Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется интегральным или полным потоком излучения Q .

Полный поток, испускаемый с единицы поверхности, носит название поверхностной плотности потока интегрального излучения:

$$E = dQ/dF, \quad (3.1)$$

где dQ – лучистый поток, испускаемый элементарной площадкой dF , Вт.

Лучистый поток со всей поверхности выразится интегралом:

$$Q = \int_F E dF. \quad (3.2)$$

Если плотность потока интегрального излучения для всех элементов поверхности излучающего тела одинакова, то зависимость (3.2) переходит в соотношение:

$$Q = E \cdot F. \quad (3.3)$$

Отношение плотности лучистого потока, испускаемого в бесконечном малом интервале длин волн, к величине этого интервала длин волн называется спектральной плотностью потока излучения:

$$E_\lambda = dE/d\lambda. \quad (3.4)$$

Уравнение теплового баланса можно записать в виде соотношения (3.5) или в безразмерной форме – (3.6):

$$E_A + E_R + E_D = E_{\text{пад}}, \quad (3.5)$$

$$A + R + D = 1, \quad (3.6)$$

где $A = E_A/E_{\text{пад}}$ – коэффициент поглощения, $R = E_R/E_{\text{пад}}$ – коэффициент отражения, $D = E_D/E_{\text{пад}}$ – коэффициент пропускания.

Тело, поглощающее всё падающее на него излучение, называется абсолютно черным ($A = 1$). Тела, для которых коэффициент $A < 1$ и не зависит от длины волны падающего излучения, называются серы-

ми. Для абсолютно белого тела $R = 1$, для абсолютно прозрачного $D = 1$.

Сумма потоков собственного и отраженного телом излучения называется его эффективным излучением:

$$E_{\text{эф}} = E + R \cdot E_{\text{пад}}. \quad (3.7)$$

Поверхностная плотность потока интегрального излучения абсолютно черного тела в зависимости от его температуры описывается законом Стефана – Больцмана:

$$E_0 = \sigma_0 \cdot T^4, \quad (3.8)$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная Стефана–Больцмана.

Для технических расчетов закон Стефана–Больцмана обычно записывают в виде:

$$E_0 = C_0 \cdot (T/100)^4, \quad (3.9)$$

где $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – называется коэффициентом излучения абсолютно черного тела.

Отношение поверхностной плотности потока собственного интегрального излучения E данного тела к поверхностной плотности потока интегрального излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре называется степенью черноты этого тела:

$$\varepsilon = E/E_0 \quad (3.10)$$

Степень черноты $\varepsilon = 0 \dots 1$ меняется для различных тел в зависимости от материала, состояния поверхности и температуры.

Используя понятие степени черноты, можно записать закон Стефана—Больцмана для реального тела:

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = \varepsilon_0 \cdot C_0 \cdot (T/100)^4 = C \cdot (T/100)^4, \quad (3.11)$$

где $C = \varepsilon \cdot C_0$ – коэффициент излучения реального тела, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Для определения результирующего потока теплового излучения между телами любой формы при произвольном их расположении в пространстве $Q_{1,2}$ может быть использовано следующее расчетное соотношение:

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{1,2} \cdot C_0 \cdot F_{1,2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (3.12)$$

где T_1 и T_2 – температуры «горячего» и «холодного» тел; $\varepsilon_{1,2}$ – приведенная степень черноты рассматриваемой системы; $F_{1,2}$ – приведенная площадь поверхности теплообмена рассматриваемой системы.

Если площади поверхности тел значительно отличаются друг от друга, тогда приведенные параметры равны параметрам меньшего по поверхности тела (ε_1 и F_1) и формула для расчета его коэффициента излучения принимает вид:

$$\varepsilon_1 = \frac{Q_1}{C_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]} \quad (3.13)$$

Описание экспериментальной установки

Эксперимент проводится на лабораторном стенде с использованием модуля, изображенного на рис. 3.1а. На рис. 3.1б представлена схема опытной установки для определения коэффициента излучения электропроводящих материалов калориметрическим методом.

Калориметрический метод определения коэффициента излучения заключается в том, что исследуемое тело погружается в калориметр, где участвует в теплообмене с другим телом.

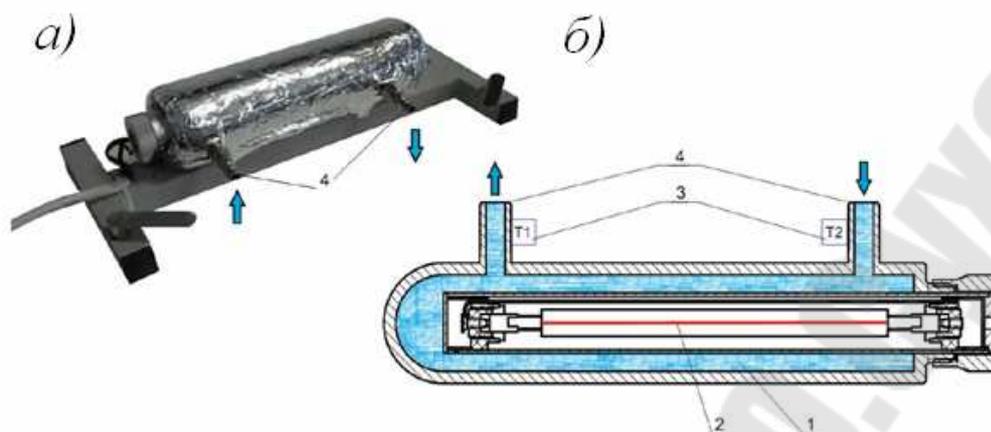


Рис. 3.1. а) - модуль и б) - схема опытной установки:
 1 – калориметр; 2 – исследуемый образец; 3 – датчики температуры; 4 – подвод воды

Когда известно количество излучаемой энергии и температуры излучающего тела, можно рассчитать коэффициент излучения тела. В качестве образца выбрана вольфрамовая нить лампы накаливания. Лампа заключена в металлический кожух, который является внутренней частью калориметра. Между ней и внешней частью калориметра протекает вода, температура которой измеряется на входе и выходе из калориметра

Значительный расход воды обеспечивает постоянство температуры поверхности внутренней полости калориметра, которая является теплопринимающей. Диаметр внутренней полости калориметра значительно больше диаметра проволоки. Поскольку в электролампочке в сосуде создан вакуум, то можно считать, что нагретая проволока передает тепло стенкам сосуда только излучением.

Электрическое напряжение U подается к вольфрамовой нити через регулятор напряжения – понижающий трансформатор. Сила электрического тока, проходящего через вольфрамовую нить, и его мощность измеряются амперметром и ваттметром, расположенными на панели стенда.

Вода прокачивается через калориметр насосом. Температура воды на входе $t_{\text{вх}}$ и выходе $t_{\text{вых}}$ из калориметра измеряется датчиками температуры.

Порядок выполнения измерений

1. Установить Модуль на перфорированную панель и закрепить поворотом крепежных рукояток во встречном направлении на четверть оборота. Подключить кабель модуля к разъему X11 на панели стенда;
2. Убедиться в том, что переключатели установлены в положения: SA1 – «выкл», SA2 (Насос-1) – «выкл», SA3 – «нижнее», SA4 (Насос-2) – «выкл», SA5 – «выкл», SA6 – «выкл», SA14 – min, SA15 – min, SA16 – min;
3. Включить автоматические выключатели QF1 и QF2 на панели стенда. Установить профиль индикации «L 6»;
4. Максимально открыть вентиль синего цвета на трубопроводе. Включить клавишный выключатель SA2 (Насос-1). Это приведет в работу циркуляционный насос охлаждающей воды. Установить вентилем расход $g_1=0,015\div 0,020$ л/с;
5. Переключателями SA14 и SA15 установить мощность электронагревателя по заданию преподавателя;
6. Дождаться наступления стационарного режима теплопередачи (значения температур и плотности теплового потока перестанут изменяться) и зафиксировать показания приборов в таблице 3.1.
7. Повторить измерения при других значениях мощности электронагревателя (по указанию преподавателя).

Обработка результатов измерений

Коэффициент излучения вольфрамовой нити рассчитывается для каждого значения мощности тока по формуле (3.13). Для определения температуры нити для каждого значения силы тока следует рассчитать ее соответствующее сопротивление (закон Джоуля-Ленца). Затем, исходя из линейного закона зависимости сопротивления металла от температуры $R = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot t)$ и используя значение сопротивления нити при комнатной температуре, можно определить температуру нити при прохождении по ней соответствующего тока. В качестве температуры поверхности теплообмена следует выбрать среднее арифметическое значение температур воды на входе и выходе из калориметра.

Таблица 3.1

Данные прямых измерений и параметров установки

Наименование величины	Номер опыта		
	1	2	3
Мощность тока проходящего через нить P , Вт			
Сила тока, проходящего через нить I , А			
Температура воды на входе в калориметр $t_{\text{вх}}$, °С			
Температура воды на выходе из калориметра $t_{\text{вых}}$, °С			
Сопротивление нити при комнатной температуре, R_0 , Ом	4		
Диаметр нити d , мм	0,2		
Длина нити l , м	1,64		

Таблица 3.2

Результаты расчетов

Наименование величины	Значение величины в каждом из проведенных опытов			
		1	2	3
Сопротивление нити при прохождении тока $R = P/I^2$, Ом				
Средняя температура поверхности нити	$t_1 = \frac{R - R_0}{\alpha \cdot R_0}$, где $\alpha = 4,6 \cdot 10^{-3}$, °С ⁻¹			
	$T_1 = t_1 + 273,15$, К			
Тепловой поток, передаваемый за счет лучистого теплообмена, $Q_{\text{л}} = P$, Вт				
Средняя температура теплопринимающей поверхности	$t_2 = (t_{\text{вх}} + t_{\text{вых}})/2$, °С			
	$T_2 = t_2 + 273,15$, К			
Степень черноты наружной поверхности вольфрамовой нити ε (см. (10.13))				

Расчеты выполнить в табличной форме, заполняя таблицу 3.2.

Зависимость степени черноты нити от температуры представить в виде графика.

Табличное значение степени черноты вольфрамовой нити, бывшей в употреблении на диапазоне $300 \div 3000$ К: $\varepsilon_{300\text{К}} = 0,03$; $\varepsilon_{3000\text{К}} = 0,3$.

Контрольные вопросы

1. Тепловое излучение. Как проявляется двойственная природа свойств.
2. Волновые и корпускулярные свойства излучения, интенсивность их проявления в зависимости от длины волны. При какой длине волны тела максимально излучает?
3. Дать определение понятий: спектральный и интегральный поток излучения, поверхностная плотность потока излучения.
4. Уравнение теплового баланса в безразмерном виде.
5. Спектральное излучение непроводников, проводников и полупроводников. От чего зависит интенсивность излучения?
6. Определение понятий: эффективность излучения, спектральная плотность потока излучения, эффективное излучение.
7. Закон Стефана-Больцмана для абсолютно черного и реального тела. Степень черноты.
8. Как определить величину лучистой составляющей при теплообмене излучением?
9. Методика эксперимента и расчетов.

Лабораторная работа №4

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО ПРОЦЕССА В ТЕПЛООБМЕННОМ АППАРАТЕ ТИПА «ТРУБА В ТРУБЕ»

Цель работы: исследование процесса теплопередачи опытного теплообменника «труба в трубе» при прямоточном и противоточном движении теплоносителей; экспериментальное и аналитическое определение коэффициента теплопередачи.

Теоретическая часть

Перенос тепла от одной подвижной среды (горячей) к другой (холодной) через однослойную или многослойную твердую стенку любой формы называется *теплопередачей*.

Теплопередача представляет собой сложный процесс, в котором теплота передается всеми способами: теплопроводностью, конвекцией и излучением.

Рассмотрим плоскую однослойную стенку, представленную на рисунке 4.1.

Количество теплоты, переданное горячим теплоносителем стенке путем конвективного теплообмена, определяется по уравнению Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha_1 \cdot (t_1 - t'_{\text{ст}}), \text{ Вт/м}^2. \quad (4.1)$$

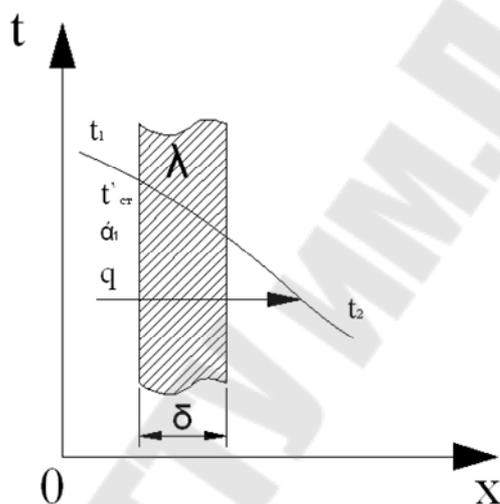


Рис.11.1 Плоская однослойная стенка

Тепловой поток, переданный теплопроводностью через плоскую стенку, определяется уравнением:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t'_{\text{ст}} - t''_{\text{ст}}) \text{ Вт/м}^2. \quad (4.2)$$

Тепловой поток, переданный от второй поверхности стенки к холодному теплоносителю, определяется по той же формуле конвективного теплообмена:

$$q = \alpha_2 \cdot (t''_{\text{ст}} - t_2), \text{ Вт/м}^2. \quad (4.3)$$

Величины q в уравнениях (4.1 – 4.3) одинаковы, так как сколько теплоты воспринимает стенка при стационарном режиме, столько же она и отдает. Решая уравнения (4.1 – 4.3) относительно q получим:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \text{ Вт/м}^2. \quad (4.4)$$

В уравнении (4.4) величина $\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right)^{-1}$ обозначается буквой k , выражается в $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ и называется *коэффициентом теплопередачи*:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}). \quad (4.5)$$

Тогда

$$q = k \cdot (t_1 - t_2), \text{ Вт/м}^2. \quad (4.6)$$

Полученное уравнение (4.6) называется *уравнением теплопередачи*. Числовое значение коэффициента теплопередачи выражается количеством теплоты, проходящей через единицу поверхности стенки в единицу времени от горячего к холодному теплоносителю при разности температур между ними 1° .

Значение k всегда меньше наименьшего α .

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи называется *общим термическим сопротивлением* через однослойную плоскую стенку:

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}, (\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})/\text{Вт}, \quad (4.7)$$

где $1/\alpha_1$ и $1/\alpha_2$ – внешние термические сопротивления; δ/λ – внутреннее термическое сопротивление стенки.

В случае передачи теплоты через многослойную плоскую стенку плотность теплового потока будет:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \text{ Вт/м}^2, \quad (4.8)$$

где $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ – сумма термических сопротивлений всех слоев стенки.

Коэффициент теплопередачи через многослойную плоскую стенку:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \text{ Вт/м}^2. \quad (4.9)$$

При передаче тепла через хорошо проводящие теплоту тонкие металлические стенки тепловым сопротивлением стенок можно пренебречь, и тогда уравнение (4.9) примет вид:

$$k = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}, \text{ Вт/м}^2. \quad (4.10)$$

В данной работе экспериментально определяется коэффициент теплопередачи горизонтального теплообменника, используя метод теплового баланса.

Теплообменные аппараты бывают рекуперативные, смешительные и регенеративные. Рекуперативные теплообменники бывают прямоточные, противоточные и с перекрестным током.

Основным расчетным уравнением теплообменников является уравнение теплопередачи:

$$Q = k \cdot F \cdot \Delta t_{cp}, \text{ Вт}, \quad (4.11)$$

где Q – количество теплоты, передаваемое от горячей к холодной среде; F – площадь, через которую передается теплота, м²; Δt_{cp} –

средняя разность температур (средний температурный напор) между горячей и холодной средой, °С.

Величина Q определяется из уравнения теплового баланса, которое показывает, что при отсутствии тепловых потерь количество теплоты, отдаваемое горячей средой, равно количеству теплоты, воспринимаемому холодной средой:

$$Q = M_{\Gamma} \cdot c_{\Gamma} \cdot (t_{\Gamma}^{\text{BX}} - t_{\Gamma}^{\text{ВЫХ}}) = M_{\text{X}} \cdot c_{\text{X}} \cdot (t_{\text{X}}^{\text{ВЫХ}} - t_{\text{X}}^{\text{BX}}), \quad (4.12)$$

где M – массовый расход среды, кг/с; c – средняя массовая теплоемкость, Дж/(кг·°С), (для воды $c = 4190$ Дж/(кг·°С)); $\Delta t_{\Gamma} = t_{\Gamma}^{\text{BX}} - t_{\Gamma}^{\text{ВЫХ}}$ – падение температуры греющей среды, °С; $\Delta t_{\text{X}} = t_{\text{X}}^{\text{ВЫХ}} - t_{\text{X}}^{\text{BX}}$ – повышение температуры нагреваемой среды, °С.

Водяные эквиваленты: $W_{\Gamma} = M_{\Gamma} \cdot c_{\Gamma}$, $W_{\text{X}} = M_{\text{X}} \cdot c_{\text{X}}$, тогда $Q = W_{\Gamma} \cdot \Delta t_{\Gamma} = W_{\text{X}} \cdot \Delta t_{\text{X}}$.

Изменение температур в теплообменнике больше у той среды, водяной эквивалент которой меньше.

Средний температурный напор между средами определяется по зависимости:

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\text{M}}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\text{M}}}}, \quad (4.13)$$

где Δt_{δ} – большая разность температур между холодной и горячей средой; Δt_{M} – меньшая разность температур.

$$\text{Если } \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\text{M}}} < 1,7 \text{ то } \Delta t_{\text{cp}} = \frac{\Delta t_{\delta} + \Delta t_{\text{M}}}{2} \quad (4.14)$$

На рис. 4.2 показана графическая зависимость температур теплоносителей по длине теплообменного аппарата.

Описание экспериментальной установки

Реализация целей работы достигается исследованием процесса теплопередачи опытного теплообменника «труба в трубе» для схем

прямоточного и противоточного движения теплоносителей (рис. 4.3).

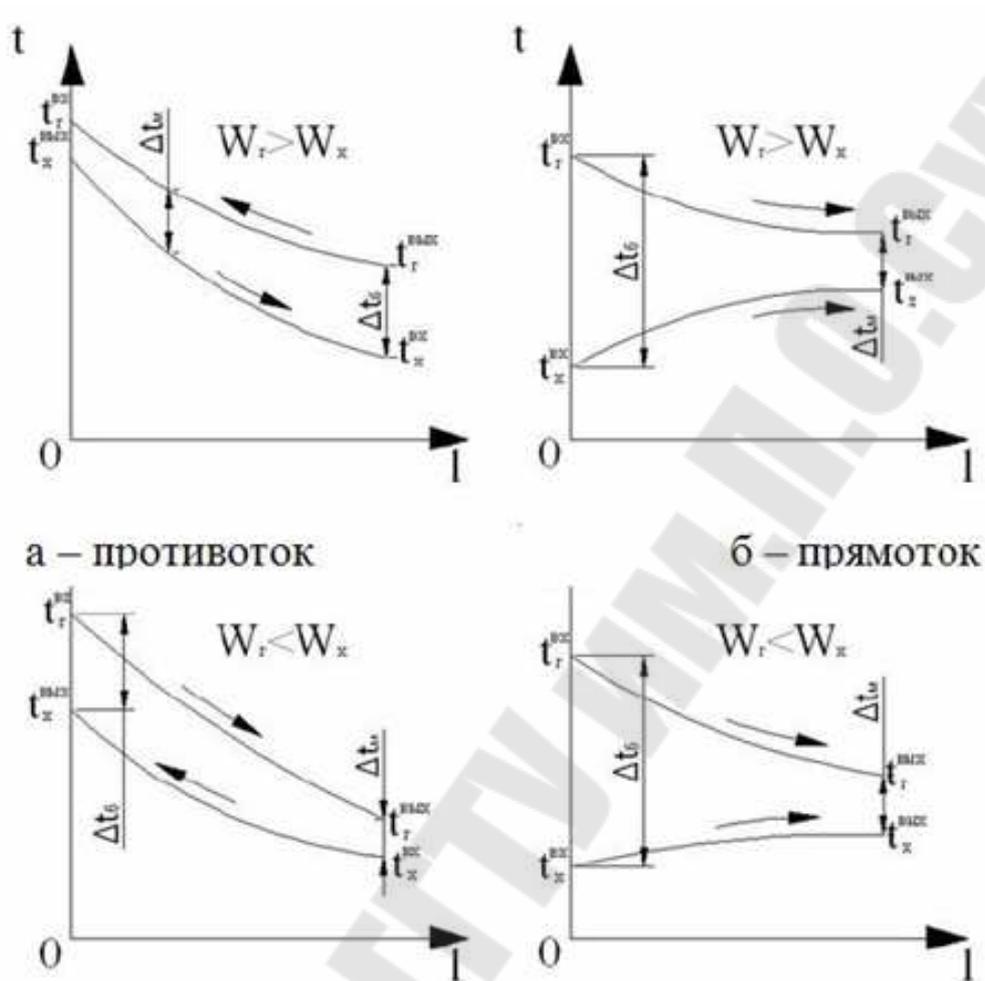


Рис 4.2 Графическая зависимость температур теплоносителей по длине теплообменника

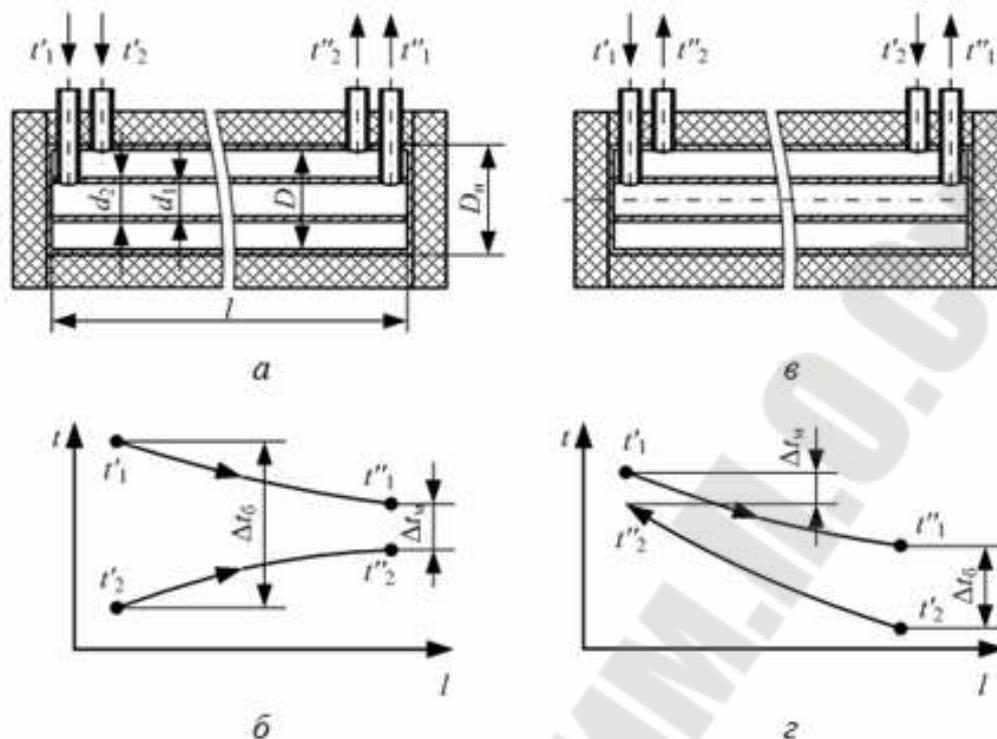


Рис. 4.3 Опытный теплообменник (а, в) и схемы распределения температур воды по длине теплообменника при прямотоке (б) и противотоке (г)

Опытный теплообменник (рис. 4.3а) является поверхностным рекуперативным гладкотрубным аппаратом типа «труба в трубе». Конструктивно представляет две стальные труб, размещенные коаксиально одна в другой. Материальное исполнение труб – нержавеющая сталь. Теплоотдающая длина малой трубы $l = 500$ мм. Внутренний диаметр этой трубы $d_1 = 12$ мм, наружный диаметр $d_2 = 13$ мм, толщина стенки трубы $\delta = 0,5$ мм.

Площадь поверхности теплообмена:

$$F = \pi \cdot d_2 \cdot l = 3,14 \cdot 0,013 \cdot 0,5 = 2,04 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2.$$

Внутренний диаметр наружной трубы (трубы большого диаметра) $D_{\text{вн}} = 23,8$ мм, толщина ее стенки $\delta = 0,6$ мм, наружный диаметр $D_{\text{нар}} = 25$ мм. Все наружные поверхности теплообменника теплоизолированы.

Горячая вода движется внутри трубы малого диаметра, а нагреваемая (холодная) вода движется в кольцевом зазоре, ширина которого $c = D_{\text{вн}} - d_2 = 23,8 - 13 = 10,8$ мм.

Схема подсоединения опытного теплообменника 1 к замкнутой водоводяной системе стенда изображена на рис. 4.4 для случая прямого движения теплоносителей.

Теплая вода из бака 11 насосом 10 направляется в подогреватель 6 и далее при открытом вентиле 4 поступает внутрь малой трубы теплообменника, охлаждается, передавая тепло холодной воде, и затем обратно в бак 11. Изменение температуры горячей воды на входе в теплообменник осуществляется термомпреобразователем 3, а на выходе из него термомпреобразователем 12. Холодная вода из бака 9 насосом 8 при открытом вентиле 5 поступает в кольцевой зазор опытного теплообменника, подогревается в нем и далее проходит воздушный трубчато-ребристый теплообменник 7, в котором охлаждается, передавая тепло принудительному потоку окружающего воздуха, а затем поступает в бак 9. Температуры подогреваемой воды на входе и выходе из кольцевого зазора опытного теплообменника измеряются посредством термомпреобразователей 2 и 13.

Порядок выполнения измерений

Предполагается, что опытный теплообменник уже установлен на панели стенда и к нему подсоединены шланги горячей и холодной воды для требуемой (противоток или прямоток) схемы движения теплоносителей.

Эксперимент проводится при заданной температуре горячей воды на входе в теплообменник. Вентиль 4 на линии горячей воды полностью открыт, а вентиль 5 на линии холодной воды находится в среднем положении. После этого включаются насосы и осуществляется первая запись показаний приборов: объемный расход горячей воды V_1 , л/с; то же холодной воды V_2 , л/с; температур потоков воды t'_1 , t''_1 , t'_2 , t''_2 , °С, которые высвечиваются горячей индикацией на приборах. Эта запись показаний соответствует времени $\tau = 0$ с. Далее через каждые 10...15 мин повторяется запись указанных параметров до наступления стационарного теплового режима, о достижении которого судят по установившимся показаниям температур. Запись при этом режиме является последней и по этим результатам выполняется последующая обработка результатов эксперимента. Записи заносят в таблицу 4.1.

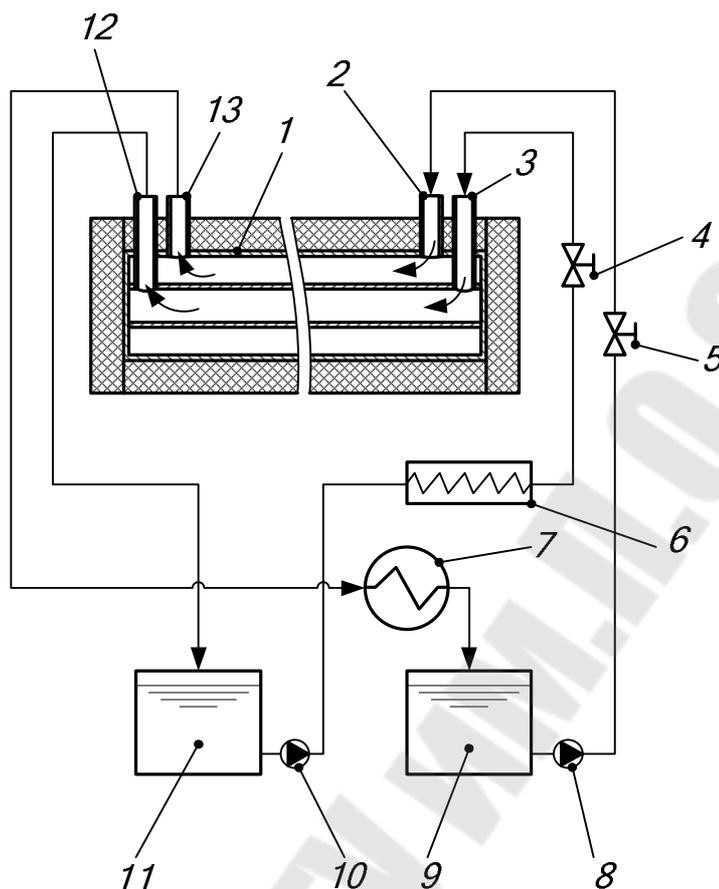


Рис. 4.4. Экспериментальная установка:

1 – опытный теплообменник; 2, 13 – датчики температур холодной воды; 3, 12 – датчики измерения температур горячей воды; 4 – вентиль на трубопроводе горячей воды; 5 – вентиль на трубопроводе холодной воды; 6 – электроподогреватель; 7 – трубчато-ребристый теплообменник; 8, 10 – насосы холодной и горячей воды; 9 – бак холодной воды; 11 – бак теплой воды

Погрешность измерения температур воды $\pm 0,25$ °С, расходов воды $\pm 0,001$ л/с.

Таблица 4.1

Значения измеренных величин

№ опыта	τ , мин	Схема движения	Показания приборов						
			V_1 , л/с	V_2 , л/с	t'_1 , °С	t''_1 , °С	t'_2 , °С	t''_2 , °С	
...

Порядок операций по включению установки в работу

1. убедиться в том, что переключатели SA1, SA2 (Насос-1), SA4 (Насос-2), SA5, SA6, SA14, SA15, SA16 установлены в положение «0» (выключены);
2. на блоке переключателей «СЕТЬ» перевести сначала тумблер QF1 в положение «вкл» (вверх), а затем тумблер QF2 также в положение «вкл» (вверх);
3. установить индикацию стенда «L 7»;
4. включить терморегулятор бака горячей воды клавишным переключателем SA6 (перевести в положение «вкл»);
5. на измерителе-регуляторе температуры горячей воды (находится возле переключателя SA6) установить температуру горячей воды по указанию преподавателя не выше 70 °С. Это выполняется следующим образом: нажатием клавиши «ПРОГ» выводится на экран значение заданной температуры, о чем свидетельствует горящая индикация у символа «Т», затем клавишами «□» или «□» задается требуемая температура, которая сохраняется в памяти прибора автоматически;
6. включить терморегулятор бака холодной воды клавишным переключателем SA5(перевести в положение «вкл»);
7. на измерителе-регуляторе температуры холодной воды (находится возле переключателя SA5) установить температуру холодной воды, равную температуре окружающего воздуха в порядке, как при установке температуры горячей воды;
8. для включения насоса холодной воды перевести выключатель SA2 (Насос-1) в положение «1» («вкл»);
9. для включения насоса горячей воды перевести выключатель SA4 (Насос-2) и тумблер SA3 (поток) перевести в нижнее положение;
10. провести замеры температуры и объемных расходов.

Порядок операций по выключении установки

1. переводом выключателя SA6 в положение «0» выключить терморегулятор бака горячей воды;
2. переводом выключателя SA5 в положение «0» выключить терморегулятор бака холодной воды;
3. перевести тумблер SA3 в среднее положение и переключатель SA4 (Насос-2) в положение «0»;
4. переключатель SA2 (Насос-1) перевести в положение «0»;

5. вывести установку из работы последовательным переводом QF2 и QF1 в положение «выкл» (нижнее).

Обработка результатов измерений

1. Определить средние значения температур

$$t_1 = 0,5 \cdot (t'_1 + t''_1) \text{ и } t_2 = 0,5 \cdot (t'_2 + t''_2). \quad (4.15)$$

По таблице физических свойств воды при атмосферном давлении по значению t_1 находят для горячей воды плотность ρ_1 , кг/м³; теплоёмкость c_1 , Дж/(кг·°C); коэффициент теплопроводности λ_1 , Вт/(м·K); коэффициент кинематической вязкости ν_1 , м²/с, число Прандтля Pr_1 . Аналогично по значению t_2 из таблицы находят ρ_2 , c_2 , λ_2 , ν_2 , Pr_2 .

2. Вычисляют массовые расходы соответственно горячего и холодного теплоносителей, кг/с:

$$G_1 = \frac{V_1 \cdot \rho_1}{1000} \text{ и } G_2 = \frac{V_2 \cdot \rho_2}{1000}. \quad (4.16)$$

3. Тепловой поток, переданный горячей водой, Вт:

$$Q_1 = G_1 \cdot c_1 \cdot (t'_1 - t''_1). \quad (4.17)$$

4. Тепловой поток, воспринимаемый холодной водой, Вт:

$$Q_2 = G_2 \cdot c_2 \cdot (t''_2 - t'_2). \quad (4.18)$$

5. Тепловые потери в окружающую среду, Вт:

$$Q_{\text{п}} = Q_1 - Q_2. \quad (4.19)$$

6. Вычисляют по формуле (4.13) средний температурный напор для принятой схемы движения теплоносителей. На рисунке 4.2 схематично изображено как определяется большая и меньшая разность температур двух сред в зависимости от схемы движения теплоносителей

7. По формуле (4.11) находим экспериментальное значение коэффициента теплопередачи.

8. Определить скорость горячей воды и нагреваемой в соответствующем сечении опытного теплообменника, м/с:

$$\omega_1 = \frac{V_1}{1000 \cdot f_1} = \frac{4 \cdot V_1}{1000 \cdot \pi \cdot d_1^2}, \quad (4.20)$$

$$\omega_2 = \frac{V_2}{1000 \cdot f_2} = \frac{4 \cdot V_2}{1000 \cdot \pi \cdot d_3^2}, \quad (4.21)$$

где f_1 и f_2 – площадь поперечного сечения малой трубы и кольцевого канала соответственно, м²; $d_3 = D_{\text{вн}} - d_2$ – эквивалентный диаметр кольцевого зазора, м.

9. Число Рейнольдса греющей и нагреваемой воды:

$$\text{Re}_1 = \frac{\omega_1 \cdot d_1}{\nu_1} \quad (4.22)$$

$$\text{Re}_2 = \frac{\omega_2 \cdot d_3}{\nu_2} \quad (4.23)$$

10. Коэффициент теплоотдачи греющей воды и нагреваемой воды в случае турбулентного режима движения определяем по уравнению М.А. Михеева, Вт/(м²·К):

$$\alpha_1 = 0,023 \cdot \frac{\lambda_1}{d_1} \cdot \text{Re}_1^{0,8} \cdot \text{Pr}_1^{0,4} \cdot \varepsilon_l, \quad (4.24)$$

$$\alpha_2 = 0,023 \cdot \frac{\lambda_2}{d_2} \cdot \text{Re}_2^{0,8} \cdot \text{Pr}_2^{0,4} \cdot \varepsilon_l, \quad (4.25)$$

где ε_l – поправочный коэффициент на длину трубы. Значение $\varepsilon_l = f(l/d, \text{Re})$ принимается по табличным данным. Если $l/d \geq 50$, то $\varepsilon_l = 1$.

При переходном режиме течения ($2200 \leq \text{Re} \leq 10^4$) греющей и нагреваемой воды коэффициент теплоотдачи α_1 или α_2 вычисляются по формуле, Вт/(м²·К):

$$\alpha = \alpha_T \cdot \eta_T, \quad (4.26)$$

где α_T – коэффициент теплоотдачи определяем по уравнению М.А. Михеева, Вт/(м²·К); η_T – поправочный коэффициент на режим движения определяется из таблицы (4.2).

По формуле (4.5) определить расчетный коэффициент теплопередачи k_p и сравнить с значением полученным по формуле (4.11). Объяснить причину расхождения.

Таблица 4.2

Значения поправочного коэффициента η_T

Re·10 ⁻³	2,2	2,5	3	4	5	6	7	8	9	10
η_T	0,42	0,5	0,57	0,7	0,81	0,89	0,94	0,97	0,98	1,0

Контрольные вопросы

1. Механизм теплопередачи через плоскую однослойную стенку.
2. Закон Ньютона-Рихмана.
3. Уравнение теплопередачи, его вывод.
4. Коэффициент теплопередачи многослойной и хорошо проводящей стенки. Термическое сопротивление.
5. Уравнение теплового баланса.
6. Как определяется средний температурный напор?
7. Показать графически изменение температуры теплоносителей по длине теплообменника при прямотоке и противотоке при различных соотношениях водяного эквивалента теплоносителей.
8. Какова зависимость между характером изменения температуры теплоносителя и водяным эквивалентом?
9. Уравнение теплового баланса при изменении фазового состояния теплоносителей.
10. Изменение температур теплоносителей в теплообменном аппарате.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Архипов, В. Физико-химические основы процессов тепломассообмена: учебное пособие / В. Архипов; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет». – Томск: Издательство Томского политехнического университета, 2015. – 199 с.: ил., табл., схем. – Режим доступа: по подписке. – URL: <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=442086>.
2. Брюханов, О.Н. Тепломассообмен: учебное пособие для вузов / О.Н. Брюханов, С.Н. Шевченко. – Москва: АСВ, 2005. – 460 с.
3. Видин, Ю.В. Теоретические основы теплотехники: тепломассообмен / Ю.В. Видин, Р.В. Казаков, В.В. Колосов; Министерство образования и науки Российской Федерации, Сибирский Федеральный университет. – Красноярск: СФУ, 2015. – 370 с.: ил., табл., схем. – Режим доступа: по подписке. – URL: <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=497752>.
4. Митропов, В.В. Основы теории массообмена : учебно-методическое пособие: / В.В. Митропов, О.Б. Цветков; Министерство образования и науки Российской Федерации, Университет ИТМО. – Санкт-Петербург: Университет ИТМО, 2019. – 126 с. – Режим доступа: по подписке. – URL: <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=566778>.
5. Цветков, Ф.Р. Тепломассообмен: учебное пособие для вузов / Ф.Р. Цветков, Б.А. Григорьев. – 3-е изд. – Москва: Издательский дом МЭИ, 2006. – 550 с.
6. Котляр, Я.Н. Методы и задачи тепломассообмена: учебное пособие для студ. вузов / Я.Н. Котляр, В.Д. Совершенный. – Москва: Машиностроение, 1987. – 318 с.
7. Кутателадзе, С. С. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое / С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьев. – Москва: Энергия, 1972. – 342 с.
8. Лыков, А.Е. Тепломассообмен: справочник / А.Е. Лыков. – Москва: Энергия, 1972. – 456 с.
9. Промышленная теплоэнергетика и теплотехника: справочник / В.А. Григорьев [и др.]; под общей ред. В.А. Григорьева, В.М. Зорина. – Москва: Энергоатомиздат, 1989. – Кн. 4. – 586 с.

10. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: справочник // Справ. серия «Теплоэнергетика и теплотехника». – Москва: Энергоиздат, 1982. – 510 с.

11. Цветков, Ф.Р. Задачник по тепломассообмену / Ф.Р. Цветков, Р.В. Керимов; под ред. Ф.Р. Цветкова. – Москва: Издательский дом МЭИ, 2008. – 195 с.

12. Овсянник, А. В. Тепломассообмен: электронный учебно-методический комплекс дисциплины /А. В. Овсянник, М. Н. Новиков, А. В. Шаповалов. – Гомель: ГГТУ, 2010
<https://elib.gstu.by/handle/220612/1495>

СОДЕРЖАНИЕ

стр.

ГЛАВА 1 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ.....	3
1.1. Температурное поле.....	5
1.2. Температурный градиент.....	6
1.3. Тепловой поток. Закон Фурье.....	10
1.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности.....	
1.5. Условия однозначности для процессов теплопроводности.....	17
ГЛАВА 2 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА.....	20
ГЛАВА 3 ПОДОБИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА.....	23
3.1. Общие положения.....	
3.2. Безразмерные переменные (числа подобия) и уравнения подобия.....	24
3.3. Условия подобия физических процессов.....	
ГЛАВА 4 ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ПОПЕРЕЧНОМ ОМЫВАНИИ ТРУБ И ПУЧКОВ ТРУБ.....	27
4.1. Теплоотдача при ламинарном пограничном слое.....	28
4.2. Переход ламинарного течения в турбулентное.....	29
4.3. Теплоотдача при турбулентном пограничном слое.....	31
ГЛАВА 5 ЗАКОНЫ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	32
5.1. Виды лучистых потоков. Вектор излучения.....	37
ГЛАВА 6 МАССООБМЕН.....	40
ГЛАВА 7 ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ.....	40
7.1. Классификация теплообменных аппаратов.....	41
7.2. Основные положения и уравнения теплового расчета.....	
ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ.....	44
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ.....	
Лабораторная работа № 1 Определение коэффициента теплопроводности твердых тел методом пластины.....	47
Лабораторная работа № 2 Исследование теплоотдачи при естественной конвекции воздуха около горизонтального цилиндра.....	56
Лабораторная работа № 3 Определение коэффициента	

излучения электропроводящих материалов калориметрическим67
методом.....

Лабораторная работа № 4 Исследование теплового про-74
цесса в теплообменном аппарате типа «труба в трубе»..... 87

ЛИТЕРАТУРА.....

ТЕПЛОМАССОБМЕН

Пособие

**для слушателей специальности переподготовки
1-43 01 71 «Техническая эксплуатация
теплоэнергетических установок
и систем теплоснабжения»
заочной формы обучения**

**Составители: Овсянник Анатолий Васильевич
Шаповалов Александр Валерьевич
Макеева Екатерина Николаевна**

Подписано к размещению в электронную библиотеку
ГГТУ им. П. О. Сухого в качестве электронного
учебно-методического документа 18.01.24.

Пер. № 161Е.

<http://www.gstu.by>