

Документ подписан простой электронной подписью

Информация о владельце:

ФИО: Романчук Иван Сергеевич

Должность: Ректор

Дата подписания: 07.10.2022 11:47:44

Уникальный программный ключ:

6319edc2b582ffda443f01d5779368d0957ac34f5cd074d81181530452479

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ

ФГАОУ ВО «ТЮМЕНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра экспериментальной физики и нанотехнологий

Ю. Ф. ЯНБИКОВА, Б. В. ГРИГОРЬЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС

Учебно-методическое пособие

к лабораторным работам для студентов II-IV курсов

направлений 16.03.01 Техническая физика,

28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника

Тюмень

Издательство

Тюменского государственного университета

2017

УДК 621.4(075.8)

ББК 331я73

Я600

Ю. Ф. Янбикова, Б. В. Григорьев. Экспериментальные методы исследований. Тепломассоперенос: учебно-методическое пособие к лабораторным работам для студентов II-IV курсов направлений 16.03.01 Техническая физика, 28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника. Тюмень: Издательство Тюменского государственного университета, 2017, 107 с.

Учебно-методическое пособие содержит основные теоретические положения тепломассообмена, описание порядка выполнения ряда лабораторных работ по данной теме, описание используемого лабораторного оборудования. Вниманию студентов представляются лабораторные работы, проводимые с использованием принципа имитационного моделирования. Квалифицированное выполнение данных лабораторных работ, а также восприятие изложенных в методических пособиях соответствующих элементов теории позволит учащимся разобраться в сути физических процессов, моделируемых при помощи лабораторного комплекса «Теплотехника и термодинамика».

Рекомендовано к печати кафедрой экспериментальной физики и нанотехнологий. Утверждено директором Физико-технического института Тюменского государственного университета.

ОТВЕТСТВЕННЫЙ РЕДАКТОР: **Б. В. Григорьев**, и. о. зав. кафедрой экспериментальной физики и нанотехнологий, канд. техн. наук

РЕЦЕНЗЕНТЫ: **К. А. Спасенникова**, научный сотрудник ТюмНЦ СО РАН, канд. техн. наук
М. В. Григорьев, зав. кафедрой математики и информатики ТюмГУ, канд. техн. наук

© ФГАОУ ВО «Тюменский государственный университет», 2017

© Ю. Ф. Янбикова, Б. В. Григорьев, 2017

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ПЛАСТИНЫ

Цель работы: экспериментально определить коэффициент теплопроводности пластины.

Краткие теоретические сведения

Методы стационарной теплопроводности основаны на свойствах стационарного температурного поля, описываемого законом Фурье (1) и дифференциальным уравнением теплопроводности в стационарных условиях (2):

$$Q = -\lambda \cdot \text{grad}(T) \cdot F \quad (1)$$

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} = 0, x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z, \quad (2)$$

где Q, Bm – тепловой поток – количество тепла, проходящее через изотермическую поверхность, в единицу времени; $\lambda, \frac{Bm}{m \cdot K}$ – коэффициент теплопроводности – количество тепла, проходящее в единицу времени через единицу изотермической поверхности при наличии у этой поверхности единичного градиента температур; $\text{grad}(T), \frac{K}{m}$ – градиент температуры – предел отношения приращения температуры к расстоянию между изотермическими поверхностями, измеренному по нормали, при условии смыкания указанных поверхностей; направлен в сторону возрастания температуры; F, m^2 – площадь поверхности теплообмена, нормальная к распространению теплового потока.

Существующие методы стационарной теплопроводности основываются на частных случаях решения уравнения (2) при определенных условиях однозначности.

Например, для одномерного температурного поля плоского, цилиндрического, шарового слоев при граничных условиях первого рода коэффициент теплопроводности можно определить из соотношения:

$$\lambda = \frac{x_1 \cdot Q}{F \cdot (T_{cp1} - T_{cp2})}, \quad (3)$$

где T_{cp1} , T_{cp2} – температуры внутренней и наружной поверхностей слоя, К;
 $x_1 = \delta$ – толщина исследуемого образца, м.

Уравнение (3) описывает распределение температуры в твердых телах, а также в жидкостях и газах при отсутствии других (конвекция и излучение) способов переноса тепла.

Описание лабораторной установки

Внешний вид экспериментальной установки для определения теплопроводности материала методом плоского слоя в зависимости от температуры, влияния на температурное поле внутренних источников теплоты и термических контактных сопротивлений, показан на рис. 1.

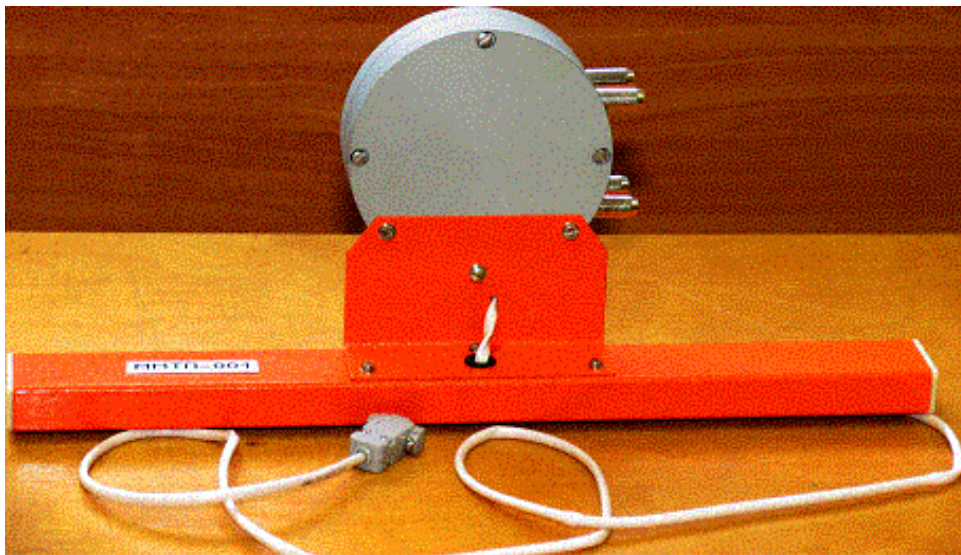


Рис. 1. Внешний вид экспериментальной установки.

Экспериментальное определение коэффициента теплопроводности теплоизоляционного материала и выявление его температурной зависимости проводится методом пластины с использованием имитационного моделирования.

Схема установки для определения коэффициента теплопроводности методом пластины представлена на рис. 2.

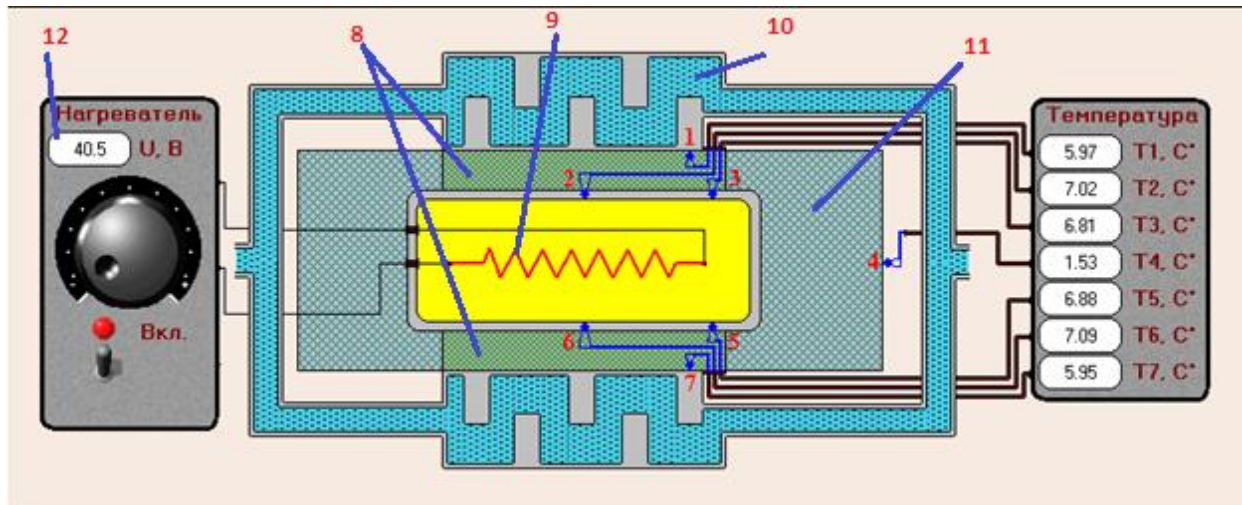


Рис. 2. Схема установки для определения коэффициента теплопроводности методом пластины: 1, 7 – термопары в холодильнике; 2, 3, 5, 6 – термопары на нагревателе; 4 – термопара на внешней поверхности изоляции; 8 – образцы; 9 – нагреватель; 10 – холодильник; 11 – оболочка-изоляция; 12 – вольтметр.

Температура нагрева регулируется автотрансформатором. Значения температуры показывает вольтметр, а также дублируются на монитор ПК. Выбор термопар осуществляется при помощи переключателя.

Порядок проведения эксперимента

1. Запустить программное обеспечение ММТР_001М.exe.
2. Включить питание стенда. Установить ручку галетного переключателя «Выбор установки» в положение «ММТП 001», после чего включится соответствующая экспериментальная установка, что просигнализирует горящий светодиод.
3. Выбрать температурный режим работы установки: задать с помощью панели управления «Установки». При нажатии на пиктограмму с помощью появившегося диалогового окна Вам будет предложено задать температуру горячей поверхности пластин T_2 (ТГ) в пределах 45-100 °С.
4. На пульте управления последовательно включить тумблер питания и тумблер включения нагрева.
5. Плавным вращением ручки реостата установить нужное напряжение на нагревателе. Следует иметь в виду, что реостат выполнен в шаговом варианте,

поэтому напряжение изменяется ступенчатым образом. Напряжение U и температура T_2 должны находиться в соответствии друг с другом согласно графической зависимости на рис. 3, на котором рабочая зона заштрихована.

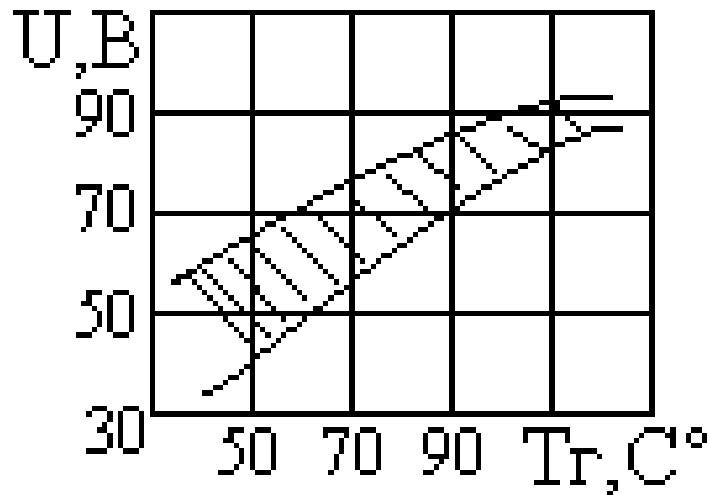


Рис. 3. Рабочая зона.

6. Определить значения температур семи температурных датчиков, которые вместе со значением U занести в протокол эксперимента (таблица 1). Регистрация показаний производится по индикаторному прибору на пульте управления, показания которого дублируются на мониторе.

7. Снять показания датчиков при 5 различных режимах с шагом температуры горячей поверхности пластин $T_2 = 10^\circ\text{C}$.

8. По окончании эксперимента произвести перевод всех регулирующих органов в исходное положение.

Методика обработки результатов

1. Определить средние разности температур горячей и внешней холодной поверхности образцов в градусах Цельсия:

$$T_2 = \sum_i \frac{T_i}{4}, \quad (4)$$

где i – номер термопары на нагревателе (рис. 2)

$$T_x = \frac{T_1 + T_7}{2} \quad (5)$$

2. Вычислить теплопроводность материала по формуле

$$\lambda = \frac{Q_{\lambda} \cdot \delta}{2F(T_z - T_x)}, \quad (6)$$

где Q_{λ}, Bm – тепловой поток, прошедший через образцы за счет теплопроводности; F, m^2 – площадь поверхности образца $\left(F = \frac{\pi d^2}{4}, d = 0,14m \right)$; $\delta = 0,005 m$ – толщина образца.

Тепловой поток Q_{λ} определяется по выражению:

$$Q_{\lambda} = Q - Q_K, \quad (7)$$

где Q, Bm – общий тепловой поток, создаваемый нагревателем

$$Q = \frac{U^2}{R}, R = 41,0 \text{ Ом} \quad (8)$$

Q_K, Bm – тепловые потери через кожух

$$Q_K = K \cdot (T_z - T_T), \quad (9)$$

где T_T, K – температура наружной поверхности кожуха, определяемая 7-ой термопарой; коэффициент $K, \frac{Bm}{K}$ характеризует теплопроводность кожуха и определяется выражением:

$$K = \frac{5\pi\lambda_k}{2} \left(\frac{d_k + d_n}{d_k - d_n} \right) (h_k + h_n) \quad (10)$$

Здесь λ_k – коэффициент теплопроводности материала кожуха (асбоцемента), принимаем равным $0,08 \frac{Bm}{m \cdot K}$; d_n – наружный диаметр нагревателя, равный $0,146 m$; $d_k = 0,19 m$ – внешний диаметр кожуха; h_n – высота нагревателя, равная $0,012 m$; $h_k = 0,022 m$ – высота кожуха.

Значение теплопроводности λ зависит от температуры материала, поэтому полученное значение λ следует отнести к средней температуре исследуемого образца:

$$\bar{T} = \frac{T_z + T_x}{2} \quad (11)$$

По полученным значениям коэффициента теплопроводности λ для различных режимов работы установки следует получить аналитическую зависимость $\lambda(T)$. Приближенно эту зависимость можно выразить в виде линейной функции:

$$\lambda = \lambda_0(1 + b \cdot \bar{T}) \quad (12)$$

В работе требуется определить значения λ_0 и b . Для их нахождения необходимо иметь результаты обработки, как минимум, двух экспериментов с разными температурными режимами. Для определения λ_0 и b по двум экспериментам используется система уравнений

$$\left. \begin{aligned} \lambda_j &= \lambda_0(1 + b \cdot \bar{T}_j) \\ \lambda_{j+1} &= \lambda_0(1 + b \cdot \bar{T}_{j+1}) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Из решения этой системы уравнений получается

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_{j+1} - \frac{\lambda_j \cdot \bar{T}_{j+1}}{\bar{T}_j}}{1 - \frac{\bar{T}_{j+1}}{\bar{T}_j}} \quad (14)$$

$$b = \frac{\lambda_j - \lambda_0}{\lambda_0 \bar{T}_j}$$

В случае проведения более двух экспериментов значения λ_0 и b усредняются по следующим зависимостям:

$$(\lambda_0)_{cp} = \frac{\sum_{j=1}^{j-1} \lambda_0}{j-1} \quad (15)$$

$$b_{cp} = \frac{\sum_{j=1}^{j-1} b}{j-1}$$

Результаты расчета занести в таблицу 1.

Таблица 1 – Протокол эксперимента и результаты обработки данных.

№ п/п	U, B	Нагреватель				Охладитель		$T_7,$ °C	$T_э,$ °C	$T_x,$ °C	$\bar{T},$ °C	$\lambda_j,$ $\frac{Bm}{м \cdot ^\circ C}$	$\lambda_0,$ $\frac{Bm}{м \cdot ^\circ C}$	$b,$ $\frac{1}{^\circ C}$
		$T_3,$ °C	$T_4,$ °C	$T_5,$ °C	$T_6,$ °C	$T_1,$ °C	$T_2,$ °C							
1														
2														
3														
4														
5														

3. По полученному значению коэффициента теплопроводности определить материал, из которого изготовлена пластина.

4. Построить график зависимости коэффициента теплопроводности пластины от средней температуры исследуемого образца.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение теплопроводности.
2. Сформулируйте закон теплопроводности Фурье.
3. Почему используемый метод измерения теплопроводности называется стационарным?
4. От каких факторов зависит коэффициент теплопроводности материала?
5. Как коэффициент теплопроводности зависит от температуры?
6. Какие методы определения коэффициента теплопроводности Вы знаете?
7. Дайте общую характеристику используемого метода определения теплопроводности.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ОКОЛО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА

Цель работы: экспериментально определить коэффициент теплоотдачи на поверхности горизонтально расположенного цилиндра при естественной конвекции и сопоставить результаты опытов с расчетными данными.

Краткие теоретические сведения

Конвективный теплообмен – процесс переноса тепла при перемещении макрочастиц жидкости или газа относительно поверхности твердого тела. Различают вынужденную и свободную (естественную) конвекции. Вынужденное движение жидкости реализуется за счет сил давления, которые создаются принудительно, например, насосом компрессора или набегаящим потоком газа. Свободная (естественная) конвекция создается в поле внешних массовых сил, имеющих различную природу: гравитационные и электромагнитные поля, центробежные или кориолисовы силы и т.д. В частном случае внешние массовые силы могут быть обусловлены гравитационным полем Земли. В данном случае свободную конвекцию принято называть тепловой гравитационной конвекцией. Гравитационное поле Земли оказывает влияние на движение жидкости только при наличии свободных поверхностей или неоднородного распределения плотности жидкости. В противном случае сила тяжести уравновешивается архимедовой силой выталкивания и свободная конвекция не возникает. В отличие от вынужденных конвективных течений, обусловленных внешними причинами, свободные (или естественные) конвективные течения возникают исключительно под действием неравномерности плотности жидкости или газа.

Тело, внесенное в жидкость с отличной температурой, является источником нарушения равновесного состояния среды. Элементы жидкости, прилегающие к поверхности тела, принимают его температуру, начинается процесс распространения теплоты в жидкости путем теплопроводности. При

малой разности температур тела и среды – это основной механизм передачи теплоты. Возникающая температурная неравномерность приводит к неоднородности плотности среды и под действием гравитационных сил возникают подъемные силы, приводящие к возникновению естественных конвективных течений. Естественно-конвективные потоки могут быть как ламинарными, так и турбулентными. Если нагретое тело помещено в неограниченное пространство, заполненное жидкостью, то вдоль поверхности движется только тонкий слой жидкости, а основная масса жидкости остается в состоянии покоя. Если характерные размеры тела много больше, чем толщина движущегося слоя, то его можно рассматривать как пограничный слой (рис. 1).

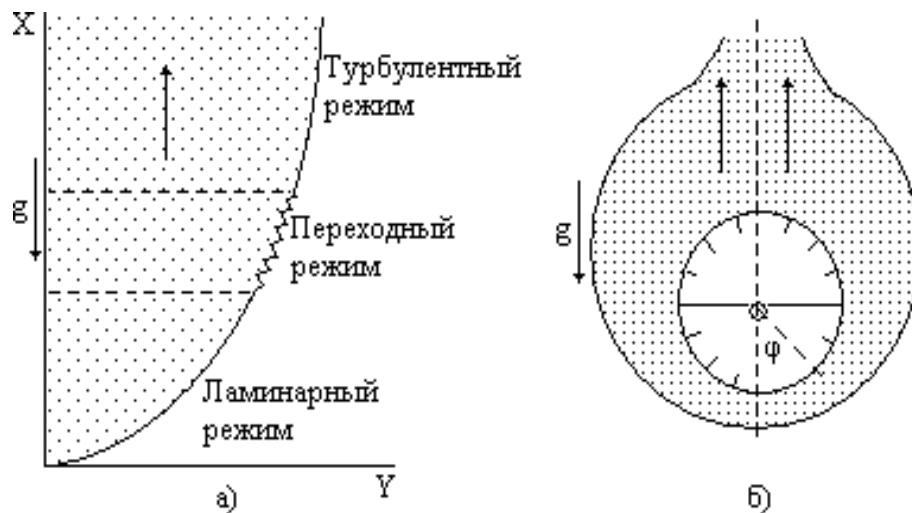


Рис. 1. Естественная конвекция около вертикальной пластины (а) и горизонтального цилиндра (б)

Подъемные силы, вызывающие движение пограничного слоя в этом случае определяются $g(\rho_f - \rho)$, где ρ – плотность среды в пограничном слое, кг/м^3 ; ρ_f – плотность среды вне пограничного слоя, кг/м^3 ; g – ускорение свободного падения, м/с^2 .

Полагая, что изменение плотности и температуры малы по сравнению с их абсолютными значениями, можно принять

$$\rho_f - \rho = \beta \rho_f (T_f - T), \quad (1)$$

где $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=\text{const}}$ – коэффициент объемного расширения жидкости.

Следовательно, подъемная сила, обусловленная изменением ρ под действием неравномерного поля температур в пограничном слое, будет равна $\beta\rho_f(T_f - T)$ и, соответственно, уравнения пограничного слоя для плоской (или мало искривленной) поверхности при ламинарном режиме течения запишутся в виде:

- уравнение движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = g\beta\rho_f(T_f - T) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

- уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

- уравнение энергии

$$\rho u C_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v C_p \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (4)$$

где x – координата, направленная вдоль пограничного слоя, м;
 y – координата, направленная поперек пограничного слоя, м;
 u и v – соответственно проекции скорости по оси x и y , м/с;
 μ – динамическая вязкость, Па·с; λ – теплопроводность, $\frac{Вт}{м \cdot K}$;
 T – температура, К; ρ – плотность, кг/м³; C_p – теплоемкость при постоянном давлении, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$.

Вышеприведенная система уравнений пограничного слоя и соответствующее условие однозначности (геометрические, физические и граничные условия) описывают процесс конвективного теплообмена при ламинарной естественной конвекции.

Для инженерной практики важно уметь определять интенсивность теплообмена на поверхности, которая характеризуется коэффициентом теплоотдачи. Под коэффициентом теплоотдачи понимается количество теплоты,

отдаваемое (или воспринимаемое) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью и средой в один градус

$$\alpha \frac{q_w}{T_w - T_f}, \quad (5)$$

где q_w – плотность теплового потока, равная количеству теплоты, отдаваемой с единицы поверхности за единицу времени, $Вт/м$; T_w – температура поверхности, $К$; T_f – температура среды вне пограничного слоя, $К$.

Используя закон Фурье $q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}$, запишем выражение для определения коэффициента теплоотдачи в пограничном слое в виде:

$$\alpha = \frac{-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w}{T_w - T_f} \quad (6)$$

Это выражение принято называть уравнением теплоотдачи. Таким образом, для определения коэффициента теплоотдачи необходимо знать профиль температур в пограничном слое, который может быть найден из решения вышеприведенной системы уравнений пограничного слоя (2), (3), (4), (6). Для этой цели могут быть использованы приближенные аналитические или численные методы решения. Следует подчеркнуть, что при естественной конвекции нельзя раздельно рассматривать тепловые и гидродинамические пограничные слои, так как движение жидкости в этом случае полностью определяется процессом теплообмена.

Другой путь определения коэффициента теплоотдачи – экспериментальный метод. Однако процесс конвективного теплообмена, как правило, описывается большим количеством переменных, особенно это касается турбулентных потоков, что существенно осложняет экспериментальное исследование. Кроме того, необходимо определить, с какой степенью достоверности полученные на моделях экспериментальные исследования можно использовать на реальных объектах.

Таким образом, при экспериментальном исследовании теплообмена необходимо уметь моделировать данный процесс в лабораторных условиях. Для этого применяется теория подобия, с помощью которой размерные физические величины можно объединить в безразмерные комплексы (критерии подобия) так, что число этих комплексов будет меньше, чем число размерных величин. Полученные безразмерные комплексы можно рассматривать как новые переменные, которые отражают влияние не только отдельных факторов, но и их совокупность, что позволяет существенно облегчить поиск физических связей в исследуемом процессе. Теория подобия устанавливает также условия, при которых результаты лабораторных исследований можно распространить на другие явления или реальные объекты, подобные рассматриваемому, дает возможность применить результаты единичного эксперимента на класс подобных явлений.

Для того чтобы установить физическое подобие, необходимо ввести понятие класса физических явлений и единичного явления.

Класс физических явлений – это совокупность явлений, которые могут быть описаны одной общей системой уравнений и имеющие одинаковую физическую природу.

Единичное явление – это часть класса физических явлений, отличающихся определенными условиями однозначности, заданными численными значениями величин, входящих в уравнения, и условия однозначности (геометрические, физические, начальные и граничные условия).

Подобные явления можно определить как группу явлений одного класса с одинаковыми условиями однозначности, кроме численных значений постоянных величин, содержащихся в этих условиях.

Рассмотрим основные положения теории подобия на примере конвективного теплообмена при естественной конвекции. В основу теории подобия положено три теоремы.

Первая теорема: у подобных явлений одноименные критерии подобия равны, а индикаторы подобия равны единице.

Безразмерный комплекс $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$ называется критерием Нуссельта.

Физический смысл критерия Нуссельта можно представить как отношение величины плотности теплового потока, переданного в процессе теплоотдачи, и величины плотности теплового потока, прошедшего через слой вследствие его теплопроводности.

- Критерий Грасгофа:

$$Gr = \frac{gl^3\beta(T_w - T_f)}{\nu^2} \quad (7)$$

- Критерий Прандтля:

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu \cdot C_p}{\lambda}, \quad (8)$$

где ν – кинематическая вязкость, m^2/c ; a – температуропроводность, m^2/c .

Критерий Грасгофа характеризует соотношение подъемных сил и сил вязкости, а критерий Прандтля является мерой подобия поля температур и скоростей в пограничном слое.

Вторая теорема: решение системы дифференциальных уравнений может быть представлено как функция критериев подобия, то есть в виде функциональной зависимости определяемого критерия подобия от определяющих критериев.

Определяемые критерии – это критерии, в которые входят зависимые переменные (неизвестные величины), в рассматриваемом случае – это критерий Нуссельта (Nu). Определяющие критерии – это критерии, которые составлены из независимых переменных и постоянных величин, входящих в уравнения и условия однозначности, в данном случае – это критерии Грасгофа (Gr) и Прандтля (Pr). Таким образом, на основании второй теоремы подобия критериальное уравнение для естественной конвекции запишется в виде

$$Nu = f(Gr \cdot Pr) \quad (9)$$

Важным фактором, определяющим процесс теплообмена при естественной конвекции, является ориентация теплообменной поверхности относительно вектора гравитационного поля.

Третья теорема: необходимым и достаточным условием подобия систем является подобие условий однозначности и равенство одноименных определяющих критериев.

Для того чтобы критериальную зависимость Nu можно было использовать в инженерной практике, необходимо в результате лабораторных исследований реализовать такой диапазон изменения определяющих критериев Gr и Pr , который бы соответствовал реальным практическим ситуациям. Обычно критериальное уравнение для теплоотдачи при естественной конвекции представляют в виде степенной зависимости:

$$Nu = C(Gr \cdot Pr)^n \quad (10)$$

и задача экспериментального исследования состоит в определении константы C и n . Для этой цели проводят лабораторные исследования в определенном диапазоне изменения определяющих критериев подобия Gr и Pr . Для определения критериальной зависимости (10) экспериментальные данные целесообразно представлять графически в логарифмических координатах.

Логарифмируя уравнение (10), получаем

$$\lg Nu = \lg C + n \cdot \lg(Gr \cdot Pr), \quad (11)$$

т. е. уравнение прямой линии в логарифмических координатах. Экспериментально найденные значения $\lg Nu$ и $\lg(Gr \cdot Pr)$ отмечают точками на графике (рис. 2).

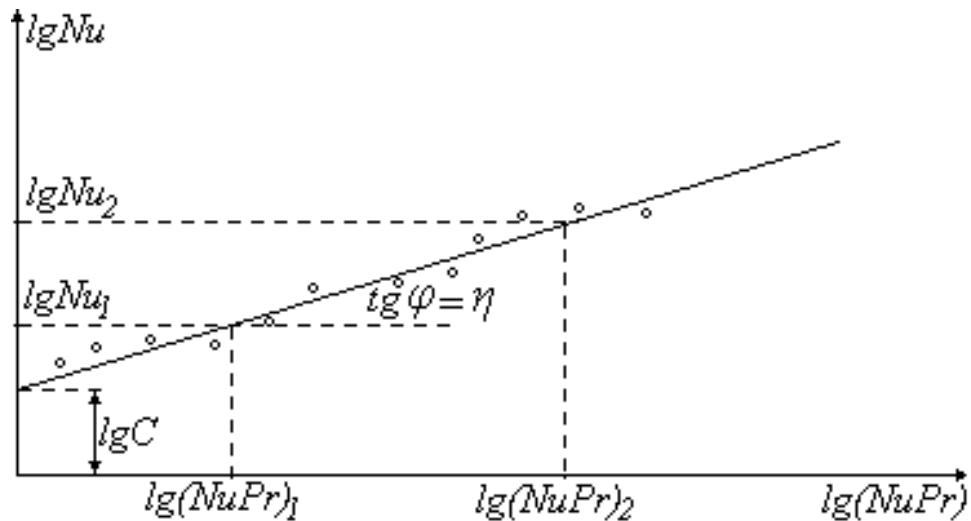


Рис. 2. Зависимость $Nu = C(Gr \cdot Pr)^n$ в логарифмических координатах.

По этим точкам проводят прямую линию. В следствие влияния погрешности измерений и обработки, отклонения режима от заданного при проведении опытов не все точки будут соответствовать прямой. Величину C находят линейной экстраполяцией зависимости до оси ординат. Отрезок ординаты между началом координат и точкой пересечения и дает величину lgC . Показатель степени n равен тангенсу угла наклона между прямой и осью абсцисс:

$$n = tg\alpha = \frac{lgNu_2 - lgNu_1}{lg(GrPr)_2 - lg(GrPr)_1} \quad (12)$$

При обработке и обобщении экспериментальных данных важную роль играет определяющая температура. Под определяющей температурой понимается температура, по которой определяются физические свойства, входящие в критерии подобия. В качестве определяющей может быть использована температура поверхности T_w , или температура среды T_f , (температура вне пограничного слоя), или их комбинация, например, среднеарифметическое значение T_w и T_f : $T_m = 0,5 \cdot (T_w + T_f)$.

В данной лабораторной работе исследуется процесс теплообмена при естественной конвекции от горизонтально расположенной трубы к воздуху. Основные особенности процесса теплообмена в этих условиях состоят в следующем: характер течения вблизи горячего, горизонтально расположенного

цилиндра показан на рис. 1. Вблизи поверхности цилиндра, как и вблизи нагретой, вертикально расположенной пластины, образуется пограничный слой. Вдали от цилиндра среда неподвижна. В нижней области цилиндра толщина пограничного слоя минимальна и соответственно коэффициент теплоотдачи максимальный. Вдоль образующей цилиндра с увеличением расстояния от нижней (критической) точки цилиндра толщина пограничного слоя нарастает и уменьшается коэффициент теплоотдачи.

Характер развития пограничного слоя (и соответственно теплоотдачи) зависит от режимов течения, определяемых значением величины $(Gr \cdot Pr)$. Выделяют пять режимов. При малых значениях температурных напоров между поверхностью и средой вблизи поверхности цилиндра образуется неподвижная пленка нагретой среды, естественная конвекция практически отсутствует, и процесс теплообмена определяется только теплопроводностью. Этот режим принято называть пленочным, он реализуется при $Gr \cdot Pr \leq 10^{-3}$. Такой режим процесса теплообмена наблюдается на тонких проволоках диаметром $d = 0,2 \div 1,0$ мм. В этом случае число Нуссельта $Nu_m = 0,5$, в качестве определяющей температуры используются среднеарифметические значения. Температуры в пограничном слое $T_m = \frac{T_f + T_w}{2}$, а в качестве характерного размера используется диаметр цилиндра. В некоторых случаях уже при $Gr \cdot Pr \leq 10^{-3}$ появляются конвективные токи и коэффициент теплоотдачи увеличивается с ростом чисел Грасгофа и Прандтля.

Анализ экспериментальных исследований показал, что в диапазоне $10^{-3} < (Gr \cdot Pr) < 5 \cdot 10^2$ распределение температур в среде, окружающей тело, лишь незначительно отличается от температурного поля в условиях чистой теплопроводности, которое имело бы место при полном отсутствии движения среды. Эту область режимов теплообмена, характеризующую переход от пленочного к развитому ламинарному, принято называть режимом псевдотеплопроводности.

Для диапазона $5 \cdot 10^2 < (Gr \cdot Pr) < 2 \cdot 10^7$ характерно существование окончательно сформировавшегося ламинарного пограничного слоя у поверхности цилиндра, т.е. ламинарная естественная конвекция.

Диапазон $(Gr \cdot Pr) > 2 \cdot 10^7$ включает переходный (от ламинарной к турбулентной конвекции) и развитый турбулентный режимы течения в пограничном слое.

Интенсивность процесса теплообмена в этих режимах увеличивается под действием турбулентных пульсаций (скорости и температуры), то есть под действием турбулентного переноса теплоты, как и при вынужденном движении. Следует иметь в виду, что значение границ перехода от одного режима к другому носит приближенный характер, поскольку на практике границы вышеуказанных режимов зависят от конкретных условий развития процесса естественной конвекции и внешних возмущающих факторов, имеющих место при проведении опытов. Для ламинарной естественной конвекции около горизонтального цилиндра имеются теоретические решения. На основе этих решений критериальное уравнение для определения локального коэффициента теплоотдачи вдоль образующей цилиндра при числах Pr , близких к единице, можно записать в виде

$$Nu_f = 0,65(Gr \cdot Pr)_f^{0,25} f(\varphi) \quad (13)$$

Здесь в качестве определяющей температуры используется температура среды T_f , в качестве характерного размера – диаметр цилиндра d , $f(\varphi)$ – поправка, учитывающая изменение коэффициента теплоотдачи вдоль контура цилиндра в зависимости от угла φ , отсчитываемого от нижней (критической) точки, значения которой приведены в таблице 1.

Среднее по периметру цилиндра значение коэффициента теплоотдачи определяется путем интегрирования распределения локального коэффициента теплоотдачи по периметру цилиндра. В данном случае его значение определяется критериальным уравнением

$$Nu_f = 0,4(Gr \cdot Pr)_f^{0,25} \quad (14)$$

Таблица 1 – Значения поправок к коэффициенту теплоотдачи в зависимости от угла.

φ	00	300	600	900	1200	1500	1650	1800
$f(\varphi)$	0,76	0,752	0,708	0,664	0,581	0,458	0,36	0

На практике используются также приближенные критериальные степенные зависимости, которые с некоторой погрешностью позволяют обобщить экспериментальные данные по среднему (по поверхности) коэффициенту теплоотдачи при естественной конвекции для тел простейшей формы: пластины, горизонтально и вертикально расположенных цилиндров, шаров.

Критериальное уравнение для среднего коэффициента теплоотдачи имеет вид (10), в качестве определяющей температуры используется среднеарифметическое значение температуры в пограничном слое $T_m = \frac{T_f + T_w}{2}$, в качестве характерного размера для вертикальных пластин и цилиндров принимается высота, а для горизонтальных цилиндров и шаров – диаметр. Значение константы C и показателя стенки n зависят от режима процесса теплообмена, определяемого диапазоном значения $(Gr \cdot Pr)$.

Для режима псевдотеплопроводности:

$$10^{-3} < (Gr \cdot Pr) < 5 \cdot 10^2, n = 1/8, C = 1,18.$$

Для режима развитой ламинарной естественной конвекции:

$$5 \cdot 10^2 < (Gr \cdot Pr) < 2 \cdot 10^7, n = 1/4, C = 0,54.$$

Для переходного и турбулентного режимов течения:

$$(Gr \cdot Pr) > 2 \cdot 10^7, n = 1/3, C = 0,135.$$

Описание лабораторной установки

Внешний вид экспериментальной установки для определения коэффициента теплоотдачи на поверхности горизонтально расположенного цилиндра при естественной конвекции показан на рис. 3.



Рис. 3. Внешний вид основного элемента экспериментальной установки.

Схема установки для определения коэффициента теплоотдачи на поверхности горизонтально расположенного цилиндра при естественной конвекции приведена на рис. 4.

Перед началом работы все регулировочные вентили пульта управления должны быть полностью закрыты (переведены в крайнее против часовой стрелки положение), и все тумблеры питания должны быть выключены.

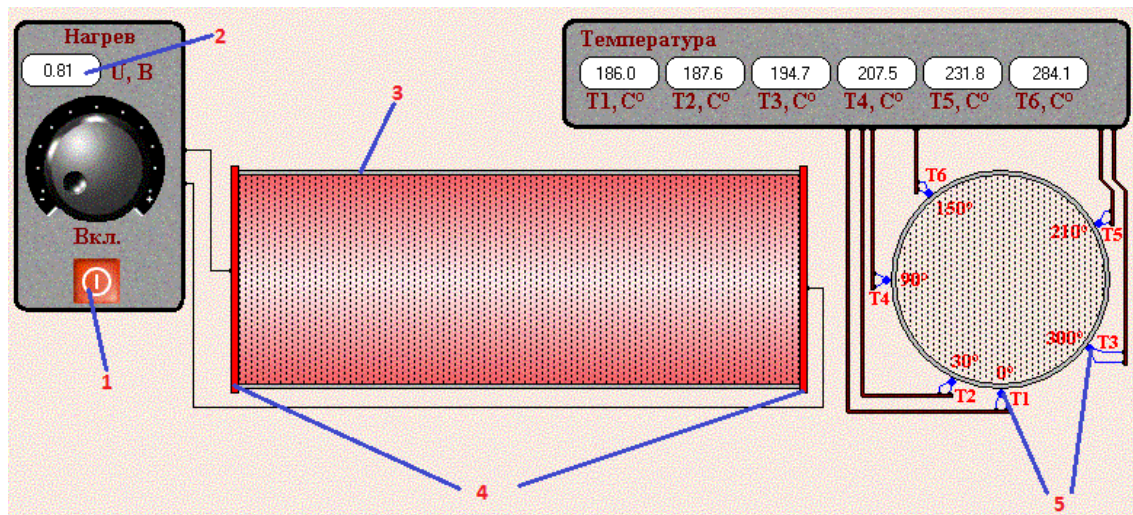


Рис. 4. Схема установки: 1 – тумблер включения/выключения; 2 – вольтметр; 3 – исследуемый цилиндр; 4 – заглушки; 5 – датчики температуры.

Порядок проведения эксперимента

1. Запустить программное обеспечение MMTP_003M.exe.
2. Включить установку в сеть.

3. В рекомендуемом диапазоне изменения геометрических параметров рабочего участка (диаметр трубы $d = 20 \div 50$ мм, длина $L = 0,5 \div 1$ м, толщина стенки $\delta = 0,5 \div 1$ мм) выбрать один из вариантов геометрических характеристик рабочего участка (d , L , δ) с помощью панели управления «Установки». При

нажатии на пиктограмму с помощью появившегося диалогового окна задать вышеуказанные параметры.

4. На пульте управления последовательно включить тумблер питания и тумблер включения нагрева.

5. Плавным вращением ручки реостата установить нужное напряжение.

6. Определить значения температур температурных датчиков, которые вместе со значением U необходимо занести в протокол эксперимента (таблица 2). Эксперименты проводить на стационарном тепловом режиме. Регистрацию показаний производить по индикаторному прибору на пульте управления, показания которого дублируются на мониторе.

По окончании проведения опытов выбранного режима производится перевод всех регулирующих органов в исходное положение. Для следующего режима необходимые действия повторяются в той же последовательности.

Таблица 2 – Протокол эксперимента.

№ режима	U, B	Показания термопар, °C					
		t_{w1}	t_{w2}	t_{w3}	t_{w4}	t_{w5}	t_{w6}
1							
2							
3							

Методика обработки результатов

1. Для определения среднего по поверхности трубы коэффициента теплоотдачи $\bar{\alpha}$ используется формула Ньютона (5).

В рассматриваемых условиях опытов теплота Q , выделенная на экспериментальном участке в результате пропускания по нему электрического тока, отдается в окружающую среду как посредством естественной конвекции Q_K , так и посредством излучения $Q_{\text{из}}$. Поэтому теплота, отдаваемая поверхностью трубы посредством конвекции Q_K , определяется как разность между теплотой Q ,

выделяемой электрическим током и теплотой Q_u , отдаваемой посредством лучистого теплообмена, т. е.

$$Q_k = Q - Q_u$$

Плотность теплового потока q_w определится как

$$q_w = \frac{Q_k}{S},$$

где S – площадь наружной поверхности трубы, m^2 .

2. Определить теплоту, выделенную на экспериментальном участке в результате пропускания по нему электрического тока

$$Q = \frac{U^2}{R}, \quad (15)$$

где U – напряжение электрического тока, подаваемое на экспериментальный участок, B ; R – электросопротивление трубы, Om .

$$R = \frac{\rho \cdot l}{F},$$

где l – длина трубы, m ; $F = \frac{\pi(d^2 - d_0^2)}{4}$ – площадь поперечного кольцевого сечения (материала) трубы, m^2 ; d – наружный диаметр трубы, m ; $d_0 = d - 2\delta$ – внутренний диаметр трубы, m ; ρ – удельное электросопротивление материала трубы, $Om \cdot m$.

Для нержавеющей стали ρ определяется в зависимости от температуры:

$$\rho = 7,5 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\bar{t}_w + 273}{273} \right)^{0,236},$$

где $\bar{t}_w = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_{wi}$ – средняя температура трубы, $^{\circ}C$; t_{wi} – значение измеряемых температур по контуру поперечного сечения трубы, $^{\circ}C$; n – количество измерений в сечении трубы.

3. Определить теплоту, отдаваемую поверхностью трубы в окружающее пространство посредством излучения согласно закону Стефана-Больцмана:

$$Q_u = 5,67 \cdot B \cdot \varepsilon \cdot \left[\left(\frac{T_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right]^S, \quad (16)$$

где ε – степень черноты; T_w – средняя по контуру поперечного сечения температура поверхности трубы, K ; T_f – температура среды, K ; $S = \pi dl$ – площадь наружной поверхности трубы, m^2 .

4. Определить плотность теплового потока на поверхности трубы, обусловленную теплообменом посредством естественной конвекции

$$q_w = \frac{Q_k}{S} = \frac{Q - Q_u}{\pi dl}, \quad (17)$$

5. Определить среднее (по контуру поперечного сечения трубы) значение коэффициента теплоотдачи для каждого температурного режима по формуле Ньютона (5).

6. Определить критерии подобия Nu_f, Gr_f, Pr_f :

$$Nu_f = \frac{\alpha d}{\lambda_f}$$

$$Gr_f = \frac{g \beta (t_w - T_f) d^3 \rho_f^2}{\mu_f^2}$$

$$Pr_f = \frac{\nu_f}{\alpha_f}$$

За определяемую температуру принять температуру среды.

Критерий Прандтля для воздуха можно принять $Pr_f = 0,7$;

В уравнениях $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения;

$\beta_a = 1/T_a$ – коэффициент объемного расширения, K^{-1} ; $\rho_f = \frac{P_0}{RT_f}$ – плотность

воздуха, $кг/м^3$; P_0 – давление окружающей среды, $Па$; $R = 287 \text{ Дж/(кг} \cdot K)$ – газовая постоянная воздуха; λ_f, μ_f – теплопроводность и динамическая вязкость воздуха, определяемые в зависимости от температуры среды T_f согласно эмпирическим зависимостям:

$$\lambda_f = 0,0245 \left(\frac{T_f}{273} \right)^{0,82}$$

$$\mu_f = 1,72 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_f}{273} \right)^{0,683}$$

7. Результаты расчетов занести в таблицу 3.

Таблица 3 – Результаты обработки опытных данных.

№ режима	$Q,$ Bm	$Q_{и},$ Bm	$q_w,$ Bm/m^2	$\overline{T}_w,$ K	$\overline{\alpha},$ $Bm/(m^2 \cdot K)$	Nu_f	$(GrPr)_f$	$lgNu_f$	$Lg(GrPr)_f$
1									
2									
3									
4									
5									

8. В логарифмических координатах построить известная зависимость $lgNu_f = f[lg(GrPr)]$ для среднего (по контуру поперечного сечения трубы) значения критерия Нуссельта (11). На зависимость нанести соответствующие экспериментальные значения.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение конвективного теплообмена.
2. Понятие плотности теплового потока.
3. Охарактеризуйте теорию свободной и вынужденной конвекции.
4. Перечислите методы определения коэффициента теплоотдачи.
5. Основные особенности конвективного метода теплообмена.
6. Закон Стефана-Больцмана.
7. Охарактеризуйте критерии подобия: Nu_f , Gr_f , Pr_f .

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ОКОЛО ВЕРТИКАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА

Цель работы: экспериментально определить локальный коэффициент теплоотдачи вдоль вертикальной поверхности, обобщить результаты в виде критериальных зависимостей с последующим сопоставлением с расчетными формулами и оценить влияние различных газовых сред на характер течения в пограничном слое.

Краткие теоретические сведения

Конвективным теплообменом называется процесс переноса теплоты при макроперемещении жидкости или газа относительно твердой поверхности. Различается конвективный теплообмен при вынужденной и свободной конвекции. Вынужденная конвекция осуществляется при перемещении объемов жидкости или газа под действием сил давления, которое обеспечивается принудительно посредством компрессора или набегающего потока. Свободная конвекция осуществляется в поле внешних массовых сил различной природы: гравитационных, электромагнитных, центробежных и т. д. В случае свободной конвекции в поле гравитационных сил движение среды у твердой поверхности происходит за счет разности плотностей различных частей среды, обусловленной разностью температур.

Если в среду газа или жидкости ввести тело с отличной от среды температурой, то происходит нарушение равновесного состояния среды. Возникающая температурная неравномерность обуславливает неоднородность плотности среды около тела, что приводит под действием гравитации к возникновению подъемных сил и свободной конвекции среды у поверхности тела.

Действие внешних массовых сил при свободной конвекции учитывается выражением

$$\rho_f = g\beta(T_f - T), \quad (1)$$

где ρ – плотность среды, $\text{кг}/\text{м}^3$; g – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$; $(T_f - T)$ – разность температур, K ; $\beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)$ – коэффициент объемного расширения, K^{-1} .

При свободной конвекции поля скоростей и температур существенно зависят друг от друга, поэтому при описании процесса теплообмена при свободной конвекции уравнения энергии и движения рассматриваются совместно. Движение при свободной конвекции может быть, как ламинарным, так и турбулентным.

Различают свободную конвекцию в неограниченном пространстве, когда объем газа или жидкости настолько велик, что конвекция, возникающая у других тел, расположенных в этом объеме, не сказывается на характере движения среды у рассматриваемой поверхности, и конвекцию в ограниченном пространстве, когда имеет место взаимное влияние движения среды у поверхностей. Различают также свободную конвекцию у вертикальной и горизонтальной поверхности. При свободной конвекции в неограниченном объеме у вертикальной поверхности образуется тонкий пограничный слой, в котором происходит изменение скорости движения среды и ее температуры. В остальной части объема среда остается в состоянии покоя с заданной начальной температурой T_f .

Тепловой поток при конвективном теплообмене определяется законом Ньютона: $Q = \alpha \cdot (T_w - T_f) \cdot F$, где Q – количество теплоты, передаваемое при конвективном теплообмене от твердой поверхности к газу, движущемуся относительно этой поверхности, Вт ; α – коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K})$; T_w и T_f – температуры твердой стенки и газа, K ; F – площадь поверхности теплообмена, м^2 .

Коэффициент теплоотдачи α представляет собой количество теплоты, передаваемое через единицу площади изотермической поверхности теплообмена в единицу времени при разности температур стенки и газа, равной одному кельвину. Коэффициент α является функцией многих переменных: режима

течения среды, скорости течения, физических характеристик среды и т. д. Определение коэффициента теплоотдачи производится теоретическими или экспериментальными методами с использованием теории подобия.

При математическом описании процесса конвективного теплообмена используется система уравнений пограничного слоя, состоящая из уравнений неразрывности, движения, энергии и состояния.

Условия однозначности состоят из начальных условий, включающих задание распределения основных параметров в начальный момент времени, и граничных условий на стенке и внешней границе пограничного слоя:

$$\begin{aligned} T &= T_w \text{ при } y = 0; \\ T &= T_f \text{ при } y = \delta; \\ U &= 0 \text{ при } y = 0 \text{ и } y = \delta, \end{aligned} \quad (2)$$

где y – координата по толщине пограничного слоя, м; δ – толщина пограничного слоя, м; U – скорость движения среды в пограничном слое, м/с;

T_w и T_f – температуры стенки и среды, К.

Для ламинарной свободной конвекции эта система уравнений в конкретных случаях при ряде упрощений может быть решена численными методами на ЭВМ. Более сложные случаи ламинарной и турбулентной свободной конвекции исследуются экспериментальными методами с обработкой результатов с помощью теории подобия.

Для стационарного случая свободной конвекции у вертикальной поверхности, когда теплоотдача меняется только по одной координате (по высоте вертикальной поверхности X), из анализа уравнений пограничного слоя и граничных условий получена следующая зависимость для коэффициента теплоотдачи в безразмерном виде:

$$Nu_x = \frac{\alpha \cdot X}{\lambda} = f \left(g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot \frac{X^3}{\nu^2} \right) = f(Gr \cdot Pr), \quad (3)$$

где $Nu_x = \frac{\alpha \cdot X}{\lambda}$ – критерий Нуссельта; $Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot X^3}{\nu^2}$ – критерий Грасгофа;

$Pr = \frac{C_p \cdot \mu}{\lambda}$ – критерий Прандтля; X – координата вдоль вертикальной поверхности, м; λ – теплопроводность среды, Вт/(м·К); C_p – теплоемкость среды, Дж/(кг·К); μ – динамическая вязкость, Па·с; ν – кинематическая вязкость среды, м²/с; ΔT – разность температур стенки и среды, К.

Безразмерный коэффициент теплоотдачи, критерий Нуссельта, является определяемым критерием, так как в него входит искомая величина α . Критерий Нуссельта определяет отношение теплового потока, переданного процессом теплоотдачи к тепловому потоку, передаваемому за счет процесса теплопроводности:

$$Nu = \frac{\alpha}{\lambda/X} \frac{\Delta T}{\Delta T} \quad (4)$$

Определяющими критериями при свободной конвекции являются критерии Грасгофа и Прандтля. Они составлены из величин, заданных при математическом описании процесса теплоотдачи, включая величины, входящие в условия однозначности.

Критерий Грасгофа Gr является критерием теплового подобия и характеризует отношение подъемных сил при свободной конвекции к силам вязкости. Критерий Прандтля $Pr = \nu/\alpha$ составлен из величин, характеризующих физические свойства среды, и является мерой подобия полей температур и скоростей в пограничном слое.

Для расчета местных коэффициентов теплоотдачи при свободной ламинарной конвекции вдоль вертикальной поверхности в неограниченном пространстве используют зависимость:

$$Nu_{fx} = 0,56 \cdot (Gr_{fx} \cdot Pr_f)^{0,25} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \quad (5)$$

В данном уравнении определяющей является температура среды T_f за пределами пограничного слоя, число Прандтля Pr_w определяется по местной температуре стенки T_w . Определяющий размер X отсчитывается от места начала теплообмена вдоль вертикальной поверхности (рис. 1).

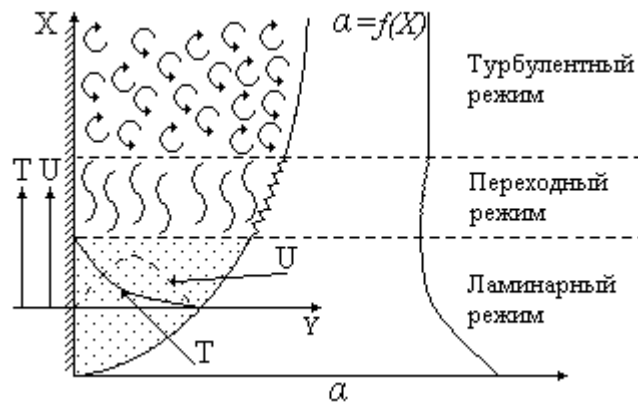


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи вдоль вертикальной стенки и картина течения в пограничном слое при свободной конвекции в неограниченном пространстве.

Для газовых сред поправку $\frac{Pr_f}{Pr_w}$ можно принять равной единице.

При турбулентном режиме течения в пограничном слое вдоль вертикальной поверхности при свободной конвекции используют зависимость

$$Nu_{fx} = 0,13 \cdot (Gr_{fx} \cdot Pr_f)^{1/3}, \quad (6)$$

где за определяющие температуру и координату выбраны также температура среды за пределами пограничного слоя и координата вдоль вертикальной поверхности X .

Так как $Nu_{fx} = \frac{\alpha \cdot X}{\lambda_f}$, а $Gr_{fx}^{1/3} = \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot X^3}{\nu_f^2} \right)^{1/3}$, то следует, что

коэффициент теплоотдачи не зависит от координаты при развитом турбулентном течении в пограничном слое. Развитое турбулентное течение наступает при числах $Gr_{fx} \cdot Pr_f > 6 \cdot 10^{10}$. Ламинарное течение может сохраняться до $Gr_{fx} \cdot Pr_f \approx 10^9$. На рис. 1 показана зависимость изменения коэффициента теплоотдачи α при свободном движении вдоль вертикальной стенки и характер изменения течения вдоль стенки. Сначала имеет место ламинарный режим течения в пограничном слое, толщина пограничного слоя растет, а коэффициент

теплоотдачи уменьшается пропорционально $X^{-0,25}$. Затем наступает переходный режим течения, где коэффициент теплоотдачи нестабилен по времени и в среднем увеличивается до значения, характерного для турбулентного течения. При турбулентном режиме течения коэффициент теплоотдачи не зависит от координаты X и остается постоянным.

Положение точки перехода от ламинарного режима течения в пограничном слое в турбулентный зависит от физических характеристик газовой среды, омывающей вертикальную поверхность, и параметров, определяющих нагрев поверхности.

Влияние газовой среды при естественной конвекции определяется физическими параметрами газов (таблицы 1 – 4), значения которых сильно сказываются на величине критерия Грасгофа Gr . В результате при изменении газовой среды сильно меняется произведение $Gr \cdot Pr$, от величины которого зависит режим течения в пограничном слое, что вызывает перемещение точки перехода от ламинарного режима в турбулентный вдоль вертикальной поверхности.

Таблица 1 – Физические параметры сухого воздуха.

T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\frac{C_p, \text{кДж}}{\text{кг} \cdot K}$	$\frac{\lambda \cdot 10^2, \text{Вт}}{\text{м} \cdot K}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
80	1,00	1,009	3,05	21,1	21,09	30,2	0,692
100	0,946	1,009	3,21	21,9	23,13	33,6	0,688
120	0,898	1,009	3,34	22,8	25,45	36,8	0,686
140	0,854	1,013	3,49	23,7	27,8	40,3	0,684
160	0,815	1,017	3,64	24,5	30,09	43,9	0,682
180	0,779	1,022	3,78	25,8	32,49	47,5	0,681
200	0,746	1,016	3,93	26,0	34,85	51,4	0,680
250	0,674	1,058	4,27	28,4	40,61	61,0	0,677
300	0,615	1,047	4,60	29,7	48,33	71,6	0,674
350	0,566	1,059	4,91	31,4	55,46	81,9	0,676
400	0,524	1,068	5,21	33,0	63,09	93,1	0,678
500	0,456	1,093	5,74	36,2	79,38	115,3	0,687
600	0,404	1,114	6,22	39,1	96,39	138,3	0,699

Таблица 2 – Физические параметры азота.

T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$C_p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot K}$	$\lambda \cdot 10^2, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot K}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
300	1,123	1,041	2,59	17,82	15,87	22,15	0,716
350	0,962	1,042	2,93	20,0	20,79	29,23	0,711
400	0,842	1,045	3,27	22,04	26,18	37,16	0,705
450	0,749	1,05	3,58	23,96	31,99	45,52	0,703
500	0,674	1,056	3,89	25,57	37,94	54,65	0,694
550	0,612	1,065	4,17	27,47	44,89	63,98	0,702
600	0,561	1,075	4,46	29,08	51,84	73,95	0,701
650	0,518	1,086	4,72	30,62	59,11	83,9	0,705
700	0,481	1,098	4,99	32,1	66,74	94,48	0,706

Таблица 3 – Физические параметры водорода.

T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$C_p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot K}$	$\lambda \cdot 10^2, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot K}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
300	0,0807	14,31	18,3	8,9	110,29	158,5	0,696
350	0,0692	14,43	20,4	9,86	142,49	204,3	0,697
400	0,0605	14,48	22,6	10,82	178,84	258,0	0,693
450	0,0538	14,5	24,7	11,71	221,78	322,6	0,687
500	0,0484	14,52	26,6	12,59	260,12	378,5	0,687
550	0,0441	14,53	28,5	13,42	304,31	444,8	0,684
600	0,0403	14,55	30,5	14,25	353,6	520,2	0,680
650	0,0372	14,58	32,3	15,02	403,76	595,5	0,678
700	0,0346	14,61	34,2	15,78	456,07	676,5	0,674

Таблица 4 – Физические параметры двуокиси углерода.

T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$C_p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot K}$	$\lambda \cdot 10^2, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot K}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
300	1,773	0,851	1,66	14,92	8,42	11,0	0,77
350	1,517	0,900	2,04	17,21	11,34	14,9	0,76
400	1,326	0,942	2,43	19,39	14,62	19,5	0,75
450	1,176	0,981	2,83	21,49	18,24	24,5	0,74
500	1,059	1,02	3,25	23,31	22,01	30,1	0,73
550	0,962	1,05	3,66	25,39	26,39	36,2	0,73
600	0,883	1,08	4,07	27,22	30,83	42,7	0,72
650	0,814	1,10	4,45	28,98	35,6	49,7	0,72
700	0,756	1,13	4,81	30,63	40,52	56,3	0,72

Так, для водорода, ламинарный режим течения в пограничном слое сохраняется на большей длине вдоль вертикальной поверхности, чем для воздуха, и тем более для азота и двуокиси углерода при тех же режимах нагрева. Это объясняется более высокими значениями коэффициента кинематической вязкости водорода, которые в 3÷5 раз выше чем у указанных газов, что приводит к уменьшению произведения $Gr \cdot Pr$.

Рост толщины ламинарного пограничного слоя вдоль вертикальной стенки в случае свободной конвекции можно определить по уравнению:

$$\delta = 4,234 \sqrt{\frac{\mu \cdot \lambda \cdot X}{C_p \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot \rho_f^2}}, \quad (7)$$

где δ – толщина пограничного слоя, м; ρ_f – плотность среды, кг/м³.

На рис. 1 также представлены профили скорости и температуры в ламинарном пограничном слое при свободной конвекции в большом объеме. Видно, что температура среды плавно меняется от значения $T = T_w$ (температура нагретой поверхности) при $y = 0$, до температуры $T = T_f$ (температура среды в неограниченном объеме) при $y = \delta$, то есть на границе пограничного слоя.

Профиль температуры в пограничном слое описывается выражением:

$$\frac{T_w - T_i}{T_w - T_f} = \left(1 - \frac{y}{\delta_T}\right)^2, \quad (8)$$

где T_i – текущая температура среды, К; y – координата по толщине пограничного слоя; δ_m – толщина теплового пограничного слоя, м (определяется как расстояние от стенки, на котором температура среды отличается от невозмущенной на 1 %).

Скорость движения среды в пограничном слое меняется от $U_w = 0$ на стенке при $y = 0$, достигает максимума внутри пограничного слоя, и стремится к $U_\delta = 0$ на границе пограничного слоя при $y = \delta$.

Профиль скорости в пограничном слое можно описать следующим выражением:

$$U_x = A \left(\frac{\gamma}{4} Y - \frac{1}{2} Y^2 + \frac{1}{3\delta} Y^3 - \frac{1}{12\delta^2} Y^4 \right), \quad (9)$$

где $A = \frac{\rho_f \cdot g \cdot \beta \cdot (T_w - T_f)}{\mu}$; δ – толщина пограничного слоя, определяемая по

формуле (7), м; y – координата по толщине пограничного слоя, м.

Максимальное значение скорости достигается при $y = 0,38 \cdot \delta$.

Задачей экспериментального исследования процесса теплоотдачи при свободной конвекции является определение показателей степени n при произведении $Gr \cdot Pr$ и константы C в критериальной зависимости

$$Nu = C \cdot (Gr \cdot Pr)^n$$

Эксперименты проводятся в широком диапазоне изменения определяющих критериев Gr и Pr , и строится график зависимости $Nu_x = f(Gr \cdot Pr)$ в логарифмических координатах (рис. 2). Результаты обобщаются выражением

$$\lg Nu_x = \lg C + n \cdot \lg(Gr \cdot Pr), \quad (10)$$

где показатель степени определяется как тангенс угла наклона проведенной линейной зависимости:

$$n = \operatorname{tg} \varphi = \frac{\lg Nu_2 - \lg Nu_1}{\lg(Gr \cdot Pr)_2 - \lg(Gr \cdot Pr)_1}$$

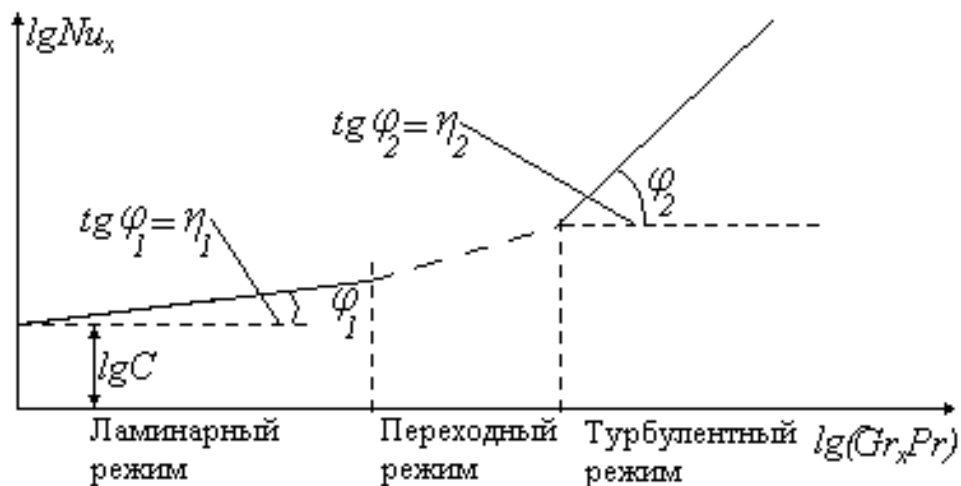


Рис. 2. Зависимость критерия Nu_x от $(Gr_x \cdot Pr)$.

При обработке и обобщении экспериментальных данных большое значение имеет определяющая температура, по которой определяются физические величины, входящие в критерии подобия. В общем случае за определяющую температуру можно принять температуру стенки T_w , температуру среды T_f и среднеарифметическую температуру T_m :

$$T_m = \frac{T_w + T_f}{2} \quad (11)$$

Описание лабораторной установки

Внешний вид экспериментальной установки для определения локального коэффициента теплоотдачи вдоль вертикальной поверхности показан на рис. 3.



Рис. 3. Внешний вид экспериментальной установки.

Схема установки для определения локального коэффициента теплоотдачи вдоль вертикальной поверхности показана на рис. 4.

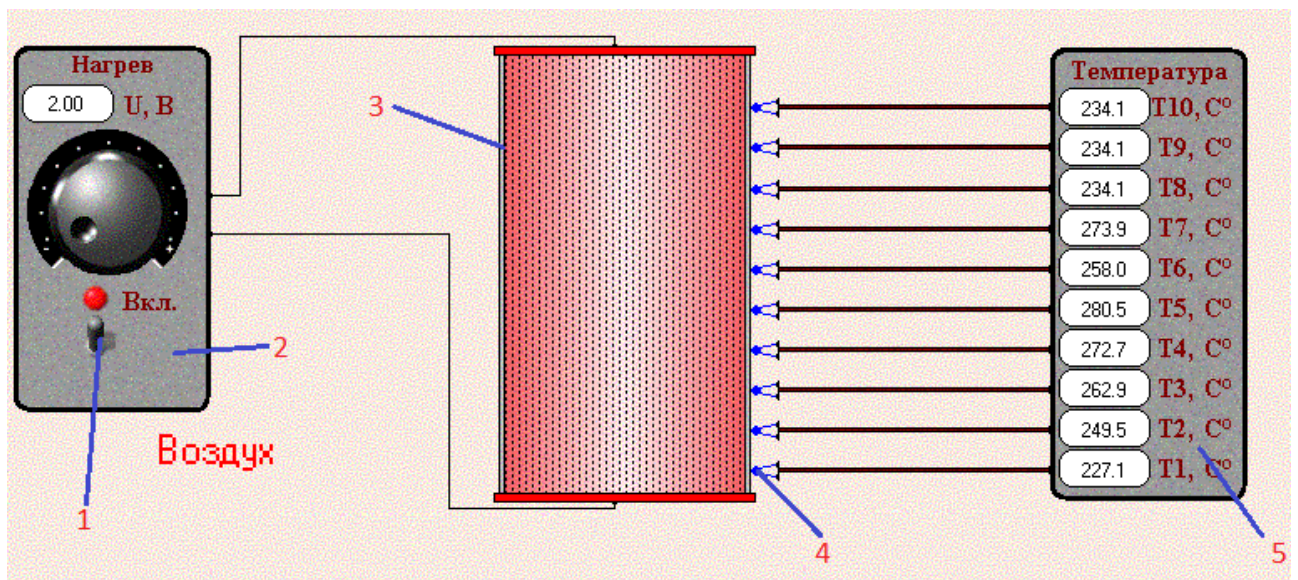


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – тумблер включения/выключения; 2 – панель регулирования нагрева; 3 – цилиндрическая поверхность; 4 – термопары; 5 – показания термопар.

Перед началом работы все регулировочные вентили пульта управления должны быть полностью закрыты (переведены в крайнее против часовой стрелки положение), и все тумблеры питания должны быть выключены.

Порядок проведения эксперимента

1. Включить установку в сеть.
2. Запустить программное обеспечение ММТР_004М.exe.
3. Выбрать одну из газовых сред, омывающих исследуемую цилиндрическую поверхность, с помощью панели управления «Установки». При нажатии на пиктограмму с помощью появившегося диалогового окна выбрать один из четырех возможных вариантов:
 - воздух;
 - водород;
 - двуокись водорода;
 - азот.
4. На пульте управления последовательно включить тумблер питания и тумблер включения нагрева.
5. Плавным вращением ручки реостата установить нужное напряжение.
6. Определить значения температур температурных датчиков, которые вместе со значением U занести в протокол эксперимента (таблица 5). Температура газовой среды принимается в опытах $t_f = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Регистрацию показаний производить по индикаторному прибору на пульте управления, показания которого дублируются на мониторе. Результаты обработки данных занести в таблицу 6.

Таблица 5 – Протокол эксперимента

[illegible]

Таблица 6 – Результаты обработки данных

Расчет										
Номер режима	$Q_{э}, Вт$	$Q_p, Вт$	$Q_k, Вт$	$\frac{\alpha_i, Вт}{м^2К}$	Nu_i	Gr_i	Ламинарный режим		Турбулентный режим	
							$П_1$	C_1	$П_2$	C_2
1										
2										
3										

По окончании проведения опытов выбранного режима производится перевод всех регулирующих органов в исходное положение. Для следующего режима необходимые действия повторяются в той же последовательности.

Методика обработки результатов

1. Для определения локального коэффициента теплоотдачи α согласно закона Ньютона (1) необходимо рассчитать конвективный тепловой поток Q_k , поскольку все остальные величины T_{wi}, T_f, F измерены. Q_k определяется из баланса энергии:

$$Q_k = Q_{э} - Q_{и} \quad (12)$$

Так как электрическая мощность $Q_{э}$, затраченная на нагревание исследуемого цилиндра, отдается в окружающую среду как свободной конвекцией Q_k , так и излучением $Q_{и}$.

Электрическая мощность, подводимая к цилиндру, рассчитывается по формуле

$$Q_{э} = \frac{U^2}{R}, \quad (13)$$

где R – омическое сопротивление цилиндра, Ом. Принимаем $R = 0,0195$ Ом.

Лучистый тепловой поток рассчитывается по формуле

$$Q_{и} = 5,67 \cdot \varepsilon \cdot F \cdot \left[\left(\frac{T_{wi}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right] \quad (14)$$

где T_{wi} и T_f – температура стенки в i -ой точке и окружающего воздуха, K ;
 $\varepsilon = 0,2$ – степень черноты поверхности стального цилиндра;
 $F = \pi \cdot D_{нар} \cdot L$ – площадь боковой поверхности цилиндра, m^2 .

Местный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_i = \frac{Q_k}{F \Delta T_i}, \quad (15)$$

где $\Delta T_i = T_{wi} - T_f$ – температурный напор в местах заделки термодпар, K .

2. Найти значение определяющей температуры по формуле

$$T_m = \frac{T_{wcp} + T_f}{2} \quad (16)$$

где T_{wcp} – среднее значение температуры стенки, K .

3. По найденному значению определяющей температуры выписать из справочника теплофизические параметры (λ, ν, Pr) и подсчитать объемный коэффициент расширения $\beta = 1/T_m, K^{-1}$.

4. Вычислить критерии подобия

$$Nu_{mi} = \frac{d_{mi} \cdot X_i}{\lambda_m} \quad (17)$$

$$Gr_{mi} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_i \cdot X^3}{\nu_m^2} \quad (18)$$

$$Pr_m = \frac{\nu_m}{a} = \frac{C_p \cdot \mu_m}{\lambda_m} \quad (19)$$

5. Результаты обработки опытных данных занести в таблицу.

6. Полученные значения критериев подобия нанести на график, построенный в логарифмических координатах $lg Nu_m, lg(Gr_m Pr_m)$ и аппроксимировать прямой линией, тангенс угла наклона которой определяется значение показателя n в критериальной зависимости:

$$Nu_{mx} = C \cdot (Gr_{mx} \cdot Pr_m)^n$$

Значение постоянной C определяется из выражения по любой точке аппроксимирующей прямой.

7. Аналогичные действия по пунктам 4 и 6 выполнить для определяющей температуры T_f .

8. Сопоставить экспериментально полученные зависимости с теоретическими для ламинарного и турбулентного режимов течения.

Ламинарный режим течения реализуется при $(Gr_{fx} \cdot Pr_f) < 10^9$ и теоретическая зависимость имеет вид:

$$Nu_{fx} = 0,56 \cdot (Gr_{fx} \cdot Pr_f)^{0,25} \quad (20)$$

Турбулентный режим течения в пограничном слое реализуется при $(Gr_{fx} \cdot Pr_f) \geq 6 \cdot 10^{10}$, в данном случае теоретическая зависимость имеет вид:

$$Nu_{fx} = 0,13 \cdot (Gr_{fx} \cdot Pr_f)^{1/3} \quad (21)$$

В данной работе возможна реализация обоих режимов течения в зависимости от исследуемой газовой среды, ламинарный и турбулентный. В этом случае экспериментальные результаты необходимо аппроксимировать двумя прямыми с различным наклоном. В результате получим два значения показателя степени n_1 и n_2 при $(Gr_{fx} \cdot Pr_f)$ и постоянной C_1 и C_2 .

9. Построить график зависимости коэффициента теплоотдачи вдоль вертикальной стенки $\alpha_i = f(x_i)$.

Контрольные вопросы

1. Какие методы измерения температуры используются в данной работе?
2. Назовите признаки наступления стационарного и нестационарного режимов теплообмена с окружающей средой.
3. Дайте определения плотности теплового потока, удельной плотности теплового потока и линейной плотности теплового потока.
4. Какие виды конвекции существуют? В чем их различие?
5. Дайте формулировку и математическое выражение уравнения конвективного теплообмена (закон Ньютона-Рихмана), используемого в данном опыте.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ДВИЖЕНИИ ВОЗДУХА В ТРУБЕ

Цель работы: экспериментально определить локальные и средние по длине трубы значения коэффициента теплоотдачи при вынужденном движении воздуха в трубе при разных скоростях движения и сопоставить результаты опытов с известными критериальными зависимостями.

Краткие теоретические сведения

Рабочие процессы в различных теплообменных устройствах, как правило, основаны на конвективном теплообмене между твердой поверхностью тела и омывающей его жидкостью или газа, а его интенсивность зависит в первую очередь от разности температур газа и поверхности (температурного напора), а также определяется динамическими условиями обтекания поверхности и теплофизическими свойствами газа.

Для расчета теплового потока обычно используют формулу Ньютона, согласно которой плотность теплового потока q_w пропорциональна температурному напору:

$$q_w = \alpha \cdot (T_w - T_f), \quad (1)$$

где q_w — плотность теплового потока, $Вт/м^2$; T_w — температура поверхности, °С; T_f — температура среды вне пограничного слоя, °С.

Для конвективного теплообмена в каналах основными критериями подобия являются:

1. Критерий Нуссельта:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} \quad (2)$$

где λ — коэффициент теплопроводности жидкости, $Вт/(м^2 \cdot К)$;
 l — характерный размер, $м$.

Критерий Нуссельта характеризует отношение между потоком теплоты от жидкости к поверхности тела (теплоотдачей) и потоком теплоты теплопроводностью в жидкости у стенки.

2. Критерий Рейнольдса:

$$Re = \frac{w \cdot l}{\nu}, \quad (3)$$

где w — среднемассовая продольная скорость газа (воздуха), $м/с$;
 ν — кинематическая вязкость воздуха, $м^2/с$.

Критерий Рейнольдса характеризует отношение между инерционной силой и силой внутреннего трения в жидкости (вязкости).

3. Критерий Прандтля:

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (4)$$

Критерий Прандтля характеризует совокупное отношение между силами инерции и вязкости и потоками теплоты — конвективным и вынужденным. Для газов критерий Pr определяется только атомностью и его значение близко к единице. Входящая в выражение величина a называется коэффициентом температуропроводности среды.

4. Критерий Пекле:

$$Pe = \frac{w \cdot l}{a} = Re \cdot Pr \quad (5)$$

Критерий Пекле характеризует отношение между потоком теплоты, переносимым движущимся газом (конвективным), и потоком теплоты теплопроводностью при одинаковом температурном напоре.

5. Критерий Грасгофа:

$$Gr = \frac{g \cdot l^3 \cdot \beta \cdot \Delta T}{\nu^2}, \quad (6)$$

где β — коэффициент объемного расширения воздуха, K^{-1} ; ΔT — разность температур воздуха и стенки, K .

Критерий Грасгофа характеризует отношение между подъемной силой в воздухе, возникающей вследствие разности плотностей, и силой вязкости.

В случае вынужденной конвекции при течении жидкости в трубах и каналах анализ методами теории подобия приводит в общем случае к функциональной связи:

$$Nu = f\left(Re, Gr, Pr, \frac{l}{d}\right), \quad (7)$$

где $\frac{l}{d}$ – отношение длины трубы к ее диаметру, учитывающее изменение теплоотдачи по длине трубы на начальном участке.

Описание лабораторной установки

Внешний вид экспериментальной установки для определения локальных и средних по длине трубы значений коэффициента теплоотдачи при вынужденном движении воздуха в трубе показан на рис. 1.



Рис. 1. Внешний вид экспериментальной установки.

Координаты датчиков температур X_i , установленных на трубке (t_{wi}), отсчитываемые от входа в трубку, и длины участков L_i , соответствующих i -му датчику, приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Координаты термопар на трубке X_i и длины участков L_i .

№ участка	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
№ термопары	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
X_i	25	45	85	155	250	370	490	610	695	715
L_i	25	30	55	82,5	107,5	120	120	102,5	52,5	25

Схема для определения локальных и средних по длине трубы значений коэффициента теплоотдачи при вынужденном движении воздуха в трубе показана на рис. 2.

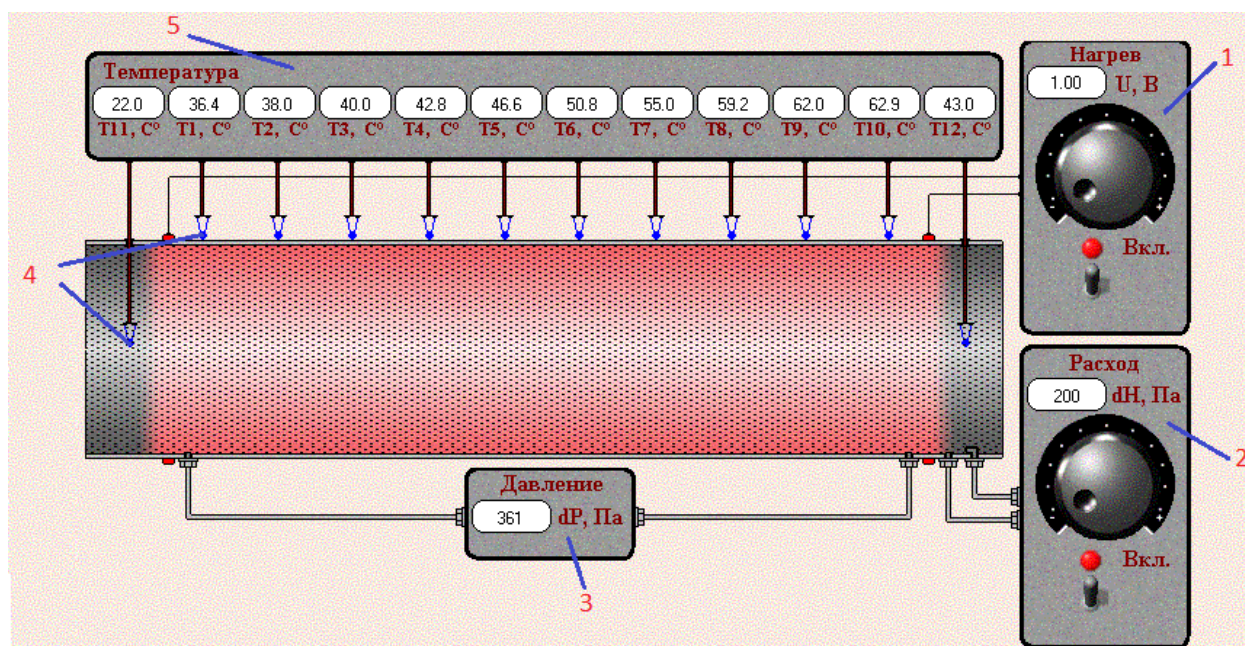


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – панель регулирования нагрева;
2 – панель регулирования расхода; 3 – датчик давления; 4 – термопары;
5 – панель с показаниями термопар.

Перед началом работы все регулировочные вентили пульта управления должны быть полностью закрыты (переведены в крайнее против часовой стрелки положение), и все тумблеры питания должны быть выключены. Все дальнейшие действия производятся в соответствии с порядком проведения опытов.

Порядок проведения эксперимента

1. Включить установку в сеть.
2. Запустить программное обеспечение MMTP_005M.exe.
3. Включить тумблеры питания электродвигателя, нагревателя и измерительных приборов на пульте управления.

4. Для выбранного режима установить ручкой рекомендуемый расход воздуха, определяемый величиной перепада ΔH на трубке Пито. Величина ΔH контролируется по цифровому индикатору на пульте управления и по экрану. Затем рукояткой установить рекомендуемое напряжение U электронагрева, которое контролируется по цифровому индикатору на пульте и по экрану.

Рекомендуемые диапазоны основных режимных параметров: напряжение на трубке Пито $U = 1,1; 1,3; 1,5; 1,7 \text{ В}$ и перепад давления $\Delta H = 200; 400; 800; 1000 \text{ Па}$.

5. На установленном режиме измерить падение давления на участке нагрева ΔP , и записать показания всех 12 датчиков температур.

6. Повторить опыты на других скоростях прокачки воздуха ΔH и значениях электронагрева U . Результаты измерений записать в протокол эксперимента (таблица 2).

Таблица 2 – Протокол эксперимента и результаты обработки данных.

№ режима	$U, В$	$\Delta H, Па$	$\Delta P, Па$	Показания термопар, °С											
				t'_f	t_{w1}	t_{w2}	t_{w3}	t_{w4}	t_{w5}	t_{w6}	t_{w7}	t_{w8}	t_{w9}	t_{w10}	t''_f
1															
2															
3															
4															

По окончании проведения опытов перевести все регулирующие органы в исходное положение.

Методика обработки результатов

1. Определить тепловой поток $Q, Вт$ по формуле

$$Q = \frac{U^2}{R_3}, \quad (8)$$

где электрическое сопротивление рабочего участка $R_3 = 0,0344 Ом$;

U – измеренное напряжение, $В$.

2. Вычислить массовый расход воздуха $G, кг/с$

$$G = \mu \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot \sqrt{2\rho_f'' \Delta H}, \quad (9)$$

где ΔH – динамический напор, измеряемый трубкой Пито, $Па$; $\rho_f'' = \frac{B - \Delta P}{R \cdot (t_f'' + 273)}$

– плотность воздуха на выходе, $кг/м^3$; B – барометрическое давление, $Па$; ΔP – измеренное падение давления на рабочем участке, $Па$;

$R = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$ – газовая постоянная для воздуха;
 $d = 8,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ – внутренний диаметр трубки; $\mu = 0,63$ – коэффициент, полученный тарировкой.

3. Определить среднюю температуру воздуха

$$t_f = \frac{1}{2} \cdot (t_f'' - t_f') \quad (10)$$

4. Рассчитать среднюю плотность воздуха

$$\rho_f = \frac{B}{R \cdot (t_f + 273)} \quad (11)$$

5. Определить число Рейнольдса и среднюю скорость W на участке нагрева

$$Re_f = \frac{W \cdot d}{\nu_f} = \frac{4G}{\pi \cdot d \cdot \rho_f \cdot \nu_f} \quad (12)$$

$$W = \frac{Re_f \cdot \nu_f}{d}, \quad (13)$$

где ν_f – кинематическая вязкость при температуре t_f .

6. Вычислить значения температурного напора Δt_i в сечениях трубки с координатами X_i :

$$\Delta t_i = (t_{wi} - t_f') - \frac{t_f'' - t_f'}{720} X_i \quad (14)$$

7. Определить локальные значения коэффициента теплоотдачи α_i :

$$\alpha_i = \frac{Q - Q_n}{\Delta t_i \cdot \pi \cdot d \cdot l}, \quad (15)$$

где Q_n – потери тепла с наружной поверхности трубки:

$$Q_n = K \cdot (\overline{t_w} - t_f') \quad (16)$$

$K = 0,18$ – коэффициент, определенный опытным путем;

$\overline{t_w} = 0,1 \sum_{i=1}^{10} t_{wi}$ – средняя температура стенки, °C; $l = 0,72 \text{ м}$ – длина

обогреваемого участка трубы.

8. По полученным значениям α_i построить график $\alpha = f(X)$ и определить коэффициент теплоотдачи $\alpha_{осн}$ на основном участке.

9. Определить среднее значение $\bar{\alpha}$ и критерий Нуссельта по опытным данным Nu_f :

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_{i=2}^9 d_i L_i}{\sum_{i=2}^9 L_i} \quad (17)$$

Крайние значения α_1 и α_{10} исключить из расчета ввиду влияния утечек тепла с торцов рабочего участка. Значения L_i приведены в таблице 1.

$$Nu_f = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda_f} \quad (18)$$

10. Определить расчетные значения Nu_f по критериальным зависимостям

$$Nu_f = 0,021 \cdot Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,43} \quad (19)$$

$$Nu_f = f(Re_f) \cdot Pr_f^{0,48}, \quad (20)$$

где $f(Re_f)$ – функция, зависящая от Re_f следующим образом:

$Re_f \cdot 10^3$	2,3	2,5	3,0	3,5	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
$f(Re_f)$	3,6	4,9	7,5	10	12,2	16,5	20	24	27	30	$0,021 \cdot Re_f^{0,8}$

11. По данным опыта рассчитать коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi = \frac{\Delta P_{mp}}{W^2} \cdot \frac{2}{\rho_f} \cdot \frac{d}{l}, \quad (21)$$

где падение давления за счет трения ΔP_{mp} , Па вычисляется по формуле

$$\Delta P_{mp} = \Delta P - \Delta P_y = \Delta P - W^2 \cdot \rho_f \cdot \frac{t_f'' - t_f'}{t_f + 273} \quad (22)$$

где ΔP_y – потери давления на ускорение потока, Па.

12. Полученное значение коэффициента гидравлического сопротивления сопоставить с расчетным по формуле Блазиуса:

$$\xi_{pacu} = \frac{0,316}{Re_f^{0,25}} \quad (23)$$

13. Рассчитать критерий Нуссельта по формуле, полученной на основе гидродинамической теории теплообмена:

$$Nu_{f'pacu} = \frac{\xi}{8Re_f \cdot Pr_f^{0,43}} \quad (24)$$

14. Рассчитанные величины $Nu_{fрасч}$ и $Nu_{f'расч}$ сопоставить с полученным в эксперименте значением Nu_f .

Результаты расчетов внести в таблицы 3 – 6.

Таблица 3 – Результаты обработки опытных данных.

№ режима	$Q, Вт$	$\rho_f'', кг/м^3$	$G, кг/с$	$t_f, °C$	$\rho_f, кг/м^3$
1					
2					
3					
4					

Таблица 4 – Результаты обработки опытных данных.

[illegible]

Таблица 5 – Результаты обработки опытных данных.

№ режима	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9	α_{10}
	$Bm/(m^2 \cdot K)$									
1										
2										
3										
4										

Таблица 6 – Результаты обработки опытных данных.

№ режима	$\overline{t_w},$ °C	$\overline{\alpha},$ $\frac{Bm}{m^2 \cdot K}$	Nu_f	$Nu_{f'расч}$	ξ	$\xi_{расч}$	$Nu_{f'расч}$
1							
2							
3							
4							

Контрольные вопросы

1. Метод измерения температуры поверхности, используемый в данной работе.
2. Назовите признаки наступления стационарного режима теплообмена с окружающей средой.
3. Назовите методы и приборы для измерения температуры, давления и расхода жидкости и газов.
4. Методы определения плотности воздуха в условиях лабораторных исследований.
5. Определите понятия локального и среднего коэффициентов теплоотдачи.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА АДИАБАТИЧЕСКОГО ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА ЧЕРЕЗ СУЖАЮЩЕЕСЯ СОПЛО

Цель работы: экспериментальное и теоретическое исследование термодинамических характеристик процесса истечения газа из сужающегося сопла.

Краткие теоретические сведения

Термодинамическое исследование процессов движения газа по каналам имеет большое практическое значение. Основные положения теории истечения газов позволяют рассчитать проточную часть паровых и газовых турбин, реактивных двигателей, центробежных и осевых компрессоров и многих других узлов.

Основными упрощениями, при которых строится термодинамическая теория газового потока, являются:

- стационарность потока, т. е. параметры потока не меняются во времени, отсюда вытекает постоянство массового расхода газа ($G = \text{const}$);
- отсутствие трения о стенки канала и теплообмена с внешней средой, т.е. течение адиабатное ($dg = 0$);
- течение одномерное ($\frac{dw}{dr} = 0$) и скорость меняется только вдоль канала $W = W(X)$;
- газ идеальный, и теплоемкость его постоянна;
- потенциальная энергия постоянна $g \cdot dh = 0$; $dl_{\text{tex}} = 0$, так как канал закреплен.

Процессы течения описываются следующими уравнениями:

1. Уравнение неразрывности газового потока

$$G = F \cdot W \cdot \frac{1}{v} = \text{const}, \quad (1)$$

где F – площадь поперечного сечения канала, м^2 ; W – скорость потока, м/с ; v – удельный объем газа, $\text{м}^3/\text{кг}$.

2. Уравнение адиабаты

$$Pv^k = \text{const}, \quad (2)$$

где P – давление газа, Па ; k – показатель адиабаты.

3. Уравнение состояния

$$Pv = RT, \quad (3)$$

где R – газовая постоянная, $\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$; T – температура газового потока, К .

4. Уравнение первого закона термодинамики для движущегося газа

$$dg = di + d\left(\frac{w^2}{2}\right), \quad (4)$$

где di – изменение энтальпии, Дж .

Уравнение (4) справедливо и для течения с трением.

Так как течение адиабатное, то в интегральном виде уравнение Первого закона термодинамики запишется в следующем виде:

$$i_1 - i_2 = \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2}, \quad (5)$$

где i_1 – энтальпия газа в сосуде, из которого газ вытекает, Дж ; i_2 – энтальпия газа в выходном сечении сопла, Дж .

или

$$i_1 + \frac{W_1^2}{2} = i_2 + \frac{W_2^2}{2} = \dots = \text{const} \quad (6)$$

Из второго равенства видно, что изменение скорости адиабатного потока происходит за счет изменения его энтальпии.

5. Уравнение Бернулли для сжимаемого рабочего тела (без учета трения)

$$d\left(\frac{W^2}{2}\right) = -v \cdot dp \quad (7)$$

Это уравнение позволяет связать изменение скорости потока с изменением давления и показывает, что с возрастанием давления газа скорость и кинетическая энергия газа всегда уменьшаются и наоборот, с уменьшением давления скорость и кинетическая энергия газа возрастают.

Сопло – это канал, где газ ускоряется, и, следовательно, понижается его давление и температура. Существует связь между формой сопла и скоростью течения. Если скорость в сопле дозвуковая, то сопло должно иметь сужающуюся часть.

Истечение из сосуда неограниченной емкости – это направленное перемещение газа с начальной скоростью, равной нулю, т. е. $W_1 = 0$. При этом теоретическую скорость в выходном сечении сопла W_t , и расход газа G_t можно вычислить по формулам:

$$W_t = \sqrt{2 \cdot \frac{K}{K-1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right]} \quad (8)$$

или

$$W_t = \sqrt{2 \cdot (i_1 - i_2)} \quad (9)$$

$$G_T = F_c \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{K}{K-1} \cdot \frac{P_1^2}{R \cdot T_1} \cdot \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{2}{K}} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K+1}{K}} \right]}, \quad (10)$$

где P_1 , T_1 – давление и температура в сосуде, из которого газ вытекает; P_2 – давление в выходном сечении сопла (на «срезе»), Па; F_c – площадь выходного сечения сопла, m^2 .

При экспериментальном исследовании истечения газов из сужающегося сопла было обнаружено, что невозможно получить давление газа в выходном сечении сопла ниже некоторого критического давления. Этому критическому давлению соответствует максимальный расход газа через сопло. Отношение критического давления к начальному давлению на входе в сопло может быть определено по формуле:

$$\frac{P_k}{P_1} = \beta_k = \left(\frac{2}{K+1} \right)^{\frac{K}{K-1}} \quad (11)$$

Это означает, что критическое отношение давлений зависит только от рода газа и для конкретного газа является постоянным.

Для двухатомных газов и воздуха $K \approx 1,4$ и $\beta_k \approx 0,528$. Для одноатомных газов $K \approx 1,66$; $\beta \approx 0,489$. Для трех и многоатомных газов $K \approx 1,3$; $\beta_k \approx 0,546$. Если давление среды за соплом понижать до давлений, меньших P_k , то это не повлияет на давление газа на срезе сужающегося сопла P_2 . Оно будет оставаться постоянным и равным P_k . Расход газа при этом будет оставаться постоянным и $G_{max} = G_k$, а скорость истечения из сужающегося сопла при $P_2 = P_k$ будет также оставаться постоянной и равной местной скорости звука

$$W_k = \alpha_k = \sqrt{K \cdot R \cdot T_k} = \sqrt{\frac{2 \cdot K}{K + 1} \cdot R \cdot T_1}, \quad (12)$$

где T_k – температура на выходе из сужающегося сопла, K .

Постоянный критический перепад давлений объясняется характером распространения возмущения в среде. Известно, что любое слабое возмущение, в том числе и изменение давления, распространяется в сжимаемой среде со звуковой скоростью, а скорость истечения через сужающееся сопло при $P_2 = P_k$, как уже говорилось, равна местной скорости звука. Поэтому при дальнейшем понижении давления среды P_3 ниже P_k , то есть при $\frac{P_3}{P_1} = \beta < \beta_k$ возмущение среды не проникает внутрь сопла, так как его относительная скорость будет равна нулю, $V = \alpha_k - w_k = 0$.

Действительная скорость истечения W_k меньше расчетной теоретической W_T вследствие трения струи о стенки сопла. Часть располагаемой работы $l_p = \frac{W_T^2}{2}$ рассеивается и превращается в тепло, которое приводит к увеличению температуры T_2 и энтропии S (рис. 1).

$$W_T = \sqrt{2 \cdot (i_1 - i_{2T})} \quad (13)$$

$$W_g = \sqrt{2 \cdot (i_1 - i_2)} \quad (14)$$

Отношение $\varphi_c = \frac{W_g}{W_T}$ – коэффициент скорости сопла.

Отношение $\mu_c = \frac{G_g}{G_T}$ – коэффициент расхода сопла: учитывает, кроме трения о стенки также сужение среды на выходе из сопла. Значения φ_c и μ_c определяются экспериментально.

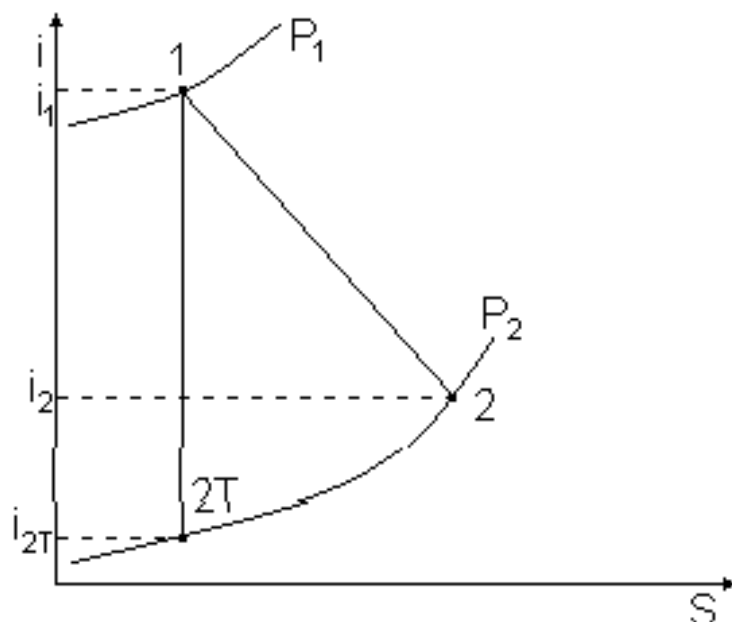


Рис. 1. Процесс расширения в сопле без трения (1–2Т) и с трением (1–2).

Описание лабораторной установки

Внешний вид экспериментальной установки для проведения исследований термодинамических характеристик процесса истечения газа из сужающегося сопла показан на рис. 2.



Рис. 2. Внешний вид экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки для проведения исследований термодинамических характеристик процесса истечения газа из сужающегося сопла показана на рис. 3.

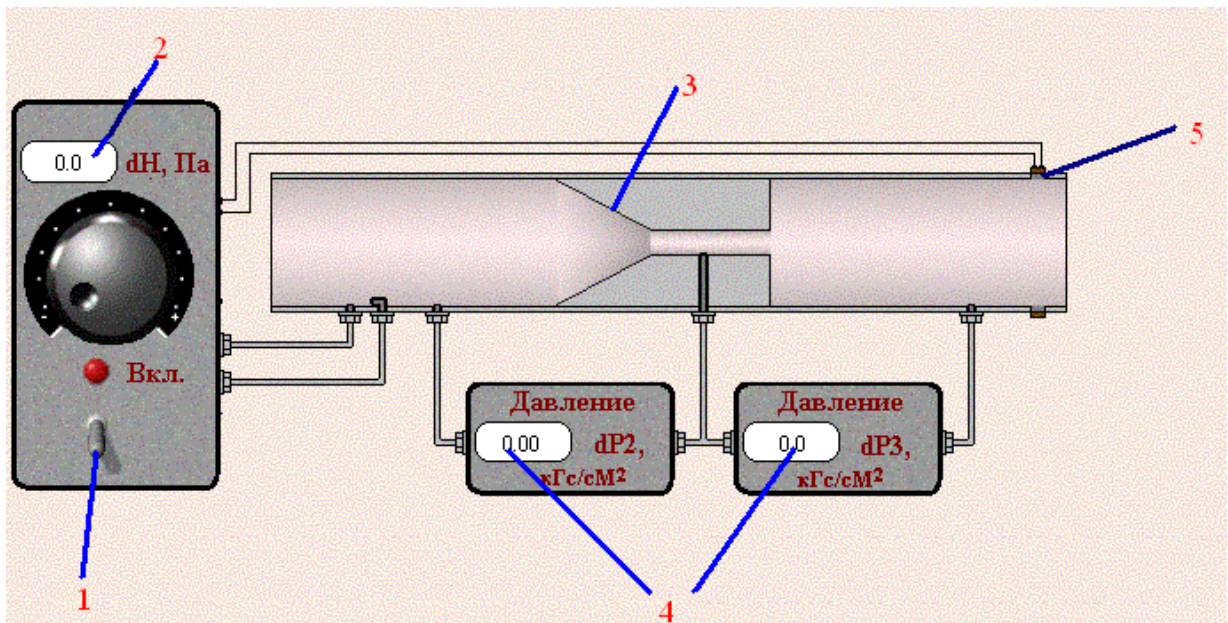


Рис. 3 – Схема экспериментальной установки: 1 – тумблер включения/выключения; 2, 4 – показания измерительных приборов; 3 – сужающее сопло; 5 – регулировочный вентиль

Перед началом работы все регулировочные вентили пульта управления должны быть полностью закрыты (переведены в крайнее против часовой стрелки положение), и все тумблеры питания должны быть выключены. Все дальнейшие действия производятся в соответствии с порядком проведения опытов.

Порядок проведения эксперимента

1. Включить установку в сеть.
2. Запустить программное обеспечение MMTD_005M.exe.
3. С помощью панели управления «Установки» выбрать один из вариантов эксперимента (воздух, CO_2 , He). После выбора одного из вариантов на экране появляется схема экспериментальной установки с отображением (на рабочих режимах) движения газа в рабочем участке, положения регулировочного вентиля и индикацией показаний измерительных приборов (ΔH , ΔP_2 , ΔP_3). До начала эксперимента течение газа отсутствует.
4. Включить тумблеры питания измерительных приборов и приступить к проведению опыта. После включения тумблера включается вакуумный насос. При этом создается вакуум за вентилем, что отображается на экране монитора.
5. Постепенно открывая вентиль с помощью рукоятки на пульте управления, установить минимальное разрежение $\Delta P_3 = 0,1 \text{ ати}$ (1-й режим).

При этом начинается течение газа, на экране монитора и на индикаторе пульта управления отображаются численные значения величин ΔP_2 , ΔP_3 и ΔH .

6. Занести полученные значения в протокол эксперимента (таблица 1).
Последующие режимы снимать при значениях $\Delta P_3 = 0,2; 0,3; \dots; 0,9$ *ати*.
Результаты измерений ΔP_2 , ΔP_3 и ΔH занести в протокол эксперимента.

Таблица 1 – Протокол эксперимента

Газ	№ режима	ΔP_3 , <i>ати</i>	ΔP_2 , <i>ати</i>	ΔH , <i>Па</i>
	1	0,1		
	2	0,2		
	3	0,3		
	...	...		
	9	0,9		

Таблица 2 – Результаты обработки данных

Газ	№ режима	$P_3 \cdot 10^5$, <i>Па</i>	$P_2 \cdot 10^5$, <i>Па</i>	β	$G_g \cdot 10^3$, <i>кг/с</i>	$G_T \cdot 10^3$, <i>кг/с</i>	μ_c	T_c , <i>К</i>	W_g , <i>м/с</i>	W_T , <i>м/с</i>	$\frac{P_2}{P_1}$
	1										
	2										
	...										
	9										

По окончании опытов перевести все регулирующие органы в исходное положение.

Методика обработки результатов

1. Определить абсолютное давление перед соплом P_1 , в выходном сечении сопла (на срезе) P_2 и за соплом P_3

$$P_1 = B \quad (15)$$

$$P_3 = P_1 - \Delta P_3 \quad (16)$$

$$P_2 = P_1 - \Delta P_2 \quad (17)$$

2. Рассчитать отношение давлений

$$\beta = \frac{P_3}{P_1} \quad (18)$$

3. Определить действительный массовый расход газа G_g , кг/с,

$$G_g = F_{ш} \cdot \mu_{ш} \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_{ш} \cdot \Delta H}, \quad (19)$$

где ΔH – измеренный перепад давления на мерной шайбе, Па;

$\rho_{ш} = \frac{P_1}{R \cdot T_1}$ – плотность газа перед шайбой, кг/м³; $R = 8314/\mu$ – газовая

постоянная, Дж/(кг·К); μ – молярная масса газа, г/моль;

$\mu_{ш} = 0,95$ – коэффициент расхода мерной шайбы (определяется тарировкой);

$d_{ш} = 5$ мм – диаметр отверстия мерной шайбы; $F_{ш} = \frac{\pi \cdot d_{ш}^2}{4} \text{ м}^2$.

4. Определить теоретический массовый расход газа

при $\beta > \beta_k$

$$G_T = F_c \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{K}{K-1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left[\beta^{\frac{2}{K}} - \beta^{\frac{K+1}{K}} \right]} \quad (20)$$

при $\beta < \beta_k$

$$G_T = G_K = F_c \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{K}{K+1} \cdot \left(\frac{2}{K+1} \right)^{\frac{2}{K-1}} \cdot \frac{P_1^2}{R \cdot T_1}} \quad (21)$$

где $F_c = \frac{\pi \cdot d_c^2}{4} \text{ м}^2$; $d_c = 1,5 \pm 0,05$ мм.

5. Рассчитать коэффициент расхода сопла

$$\mu_c = \frac{G_g}{G_T} \quad (22)$$

6. Определить действительную скорость газа в выходном сечении сопла

$$W_g = \frac{G_g \cdot R \cdot T_2}{F_c \cdot P_2} = \sqrt{2 \cdot C_p \cdot (T_1 - T_2)} \quad (23)$$

Действительная температура T_2 в выходном сечении сопла определяется из уравнения

$$\sqrt{2 \cdot C_p \cdot (T_1 - T_2)} = \frac{G_g \cdot R \cdot T_2}{P_2} \quad (24)$$

Откуда

$$T_2 = -A^2 \pm A \cdot \sqrt{A^2 + 2 \cdot T_1}, \quad (25)$$

где $A = \sqrt{C_p} \cdot \frac{F_c \cdot P_2}{G_g \cdot R}$; $C_p = \frac{K}{K-1} \cdot R$.

7. Найти теоретическую скорость истечения:

$$\text{при } \beta > \beta_k \quad W_T = \sqrt{2 \cdot \frac{K}{K-1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left[1 - \beta^{\frac{K-1}{K}} \right]} \quad (26)$$

$$\text{при } \beta < \beta_k \quad W_T = W_K = \sqrt{2 \cdot \frac{K}{K+1} \cdot R \cdot T_1} \quad (27)$$

8. Построить графики зависимостей $W_g = f(\beta)$ и $G_g = f(\beta)$, а также $\frac{P_2}{P_1} = f(\beta)$, по которым определить критическое отношение давлений β_k по отрывным данным. Найденное значение β_k сравнить с расчетным (11).

Теоретические значения скорости W_T и расхода газа G_T могут быть рассчитаны с помощью $i - S$ или $T - S$ – диаграмм состояния (рис. 4).

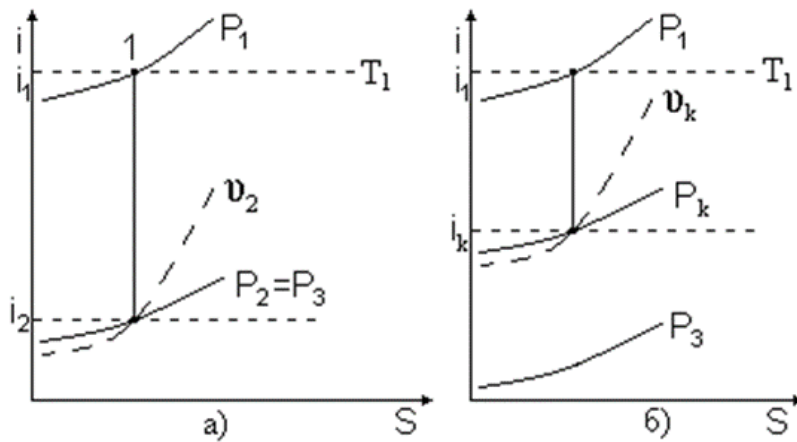


Рис. 4. $i - S$ диаграмма: а) $-\beta > \beta_k$; б) $-\beta < \beta_k$.

$$\text{При } \beta > \beta_k \quad W_T = \sqrt{2 \cdot (i - i_2)} = \sqrt{2 \cdot C_p \cdot (T_1 - T_2)} \quad (28)$$

$$G_T = \frac{W_T \cdot F_c}{v_2} \quad (29)$$

$$\text{При } \beta < \beta_{\kappa} \quad W_T = W_K = \sqrt{2 \cdot (i_1 - i_k)} = \sqrt{2 \cdot C_p \cdot (T_1 - T_k)} \quad (30)$$

$$G_T = G_K = \frac{W_k \cdot F_c}{v_k} \quad (31)$$

Критические параметры i_k , T_k , v_k определить по диаграммам при давлении $P_k = P_1 \cdot \beta_{\kappa}$.

Контрольные вопросы

1. Что понимается под одномерным потоком истечения?
2. Уравнение неразрывности потока для одного из сечений канала.
3. Уравнение первого закона термодинамики для потока, имеющего тепловое и механическое взаимодействие с окружающей средой.
4. Первый закон термодинамики для потока при его истечении через сопловой канал.
5. Запишите расчетное выражение для определения скорости в одном из сечений соплового канала при истечении через него идеального газа и водяного пара. Поясните, как определить величины, входящие в эти выражения.
6. Дайте характеристики докритического и сверхкритического режимов истечения через сопловый канал и укажите, какой профиль соплового канала должен соответствовать каждому из режимов истечения.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ТЕПЛООБМЕННОГО АППАРАТА

Цель работы: с помощью численного эксперимента определить зависимость тепловой мощности теплообменного аппарата в зависимости от схемы включения, вида теплоносителя, геометрических параметров (диаметры наружной и внутренней труб, длина) и режимных параметров, определить коэффициент теплопередачи в зависимости от режимных параметров, коэффициент теплоотдачи по одному из теплоносителей методом теплообменника, а также зависимость тепловой мощности аппарата, коэффициентов теплопередачи и теплоотдачи от геометрических параметров турбулизаторов.

Краткие теоретические сведения

Теплообменные аппараты используются для передачи тепла от одного теплоносителя к другому. Теплоноситель, имеющий более высокую температуру и отдающий тепло, называется горячим; теплоноситель, обладающий более низкой температурой и воспринимающий тепло – холодным.

Все теплообменные аппараты по способу передачи тепла могут быть разделены на две большие группы: поверхностные и контактные (рис. 1). В поверхностных аппаратах теплоносители отделены друг от друга твердой стенкой (такие аппараты называются рекуперативными), либо поочередно контактируют с одной и той же стенкой (такие аппараты называются регенеративными). Эту стенку (поверхность) называют поверхностью теплообмена.

В рекуперативном аппарате одна сторона поверхности теплообмена все время омывается горячим теплоносителем, другая – холодным. Тепло передается от одного теплоносителя к другому через разделяющую их стенку. Направление теплового потока в стенке остается неизменным.

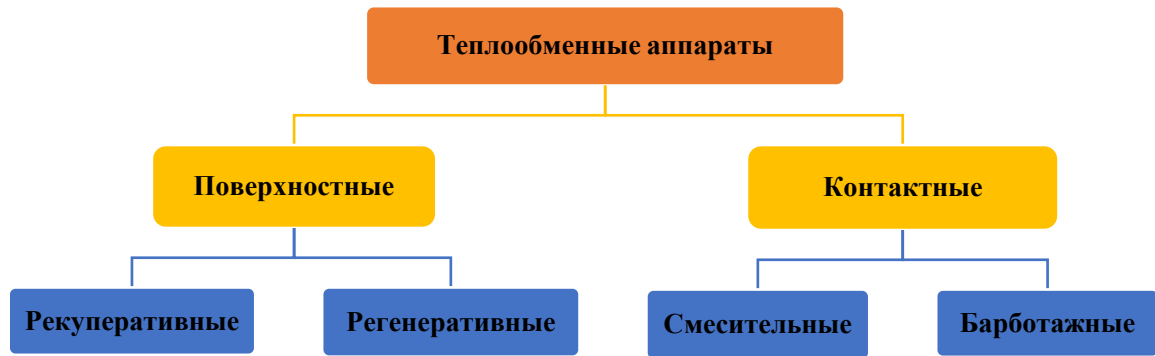


Рис. 1. Виды теплообменных аппаратов.

В регенеративном аппарате одна и та же поверхность теплообмена попеременно омывается то одним, то другим теплоносителем. В период нагрева поверхности теплообмена, называемой насадкой регенератора, она контактирует с горячим теплоносителем и аккумулирует тепло, которое в период охлаждения отдает холодному теплоносителю. Направление теплового потока в стенках аппарата периодически меняется. В качестве насадки в таких аппаратах могут использоваться шары, кольца, мелкие трубы, собранные в плотный пучок, иногда кирпичная кладка (например, в регенераторах мартеновских печей). Достоинствами таких аппаратов являются возможность размещения большой поверхности в единице объема (большая компактность) и работы при высоких температурах (при использовании в качестве насадки высокотемпературных материалов), недостатками – плохая герметичность, неизбежность перемешивания теплоносителей, невозможность работы при высоких давлениях рабочих сред.

В контактных теплообменных аппаратах передача тепла происходит при непосредственном контакте горячего и холодного теплоносителей, при этом теплообмен сопровождается массообменом. В аппаратах смесительного типа горячий и холодный теплоносители перемешиваются и образуют растворы или смеси (примером таких аппаратов могут служить различного типа скрубберы или смесители горячей и холодной воды, используемые в системах водоснабжения). В аппаратах барботажного типа теплоносители находятся в разных фазах и при контакте обмениваются теплом, практически не перемешиваясь между собой. Например, в градирнях капли разбрызгиваемой

воды охлаждаются встречным потоком холодного воздуха, а в барботерах горячий пар охлаждается, поднимаясь через слой жидкости. Аппараты контактного типа не могут применяться, если рабочие среды имеют разные давления или вообще не могут перемешиваться.

Аппараты контактного и регенеративного типа не нашли широкого применения на практике. Основным типом теплообменников, используемых в различных областях техники, по – прежнему остаются рекуперативные аппараты, которые и будут дальше рассматриваться.

Рекуперативные теплообменные аппараты можно, в свою очередь, классифицировать:

1. По взаимному направлению потоков теплоносителей:

- прямоточные (прямоток), когда оба теплоносителя движутся параллельно в одном направлении;
- противоточные (противоток), когда оба теплоносителя движутся в противоположных направлениях;
- с перекрестным током – теплоносители движутся во взаимно перпендикулярных направлениях, однократно или многократно;
- с более сложными схемами различного сочетания прямотока, противотока и перекрестного тока.

2. По роду теплоносителей:

- аппараты, в которых оба теплоносителя не меняют своего агрегатного состояния (газо – газовые, жидко – жидкостные, газожидкостные);
- аппараты, в которых изменяется агрегатное состояние одного теплоносителя, – конденсаторы (горячего теплоносителя), парогенераторы, испарители (холодного теплоносителя);
- аппараты, в которых изменяются агрегатные состояния обоих теплоносителей (конденсаторы – испарители).

3. По конструктивному оформлению:

- трубчатые:

- трубчато – ребристые;
- пластинчатые;
- пластинчато – ребристые;
- трубчато – пластинчатые.

Наиболее распространенной конструкцией являются трубчатые аппараты. Поверхность теплообмена таких аппаратов состоит из одной или нескольких труб. Простейший теплообменник типа труба в трубе – состоит всего из одной трубы, которая внутри омывается одним теплоносителем, а снаружи – другим, который протекает в кольцевом пространстве между теплообменной трубой и кожухом. Если теплообменник состоит из нескольких труб, то они собираются в трубный пучок с помощью трубных досок. Трубы с трубными досками заключены в кожух.

Рассмотрим принципы теплового расчета рекуперативных теплообменников с однофазными теплоносителями. Обычно при расчете аппарата определяется либо поверхность теплообмена (конструкторский расчет), либо количество переданного тепла и конечные температуры теплоносителей (поверочный расчет). В основе теплового расчета теплообменных аппаратов лежат уравнения теплового баланса и теплопередачи.

При стационарном режиме работы, если пренебречь утечками тепла в окружающую среду, передаваемый в аппарате тепловой поток равен уменьшению энтальпии горячего теплоносителя и увеличению энтальпии холодного теплоносителя:

$$dQ = - G_{\Gamma} \cdot di_{\Gamma} = G_X \cdot di_X \quad (1)$$

$$Q = G_{\Gamma} \cdot (i'_{\Gamma} - i''_{\Gamma}) = G_X \cdot (i''_X - i'_X), \quad (2)$$

где G – массовый расход теплоносителя, кг/с; i' и i'' – энтальпия на входе и выходе из аппарата, Дж/кг; индекс Γ соответствует горячему теплоносителю; X соответствует холодному теплоносителю.

Уравнение (2) есть уравнение теплового баланса.

Если вместо энтальпии ввести теплоемкость при постоянном давлении, воспользовавшись соотношением $di = C_p \cdot dT$, то выражение (2) примет вид

$$Q = G_G \cdot \overline{C_{pG}} \cdot (T'_G - T''_G) = G_X \cdot \overline{C_{pX}} \cdot (T''_X - T'_X), \quad (3)$$

где $\overline{C_{pG}}$ и $\overline{C_{pX}}$ – средние значения теплоемкостей горячего и холодного теплоносителей соответственно в интервалах температур от T'_G до T''_G и от T'_X до T''_X .

Уравнение (1) примет при этом вид

$$dQ = -G_G \cdot \overline{C_{pG}} \cdot dT_G = G_X \cdot \overline{C_{pX}} \cdot dT_X \quad (4)$$

Иногда вводится понятие полных теплоемкостей массовых расходов горячего и холодного теплоносителей:

$$C_G = G_G \cdot \overline{C_{pG}} \quad (5.1)$$

$$C_X = G_X \cdot \overline{C_{pX}} \quad (5.2)$$

Из вышеприведенных уравнений следует, что

$$\frac{C_G}{C_X} = \frac{T''_X - T'_X}{T'_G - T''_G} = -\frac{dT_X}{dT_G} \quad (6)$$

т. е. отношение изменения температур однофазных теплоносителей обратно пропорционально отношению их полных теплоемкостей (водяных эквивалентов).

Для элемента поверхности теплообмена dF уравнение теплопередачи в дифференциальной форме записывается в виде:

$$dQ = K \cdot \Delta T \, dF, \quad (7)$$

где K – коэффициент теплопередачи, $Вт/(м^2 \cdot К)$; $\Delta T = T_G - T_X$ – текущий температурный напор, $К$.

Суммарный поток тепла через поверхность теплообмена

$$Q = \int_0^F K \cdot \Delta T \, dF \quad (8)$$

Для определения Q необходимо знать распределение K и ΔT по поверхности теплообмена. Для однофазных теплоносителей коэффициент теплопередачи обычно изменяется незначительно и поэтому принимается постоянным по всей поверхности теплообмена. Тогда

$$Q = K \cdot \int_0^F \Delta T dF = K \cdot \overline{\Delta T} \cdot F \quad (9)$$

Средний по поверхности теплообмена температурный напор

$$\overline{\Delta T} = \frac{1}{F} \int_0^F \Delta T dF \quad (10)$$

Уравнение (9) является уравнением теплопередачи. Оно позволяет при конструкторском расчете определить поверхность теплообмена F .

Если в теплообменном аппарате коэффициент теплопередачи существенно изменяется на отдельных участках поверхности теплообмена (как, например, для аппаратов с кипением или конденсацией теплоносителя на части поверхности), вводится средний по поверхности коэффициент K .

Для плоской стенки коэффициент теплопередачи равен

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (11)$$

где α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи, $Вт/(м^2 \cdot К)$; δ – толщина стенки, $м$; λ – коэффициент теплопроводности материала стенки, $Вт/(м \cdot К)$.

Для цилиндрической стенки при отнесении теплового потока соответственно к внутренней и наружной поверхности:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2 d_2}} \quad (12)$$

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \cdot \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_2}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (13)$$

где α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи внутри и снаружи трубы, $Вт/(м^2 \cdot K)$; d_1 и d_2 – внутренний и наружный диаметры, $м$.

Если $\frac{d_2}{d_1} < 1,8$, то вполне допустимо использование определения K по

формуле для плоской стенки (11), т. е.

$$Q = K \cdot \pi \cdot d_0 \cdot l \cdot \overline{\Delta T}, \quad (14)$$

где $d_0 = d_2$ при $\alpha_1 \gg \alpha_2$; $d_0 = d_1$ при $\alpha_0 \gg \alpha_1$; $d_0 = 0,5 \cdot (d_1 + d_2)$ при $\alpha_1 \approx \alpha_2$; l – длина труб, $м$.

Если ввести линейный коэффициент теплопередачи для цилиндрической стенки

$$K_i = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}, \quad (15)$$

$$\text{то } Q = K_i \cdot \pi \cdot l \cdot \overline{\Delta T}. \quad (16)$$

Необходимые для определения коэффициента теплоотдачи расчетные зависимости приводятся в учебниках, монографиях, справочниках.

Определим среднюю разность температур $\overline{\Delta T}$ для простейших схем движения теплоносителей – прямоточной и противоточной. Характер изменения температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена определяется схемой движения и соотношением теплоемкостей массовых расходов теплоносителей C_Γ и C_X (водяных эквивалентов). Для теплоносителей с большей теплоемкостью массового расхода температура вдоль поверхности теплообмена изменяется слабее.

Для прямотока на участке dF температура горячего теплоносителя понизится на dT_Γ , холодного – повысится на dT_X . Согласно (4) имеем

$$dT_\Gamma = -\frac{dQ}{C_\Gamma}; \quad dT_X = \frac{dQ}{C_X} \quad (17)$$

Изменение температурного напора

$$d(T_{\Gamma} - T_X) = -\left(\frac{1}{C_{\Gamma}} + \frac{1}{C_X}\right)dQ = -\left(\frac{1}{G_{\Gamma} \cdot \overline{C_{p\Gamma}}} + \frac{1}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}}\right)dQ \quad (18)$$

Используя (3) и выражая dQ через уравнение теплопередачи (7), можно получить с учетом определения среднего по поверхности температурного напора $\overline{\Delta T}$ согласно (9) и (10) следующее выражение:

$$\overline{\Delta T} = \overline{\Delta T}_{\log} = \frac{(T'_{\Gamma} - T'_X) - (T''_{\Gamma} - T''_X)}{\ln \frac{T'_{\Gamma} - T'_X}{T''_{\Gamma} - T''_X}} \quad (19)$$

Выражение (19) называется среднелогарифмическим температурным напором для прямотока.

При противотоке температуры теплоносителей вдоль поверхности теплообмена падают, и изменение температурного напора на участке dF равно

$$d(T_{\Gamma} - T_X) = dT_{\Gamma} - dT_X = -\left(\frac{1}{C_{\Gamma}} - \frac{1}{C_X}\right)dQ = -\left(\frac{1}{G_{\Gamma} \cdot \overline{C_{p\Gamma}}} - \frac{1}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}}\right)dQ \quad (20)$$

При противотоке температурный напор по ходу горячего теплоносителя уменьшается, если $C_{\Gamma} < C_X$, и увеличивается, если $C_{\Gamma} > C_X$. Если $C_{\Gamma} = C_X$, то температурный напор вдоль поверхности теплообмена не изменяется.

Используя (3) и (7), получаем

$$\begin{aligned} \frac{d(T_{\Gamma} - T_X)}{T_{\Gamma} - T_X} &= -[(T'_{\Gamma} - T''_{\Gamma}) - (T'_X - T''_X)] \frac{KdF}{Q} = \\ &= -[(T'_{\Gamma} - T''_X) - (T''_{\Gamma} - T'_X)] \frac{KdF}{Q} \end{aligned} \quad (21)$$

Учитывая, что температурный напор вдоль поверхности F изменяется от $(T'_{\Gamma} - T''_X)$ до $(T''_{\Gamma} - T'_X)$, и интегрировании (21) получаем

$$\ln \frac{T''_{\Gamma} - T'_X}{T'_{\Gamma} - T''_X} = -[(T'_{\Gamma} - T''_X) - (T''_{\Gamma} - T'_X)] \cdot \frac{K \cdot F}{Q} \quad (22)$$

Тогда среднелогарифмический температурный напор при противотоке

$$\overline{\Delta T} = \overline{\Delta T}_{log} = \frac{(T'_G - T''_X) - (T''_G - T'_X)}{\ln \frac{T'_G - T''_X}{T''_G - T'_X}} \quad (23)$$

Вместо (19) и (23) можно использовать единую формулу

$$\overline{\Delta T}_{log} = \frac{\Delta T_B - \Delta T_M}{\ln \frac{\Delta T_B}{\Delta T_M}}, \quad (24)$$

где ΔT_B – больший температурный напор, K ; ΔT_M – меньший температурный напор, K .

Если температуры теплоносителей вдоль поверхности теплообмена изменяется незначительно по сравнению с температурным напором, то температурный напор можно определить как среднеарифметический между ΔT_B и ΔT_M , т. е.

$$\overline{\Delta T} = \frac{\Delta T_B + \Delta T_M}{2} \quad (25)$$

Формулу (25) используют при $\frac{\Delta T_B}{\Delta T_M} < 2$.

При поверочном расчете теплообменного аппарата заданы температуры теплоносителей на входе T'_G и T'_X , их расходы G_G и G_X , поверхность теплообмена F и коэффициент теплопередачи K , а определяются конечные температуры теплоносителей T''_G и T''_X и количество переданного тепла Q .

Для прямотока из уравнений (3) и (19) можно получить

$$\ln \frac{T''_G - T''_X}{T'_G - T'_X} = - \left(\frac{1}{G_G \cdot \overline{C_{pG}}} + \frac{1}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}} \right) \cdot K \cdot F,$$

$$\text{или } \frac{T''_G - T''_X}{T'_G - T'_X} - 1 = \exp \left[- \frac{K \cdot F}{G_G \cdot \overline{C_{pG}}} \cdot \left(1 + \frac{G_G \cdot \overline{C_{pG}}}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}} \right) \right] - 1.$$

Откуда, используя (3), получаем выражение для вычисления величины изменения температур горячего и холодного теплоносителей:

$$T'_Г - T''_Г = (T'_Г - T'_Х) \cdot \frac{1 - \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 + \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]}{1 + \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}}} \quad (26)$$

$$\text{и } T''_Х - T'_Х = (T'_Г - T'_Х) \cdot \frac{1 - \exp \left(-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 + \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right)}{1 + \frac{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}}. \quad (27)$$

Для противотока из уравнений (3) и (22) получаем

$$\frac{T''_Г - T'_Х}{T'_Г - T''_Х} = \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]$$

Окончательные выражения для изменения температур теплоносителей имеют вид

$$T'_Г - T''_Г = (T'_Г - T'_Х) \cdot \frac{1 - \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]}{1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \cdot \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]} \quad (28)$$

$$T''_Х - T'_Х = (T'_Г - T'_Х) \cdot \frac{1 - \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]}{\frac{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} - \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]} \quad (29)$$

При определении промежуточных температур $T_Г$ и $T_Х$ в противоточных теплообменниках для горячего теплоносителя в числителе уравнения (28) F заменяется на $F_Х$, т. е.

$$T'_Г - T_Г = (T'_Г - T'_Х) \frac{1 - \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]}{1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \cdot \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}} \cdot \left(1 - \frac{G_Г \cdot \overline{C_{pГ}}}{G_Х \cdot \overline{C_{pХ}}} \right) \right]} \quad (30.1)$$

Причем $F_Х$ отсчитывается от входа горячего теплоносителя. Для холодного теплоносителя при этой системе отсчета

$$T_X'' - T_X = (T_G' - T_X') \frac{1 - \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_G \cdot \overline{C_{pG}}} \left(1 - \frac{G_G \cdot \overline{C_{pG}}}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}} \right) \right]}{\frac{G_X \cdot \overline{C_{pX}}}{G_G \cdot \overline{C_{pG}}} - \exp \left[-\frac{K \cdot F}{G_G \cdot \overline{C_{pG}}} \cdot \left(1 - \frac{G_G \cdot \overline{C_{pG}}}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}} \right) \right]} \quad (30.2)$$

Если температура теплоносителей вдоль поверхности теплообмена изменяется незначительно $\left(\frac{\Delta T_B}{\Delta T_M} < 2 \right)$, можно принять линейным ее распределение по длине, а средний температурный напор, определенный по (25), будет равен

$$\overline{\Delta T} = \frac{\Delta T_B + \Delta T_M}{2} = \left(\frac{T_G' + T_G''}{2} - \frac{T_X' + T_X''}{2} \right) \quad (31.1)$$

Определив T_G'' и T_X'' из уравнения теплового баланса (3), получим

$$\overline{\Delta T} = (T_G' - T_X') - \left(\frac{1}{2G_G \cdot \overline{C_{pG}}} + \frac{1}{2G_X \cdot \overline{C_{pX}}} \right) \cdot Q \quad (31.2)$$

Подставив это выражение для $\overline{\Delta T}$ в уравнение теплопередачи (9) и решив его относительно Q , получим

$$Q = \frac{T_G' - T_X'}{\frac{1}{K \cdot F} + \frac{1}{2G_G \cdot \overline{C_{pG}}} + \frac{1}{2G_X \cdot \overline{C_{pX}}}} \quad (32)$$

Знание Q позволяет найти температуры на выходе T_G'' и T_X'' .

Для сравнения прямотока с противотоком будем сравнивать количество переданного тепла при одинаковых $K \cdot F$, $G_G \cdot \overline{C_{pG}}$, $G_X \cdot \overline{C_{pX}}$, T_G' , T_X' .

Эти схемы равноценны только при $\frac{G_G \cdot \overline{C_{pG}}}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}} < 0,5$ и $\frac{G_G \cdot \overline{C_{pG}}}{G_X \cdot \overline{C_{pX}}} > 10$ или при

значениях $\frac{K \cdot F}{G_G \cdot \overline{C_{pG}}}$ менее 0,1. Первое условие соответствует малому изменению

температуры одного из теплоносителей, во втором случае температурный напор значительно больше изменения температуры теплоносителя. Во всех остальных

случаях при прочих равных условиях при противотоке передается больший тепловой поток.

Поэтому с данной точки зрения противоточная схема является предпочтительной. Следует также обратить внимание на то, что только при противотоке можно получить $T_X'' > T_G'$ (при прямотоке это в принципе невозможно).

Однако при противотоке температура поверхности теплообмена вблизи входа горячего теплоносителя оказывается более высокой, чем при прямотоке. При высоких температурах горячего теплоносителя данное обстоятельство приходится учитывать.

К современным теплообменным аппаратам предъявляются повышенные требования по компактности, габаритам и массе. При заданных значениях тепловой мощности, расходов теплоносителей и гидравлических сопротивлений уменьшить габариты и массу аппаратов можно либо за счет увеличения коэффициентов теплопередачи, либо за счет более плотной компоновки (уменьшения диаметра труб, расстояния между ними). Уменьшение диаметра труб и расстояния между ними ограничивается технологическими требованиями, поэтому возможности этого пути практически исчерпаны. Остается только путь уменьшения габаритных размеров и массы аппарата за счет интенсификации теплообмена.

Известно много методов интенсификации теплообмена. Среди них особое место занимает закрутка потока в трубах с помощью различного рода винтовых вставок (закрученные ленты, шнеки) по всей длине трубы или на ее части, тангенциального подвода теплоносителя в трубу, лопаточных завихрителей, расположенных на входе или периодически. Кроме того, с целью интенсификации используются также криволинейные каналы (змеевиковые и спиральные). В ряде случаев для интенсификации теплообмена можно применять наложение на вынужденное течение колебаний расхода. При наличии в канале акустического резонанса теплоотдача существенно увеличивается в

зоне пучности скорости стоячей волны. При этом заметно возрастает и средняя теплоотдача.

Однако, наиболее реальным, доступным и высокоэффективным путем интенсификации теплообмена является искусственная турбулизация потока. При умеренном росте гидравлического сопротивления она значительно увеличивает коэффициент теплоотдачи. Рассматриваемый ниже метод интенсификации теплообмена основан на детальном изучении структуры турбулентного течения в каналах.

Рассмотрим распределение вдоль радиуса трубы безразмерных температур θ , скорости $\frac{W_x(Y)}{W_0}$, плотности теплового потока $\frac{q(Y)}{q_w}$; массовой скорости $\frac{\rho \cdot W_x}{(\rho \cdot W)_0}$ и коэффициента турбулентного переноса импульса $\frac{\mu_T}{\mu}$ при течении в трубе газа с $Re_w = 4,3 \cdot 10^4$; $Pr = 0,7$.

$$\text{Так как } q = (\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (33)$$

$$\text{а коэффициент теплоотдачи: } \alpha = \frac{q_w}{T_w - T_F}, \quad (34)$$

где среднемассовая температура потока равна

$$T_F = \frac{\int_0^{r_0} \rho \cdot C_p \cdot T \cdot W \cdot r dr}{\int_0^{r_0} \rho \cdot C_p \cdot W \cdot r dr}, \quad (35)$$

то нетрудно заключить, что наибольшее влияние на коэффициент теплоотдачи α окажет увеличение λ_r в непосредственной близости от стенки. В пристенном слое толщиной $(0,005 \dots 0,1) \cdot r_0$ среднее значение коэффициента турбулентной теплопроводности λ_r не превышает 10% от максимального при данном числе Рейнольдса, а тепловой поток близок к максимальному. Поэтому, в пристенном

слое толщиной $(0,005 \dots 0,1) \cdot r_0$ или высотой $Y^+ = \frac{Y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = 60 \dots 160$ (Y –

расстояние от стенки;

ν – кинематическая вязкость; τ_w – касательное напряжение на стенке)

расходуется 60... 70% располагаемого температурного напора. Чем больше число Прандтля, тем на более узкий пристенный слой целесообразно воздействовать. Следовательно, наибольшей интенсификации теплоотдачи можно добиться, увеличивая λ_Γ именно в таких пристенных слоях. В то же время ясно, что дополнительная турбулизация ядра потока (где λ_Γ велико, а $q \ll q_w$) мало увеличит теплоотдачу, хотя и приведет к большему росту гидравлических потерь.

Эффективным методом интенсификации теплоотдачи является создание в пристенной области отрывных зон. Наилучшие результаты получаются при дискретной турбулизации потока на стенках каналов, причем источниками турбулентных вихрей должны служить плавно очерченные выступы или канавки с высотой $Y^+ = 60 \dots 150$.

Максимальное увеличение теплоотдачи $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$ и гидравлического сопротивления $\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$ достигается при $\frac{t}{h} \cong 10$, причем максимум $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$ не зависит от формы турбулизатора, а максимум $\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$ сильно зависит (он минимален при плавной форме турбулизатора).

Проведенный анализ позволил выбрать рациональный метод интенсификации теплообмена в каналах любого поперечного сечения и разработать способы его реализации. Для трубчатых теплообменных аппаратов предложен следующий метод интенсификации теплообмена. На наружной поверхности теплообменных труб накаткой наносят периодически расположенные кольцевые канавки. При этом на внутренней поверхности труб образуются кольцевые диафрагмы с плавной конфигурацией. Диафрагмы и

кольцевые канавки турбулизируют поток в пристенном слое и обеспечивают интенсификацию теплообмена как снаружи, так и внутри труб. При этом не увеличивается наружный диаметр труб, что позволяет использовать их в тесных пучках и не менять существующей технологии сборки трубчатых теплообменных аппаратов. Данные поверхности теплообмена применяются в трубчатых аппаратах, работающих на газах и жидкостях, а также при кипении и конденсации теплоносителей.

Увеличение коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления в трубах с кольцевыми диафрагмами по сравнению с гладкими удобно учитывать отношениями $\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}}$ и $\frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}}$ при одинаковых числах Re (индекс «гл» относится к гладкой трубе). При определении коэффициентов теплоотдачи в трубах с кольцевыми диафрагмами и в пучках труб с кольцевыми канавками увеличение поверхности теплообмена не учитывалось, т. е. плотность теплового потока рассчитывалась по поверхности гладкой трубы. При определении Re и коэффициента гидравлического сопротивления ξ скорость потока рассчитывалась по проходному сечению гладких каналов.

Были найдены оптимальные параметры турбулизаторов. Установлено, что отрывные зоны как источники вихревых структур формируют неустойчивость вязкостных течений, расширяя тем самым переходную область ($Re: 2000 \div 5000$), в которой достигаются наиболее эффективные соотношения между ростом коэффициента теплоотдачи и гидравлического сопротивления: $\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}} = 2,83$ при

$\frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}} = 2,85$. На основе выявленного механизма взаимодействия искусственных турбулизаторов с потоком в области перехода и слаборазвитой турбулентности установлено, что рациональная интенсификация достигается в заданных

условиях при достаточно больших высотах диафрагм $\left(\frac{d_1^1}{d_1} = 0,92\right)$ и оптимальном шаге $\frac{t}{d_1} = 1$.

В области развитого турбулентного течения наиболее эффективные результаты получаются при невысоких диафрагмах $\left(\frac{d_1^1}{d_1} = 0,94\right)$ и небольшом шаге $\left(\frac{t}{d_1} = 0,25 \dots 0,5\right)$. С увеличением высоты диафрагмы, с уменьшением $\frac{d_1^1}{d_1}$, отношение $\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}}$ вначале резко возрастает, а затем стабилизируется.

Гидравлическое сопротивление с увеличением высоты диафрагм возрастает сначала плавно, а затем резко. В области малых высот диафрагмы $\left(\frac{d_1^1}{d_1} = 0,96 \dots 0,993\right)$ изменяется диапазон изменения $\frac{d_1^1}{d_1}$, и $\frac{t}{d_1}$, в котором рост теплоотдачи равен или опережает рост гидравлического сопротивления, т. е.

$\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}} > \frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}}$. Соотношения $\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}} = \frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}}$ при $\frac{t}{d_1} = 0,25$ увеличиваются с ростом Re , достигая значения ~ 2 при $Re = 4 \cdot 10^5$.

Теоретический анализ структуры турбулентных течений в каналах и отрывной зоне, как источника увеличения турбулентности в потоке, а также экспериментальные исследования турбулентности в каналах различного поперечного сечения позволили обнаружить признанную в качестве научного открытия неизвестную ранее закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции, заключающуюся в том, что в определенном диапазоне соответствующих размеров и расположении турбулизаторов рост теплоотдачи больше роста гидравлического сопротивления по сравнению с аналогичным гладким каналом.

Использование практически реализуемого соотношения $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}} < \frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$ позволяет при заданных значениях тепловой мощности и гидравлического сопротивления теплообменника уменьшить не только объем аппарата, но и площадь его поперечного сечения.

Применение данного метода интенсификации позволяет уменьшить объем теплообменного аппарата примерно в два раза при неизменных значениях тепловой мощности и мощности на прокачку теплоносителя.

Значительный эффект наблюдается в переходной области. При этом объем теплообменного аппарата может быть уменьшен в 2,5 раза.

Область с $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}} > \frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$ имеет место и при продольном обтекании пучков труб с кольцевыми канавками, вплоть до $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}} = 1,4...1,5$ при относительном шаге размещения труб в пучке $\frac{s}{d_2} = 1,2$. При этом объем аппарата может быть снижен на одну треть. Накатка труб с различными соотношениями между глубиной канавок снаружи и высотой диафрагмы внутри труб позволяет получить оптимальную интенсификацию теплоотдачи по обеим поверхностям теплообмена при различных шагах размещения труб в пучке $\left(\frac{s}{d_2} = 1,05...1,5 \right)$.

Приведем некоторые расчетные рекомендации.

1. Опытные данные по средней теплоотдаче при нагревании и охлаждении газов обобщаются следующими зависимостями:

- при $\frac{d_1^1}{d_1} = 0,88...0,98$, $\frac{t}{d_1} = 0,25...0,8$

$$\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}} = \left[1 + \frac{\lg Re_f - 4,6}{35} \right] \cdot \left\{ 3 - 2 \cdot \exp \left[\frac{-18,2 \cdot \left(1 - \frac{d_1^1}{d_1} \right)^{1,13}}{\left(\frac{t}{d_1} \right)^{0,326}} \right] \right\} \quad (36)$$

- при $\frac{d_1^1}{d_1} = 0,88...0,98$, $\frac{t}{d_1} = 0,8...2,5$

$$\frac{Nu}{Nu_{2l}} = \left(1 + \frac{\lg Re_f - 4,6}{30}\right) \cdot \left[\left(3,33 \cdot \frac{t}{d_1} - 16,33\right) \cdot \frac{d_1^1}{d_1} + \left(17,33 - 3,33 \cdot \frac{t}{d_1}\right) \right] \quad (37)$$

- при $\frac{d_1^1}{d_1} = 0,90...0,97$, $\frac{t}{d_1} = 0,5...10$

$$\frac{Nu}{Nu_{2l}} = \left(1 + \frac{\lg Re_w - 4,6}{7,45}\right) \cdot \left(\frac{1,14 - 0,28 \cdot \sqrt{1 - \frac{d_1^1}{d_1}}}{1,14} \right) \cdot \exp \left(\frac{9 \cdot \left(1 - \frac{d_1^1}{d_1}\right)}{\left(\frac{t}{d_1}\right)^{0,58}} \right) \quad (38)$$

В формулах (36) и (37) Re_f определяется по среднemasсовой температуре потока, а Re_w в (38) – по средней температуре стенки.

А число Нуссельта Nu_{2l} находится по следующим формулам:

- при нагревании газов

$$Nu_{2l} = 0,0207 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43}, \quad (39)$$

где определяющей является средняя по длине трубы температуры стенки;

- при охлаждении газов

$$Nu_{2l} = 0,0192 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43}, \quad (40)$$

где определяющей является средняя по длине трубы температура стенки, или

$$Nu_{2l} = 0,018 \cdot Re^{0,8}, \quad (41)$$

где определяющей является среднemasсовая по длине трубы температура газов.

Формулы (36) – (38) справедливы при $Re = 10^4...4 \cdot 10^5$.

2. Средняя теплоотдача для капельных жидкостей при $\frac{t}{d_1} = 0,5$ и $\frac{d_1^1}{d_1} \geq 0,94$ ($Re > Re^*$) составляет:

$$\frac{Nu}{Nu_{2l}} = \left[100 - \left(1 - \frac{d_1^1}{d_1}\right) \right]^{0,445}, \quad (42)$$

где $Nu_{\text{эл}} = 0,0216 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,445}$. (43)

Здесь определяющей является среднемассовая температура жидкости по длине трубы.

Значение Re^* , при котором рост $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$ с увеличением Re прекращается, находится по формуле

$$Re = \frac{3150}{\left(1 - \frac{d_1^1}{d_1}\right)^{1,14} Pr^{0,57}} \quad (44)$$

3. В кольцевом канале рост теплоотдачи за счет турбулизации потока кольцевыми канавками определяется по формуле:

$$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}} = 1 + 0,64 \cdot \left[1 - \exp\left(-17,9 \cdot \frac{d_2 - d_2^1}{d_3 - d_2}\right)\right] \cdot \left(1 - 0,274 \cdot \frac{t}{d_3 - d_2}\right), \quad (45)$$

справедливой для $\frac{d_2 - d_2^1}{d_3 - d_2} = 0 \div 0,316$; $\frac{t}{d_3 - d_2} = 0,22 \div 2$; $Re > 2 \cdot 10^4$,

где d_2 – наружный диаметр внутренней трубы, м; d_1^1 – диаметр кольцевой канавки, м; d_3 – внутренний диаметр наружной трубы, м.

Описание лабораторной установки

Внешний вид экспериментальной установки для определения зависимости тепловой мощности теплообменного аппарата от схемы включения, вида теплоносителя, геометрических и режимных параметров изображен на рис. 2.



Рис. 2. Внешний вид экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки для определения зависимости тепловой мощности теплообменного аппарата от схемы включения, вида теплоносителя, геометрических и режимных параметров показана на рис. 3.

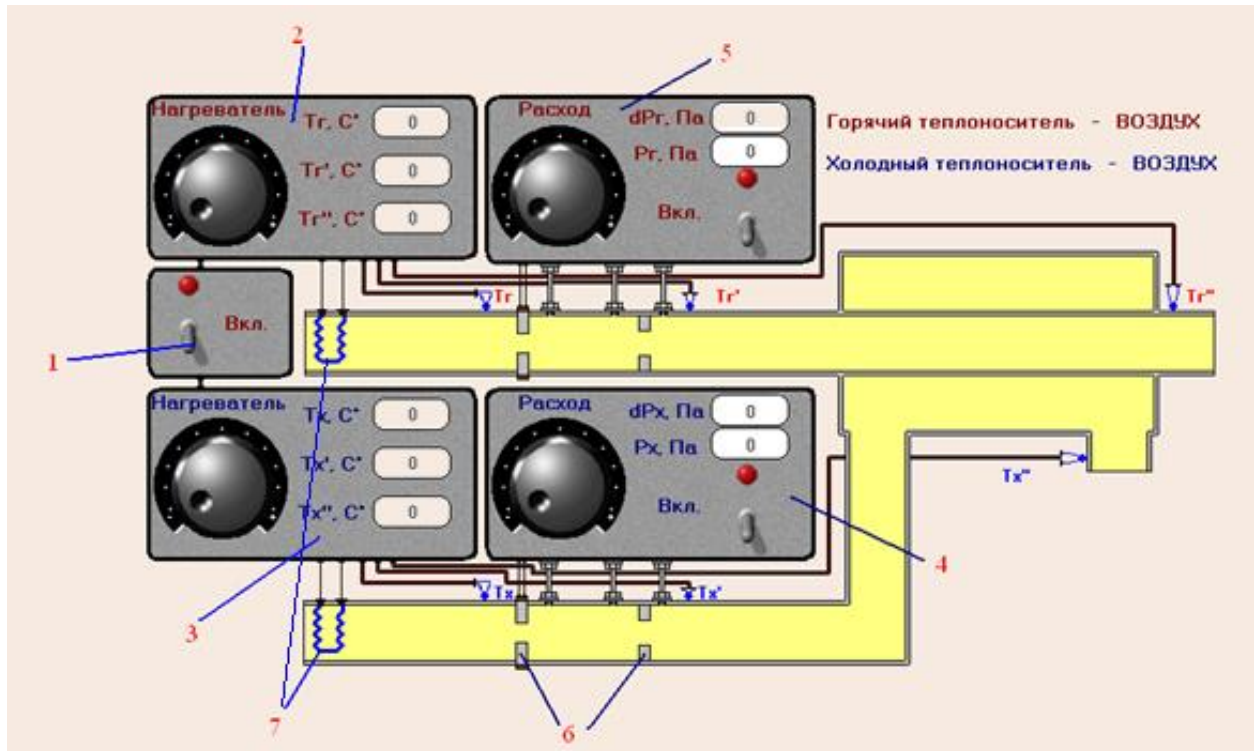


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – тумблер включения/выключения; 2, 3 – панели отображения температур горячего и холодного теплоносителей; 4, 5 – панели регулирования расходов горячего и холодного теплоносителей; 6 – регулирующие вентили; 7 – нагреватель и охладитель.

Перед началом работы все регулировочные вентили пульта управления должны быть полностью закрыты (переведены в крайнее против часовой стрелки положение), и все тумблеры питания должны быть выключены.

Порядок проведения эксперимента

1. Включить установку в сеть.
2. Запустить программное обеспечение MMTP_014M.exe.
3. С помощью панели управления «Установки» ввести геометрические параметры теплообменника: $D1 = 0,022 \text{ м}$; $D11 = 0,022 \text{ м}$; $D2 = 0,024 \text{ м}$; $D21 = 0,024 \text{ м}$; $D3 = 0,04 \text{ м}$; $T = 0,024 \text{ м}$; $L = 1 \text{ м}$; выбрать схему течения и вид теплоносителя по горячей и холодной сторонам:

- а) воздух – воздух, схема течения прямоток;
- б) вода – вода, схема течения противоток.

Включить тумблеры питания измерительных приборов и приступить к проведению опыта.

4. С помощью регулятора расхода установить расход холодного теплоносителя путем изменения давления перед диафрагмой P_X , давление P_X и перепад давлений на диаграмме dP_X фиксируются по индикаторному прибору. С помощью регулятора расхода установить расход горячего теплоносителя путем изменения давления перед диафрагмой P_G , давление P_G и перепад давлений на диафрагме dP_G фиксируются по индикаторному прибору. Плавным вращением ручки регулятора нагревательного устройства установить заданное значение термодатчика, установленной на входе по горячей стороне T'_G . Установить с помощью ручки регулятора нагревательного устройства заданное значение термодатчика, установленной на входе по холодной стороне T'_X .

5. Результаты экспериментов занести в протоколы испытаний (таблицы 1, 2).

Таблица 1 – Исходные данные.

№ режима	Схема включения	Горячий теплоноситель	Холодный теплоноситель	Геометрические параметры, м						
				$D1$	$D11$	$D2$	$D21$	$D3$	T	L
1	прямоток	воздух	воздух							
2	противоток	вода	вода							

Таблица 2 – Протокол эксперимента.

№ режима	Параметры давления, $\text{кгс}/\text{м}^2$				Параметры температуры, °C					
	dP_{Γ}	dP_X	P_{Γ}	P_X	T_{Γ}	T_X	T'_{Γ}	T'_{Γ}	T''_{Γ}	T''_{Γ}
1										
2										

С помощью регуляторов расхода и нагрева перевести теплообменник на следующий тепловой режим и аналогичным образом снять необходимые показания.

По окончании опытов необходимо перевести все регулирующие органы в исходное положение.

Методика обработки результатов

1. Определить температуру перед диафрагмами T_{Γ} и T_X , на входе в аппарат T'_{Γ} и T'_{Γ} и на выходе T''_{Γ} , и T''_{Γ} по таблицам ЭДС термопар «хромель-копель» или по приближенной зависимости

$$T = 273,15 + \frac{E}{0,0695}, \quad (46)$$

где E – ЭДС соответствующей термопары, мВ .

2. Определить расходы горячего и холодного теплоносителей.

При использовании в качестве теплоносителя воды ее расход определить для горячей и холодной сторон по формулам

$$G_{\Gamma} = 0,0723 \cdot \sqrt{\Delta P_{\Gamma}} \quad (47)$$

$$G_X = 0,0723 \cdot \sqrt{\Delta P_X}, \quad (48)$$

где перепады давлений ΔP_{Γ} и ΔP_X выражены в $\text{кгс}/\text{м}^2$.

При использовании в качестве теплоносителей воздуха его расходы соответственно будут

$$G_{\Gamma} = 0,472 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{\rho_{\Gamma} \cdot \Delta P_{\Gamma}} = 0,472 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{\frac{P_{\Gamma}}{R \cdot T_{\Gamma} \cdot \Delta P_{\Gamma}}} \quad (49)$$

$$G_X = 0,472 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{\frac{P_X}{(R \cdot T_X \cdot \Delta P_X)}}, \quad (50)$$

где ρ_{Γ} – плотность воздуха перед диафрагмой, кг/м^3 ; P_{Γ} , P_X – давление воздуха перед диафрагмами, Па ; T_{Γ} , T_X – температуры воздуха перед диафрагмами, К ;
 $R = 29,3 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ – газовая постоянная для воздуха.

3. По формулам (19), (23), (24) определить среднелогарифмические температурные напоры.

4. Вычислить тепловой поток, передаваемый в аппарате

$$Q_X = G_X \cdot \overline{C_{pX}} \cdot (T_X'' - T_X') \quad (51)$$

$$(52)$$

где теплоемкости теплоносителей $\overline{C_{p\Gamma}}$, $\overline{C_{pX}}$ определить по средним температурам

$$\overline{T_{\Gamma}} = 0,5 \cdot (T_{\Gamma}' + T_{\Gamma}'')$$

$$\overline{T_X} = 0,5 \cdot (T_X' + T_X'')$$

5. Определить значение коэффициента теплопередачи

$$K = \frac{Q_X}{\Delta T_{\log} \cdot F_X}, \quad (53)$$

если холодный теплоноситель имеет меньший коэффициент теплоотдачи (холодный теплоноситель – воздух), или по формуле

$$K = \frac{Q_{\Gamma}}{\Delta T_{\log} \cdot F_{\Gamma}}, \quad (54)$$

если горячий теплоноситель имеет меньший коэффициент теплоотдачи.

В формулах (53) – (54)

$$F_X = \pi \cdot d_2 \cdot l$$

$$F_{\Gamma} = \pi \cdot d_1 \cdot l$$

6. По формулам (5.1), (5.2) определить полные теплоемкости массовых расходов теплоносителей C_G и C_X .

7. Подсчитать коэффициент тепловой эффективности теплообменного аппарата в каждом из режимов как отношение действительно переданного теплового потока к максимально возможному:

$$\mu = \frac{Q_X}{Q_{X.пред}} = \frac{Q_X}{C_X \cdot (T'_G - T'_X)} \quad (55)$$

8. Определить число единиц переноса теплоты (безразмерный коэффициент теплопередачи)

$$N = \frac{K \cdot F_X}{C_X} \quad (56)$$

9. В соответствии с конкретным заданием определить изменение величин $\overline{\Delta T_{log}}$, K , η , N в зависимости от вида теплоносителя, схемы течения, величин G_G, G_X , T'_G , T'_X , а также геометрических параметров аппарата d_1, d_2, d_3 , l . Построить графики изменения величин $\overline{\Delta T_{log}}$, K , η , N в зависимости от изменяющихся в эксперименте величин и проанализировать полученные результаты.

10. Если в теплообменнике один из коэффициентов теплоотдачи значительно меньше другого (например, в теплообменнике «вода – воздух» коэффициент теплоотдачи по воздуху значительно меньше, чем коэффициент теплоотдачи по воде), то, используя метод теплообменника, можно его определить, считая известными и значения коэффициентов теплоотдачи по другой стороне. Если, например, в рассматриваемом аппарате типа «труба в трубе» горячим теплоносителем является вода, а холодным – воздух, то коэффициент теплоотдачи по воздуху

$$\frac{1}{\alpha_X \cdot d_2} = \frac{1}{K_l} - \frac{1}{\alpha_G \cdot d_1} - \frac{1}{2 \cdot \lambda_c} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}, \quad (57)$$

где K_1 определяется по формуле (16).

Коэффициент теплоотдачи по воде α_{Γ} согласно [Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – М.: Энергоиздат, 1984] определяется из соотношения

$$Nu_{\Gamma} = \frac{\alpha_{\Gamma} \cdot d_1}{\lambda_{\Gamma}} = 0,023 \cdot Re_{\Gamma}^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot \left(\frac{Pr_X}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (58)$$

где $Re_{\Gamma} = \frac{4 \cdot G_{\Gamma}}{\pi \cdot d_1 \cdot \mu_{\Gamma}}$; μ_{Γ} , λ_{Γ} определяются по средней температуре горячей; Pr_c определяется по температуре стенки T_c (в первом приближении принять $T_c \cong \overline{T_{\Gamma}}$); $\lambda_c = 20 \frac{Вт}{м \cdot К}$ – коэффициент теплопроводности материала стенки.

Если в аппарате горячим теплоносителем является воздух, а холодным – вода, то коэффициент теплоотдачи по горячей стороне α_{Γ} может быть определен с использованием формулы (15), где коэффициент теплоотдачи по воде α_X согласно [Дрейцер Г.А. Конвективный теплообмен в каналах: Учебное пособие. – М.: МАИ, 1984. – 77с.] определяется по формуле

$$\begin{aligned} Nu &= \frac{\alpha_X \cdot d_3}{\lambda_X} = 0,86 \cdot \left(\frac{d_2}{d_3} \right)^{-0,16} \cdot Nu_{cp} = \\ &= 0,86 \cdot \left(\frac{d_2}{d_3} \right)^{-0,16} \cdot 0,023 \cdot Re_X^{0,8} \cdot Pr_X^{0,4} \cdot \left(\frac{Pr_X}{Pr_c} \right)^{0,11}, \end{aligned} \quad (59)$$

где $d_3 = d_3 - d_2$ – эквивалентный диаметр для кольцевого канала, м;

$Re_X = \frac{4 \cdot G_X}{\pi \cdot (d_2 + d_3) \cdot \mu_X}$; μ_X и λ_X определяются по средней температуре холодной воды; Pr_c определяется по температуре стенки T_c (в первом приближении принять $T_c \cong \overline{T_X}$).

11. Для варианта определения α_X построить зависимость Nu_X от Re_X и провести сопоставление полученных величин с расчетной зависимостью для кольцевых каналов с обогреваемой внутренней трубкой:

$$Nu_{Xp} = 0,0176 \cdot Re_X^{0,8} \cdot \left(\frac{d_3}{d_2} \right)^{0,16} \cdot \left(\frac{T_c}{T_X} \right)^{-0,5} \quad (60)$$

Для варианта определения α_T строим зависимость Nu_T от Re_T и проводим сопоставление полученных величин с расчетной зависимостью для трубы:

$$Nu_{\Gamma p} = 0,0202 \cdot Re_{\Gamma}^{0,8} \quad (61)$$

12. Результаты обработки опытных данных сводим в таблицы 3 – 5.

Таблица 3 – Результаты обработки опытных данных.

[illegible]

Таблица 4 – Результаты обработки опытных данных.

[illegible]

Таблица 5 – Результаты обработки опытных данных.

[illegible]

Верхняя строка в таблицах 4, 5 соответствует определению α_X методом теплообменника, нижняя – определению α_G .

13. При исследовании работы теплообменного аппарата, в котором применена интенсификация теплообмена, необходимо сопоставить полученные в пункте 9 зависимости с аналогичными зависимостями для теплообменника без интенсификации теплообмена при одинаковых значениях задаваемых параметров $G_G, G_X, T_G, T_X, d_1, d_2, d_3, l$.

14. При определении коэффициентов теплоотдачи по горячей стороне в аппарате с интенсификацией сопоставить полученные значения Nu_G с расчетной зависимостью для теплоотдачи гладкой трубы $Nu_{G, \text{гл}}$ (61) и определить отношение $\frac{Nu_G}{Nu_{G, \text{гл}}}$ в зависимости от Re_G и безразмерных геометрических параметров $\frac{d_1^1}{d_1}$ и $\frac{t}{d_1}$. Построить соответствующие графики.

При $Re = const$ и $\frac{t}{d_1} = const$ построить зависимость $\frac{Nu_G}{Nu_{G, \text{гл}}}$ от $\frac{d_1^1}{d_1}$.

Используя данные таблиц 6 – 8, на том же графике нанести зависимость отношения коэффициентов гидравлического сопротивления $\frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}}$. Определить

области значений параметров, где $\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}} > \frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}}$ и $\frac{Nu}{Nu_{\text{гл}}} < \frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}}$.

15. При определении коэффициента теплоотдачи по холодной стороне в аппарате с интенсификацией теплообмена сопоставить полученные значения Nu_X с расчетной зависимостью $Nu_{X, \text{гл}}$ для теплоотдачи кольцевого канала с гладкими стенками (60) и определить отношение $\frac{Nu_X}{Nu_{X, \text{гл}}}$ в зависимости от Re_X и

безразмерных геометрических параметров $\frac{d_2 - d_2'}{d_3 - d_2}$ и $\frac{t_X}{d_3 - d_2}$. Построить

соответствующие графики и сопоставить полученные результаты с эталонной зависимостью (45).

Таблица 6 – Отношения $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$ и $\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$ в зависимости от Re и $\frac{d_1^1}{d_1}$, полученные при течении воздуха в труба при $\frac{t}{d_1} = 0,25$.

$\frac{d_1^1}{d_1}$	$Re = 10^3$		$Re = 2 \cdot 10^3$		$Re = 4 \cdot 10^3$		$Re = 10^4$		$Re = 2 \cdot 10^4$		$Re = 4 \cdot 10^4$	
	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$
1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,99	1,28	1,45	1,30	1,36	1,32	1,32	1,35	1,20	1,37	1,20	1,38	1,17
0,97	1,80	2,36	1,80	2,20	1,85	2,20	1,88	2,15	1,95	2,08	2,05	2,05
0,96	1,98	2,84	2,00	2,76	2,08	2,74	2,10	2,68	2,15	2,74	2,25	2,70
0,95	2,14	3,28	2,20	3,30	2,28	3,35	2,28	3,32	2,37	3,40	2,45	3,50
0,94	2,30	3,80	2,35	3,85	2,43	4,10	2,43	4,15	2,56	4,20	2,63	4,45
0,93	2,43	4,20	2,50	4,36	2,58	4,86	2,58	5,20	2,68	5,15	2,79	5,45
0,92	2,54	4,70	2,64	5,00	2,68	5,66	2,70	6,24	2,78	6,18	2,92	6,60
0,91	2,60	5,20	2,75	5,60	2,77	6,40	2,78	7,35	2,84	7,40	3,00	7,80
0,90	2,65	5,80	2,80	6,30	2,80	7,16	2,82	8,22	2,88	8,80	3,08	9,08
0,89	2,65	6,32	2,85	7,10	2,80	8,10	2,82	9,20	2,92	10,30	3,12	10,56
0,88	–	–	2,87	–	2,80	–	2,82	–	2,96	–	3,16	–

Таблица 7 – Отношения $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$ и $\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$ в зависимости от Re и $\frac{d_1^1}{d_1}$, полученные при течении воздуха в труба при $\frac{t}{d_1} = 0,5$.

$\frac{d_1^1}{d_1}$	$Re = 10^3$		$Re = 2 \cdot 10^3$		$Re = 4 \cdot 10^3$		$Re = 10^4$		$Re = 2 \cdot 10^4$		$Re = 4 \cdot 10^4$	
	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$
1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,99	1,23	1,34	1,28	1,12	1,22	1,16	1,25	1,20	1,28	1,20	1,32	1,08
0,98	1,50	1,68	1,52	1,40	1,45	1,40	1,48	1,48	1,55	1,45	1,61	1,37
0,97	1,70	1,04	1,75	1,70	1,65	1,80	1,7	1,84	1,80	1,88	1,88	1,73
0,96	1,88	2,40	1,92	2,10	1,86	2,30	1,92	2,36	2,04	2,50	2,10	2,25
0,95	2,05	2,90	2,08	2,90	2,06	3,04	2,12	3,05	2,21	3,22	2,28	2,97
0,94	2,20	3,45	2,26	3,60	2,24	3,80	2,22	3,90	2,38	4,08	2,45	3,81
0,93	2,32	4,00	2,40	4,50	2,38	4,60	2,37	5,00	2,50	4,92	2,61	4,80
0,92	2,40	4,70	2,54	5,30	2,50	5,45	2,49	6,16	2,61	5,90	2,74	5,78
0,90	2,54	6,30	2,69	7,20	2,68	7,28	2,67	8,56	2,77	8,13	2,92	8,30
0,89	2,58	7,30	2,70	8,20	2,70	8,50	2,70	9,90	2,81	9,65	2,98	9,80
0,88	2,58	8,50	2,72	9,23	2,70	10,50	2,70	11,50	2,85	10,50	3,00	11,60

Таблица 8 – Отношения $\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$ и $\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$ в зависимости от Re и $\frac{d_1^1}{d_1}$, полученные при течении воздуха в труба при $\frac{t}{d_1} = 1,0$.

$\frac{d_1^1}{d_1}$	$Re = 10^3$		$Re = 2 \cdot 10^3$		$Re = 4 \cdot 10^3$		$Re = 10^4$		$Re = 2 \cdot 10^4$		$Re = 4 \cdot 10^4$	
	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$	$\frac{Nu}{Nu_{\text{эл}}}$	$\frac{\xi}{\xi_{\text{эл}}}$
1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,99	1,13	1,05	1,13	1,07	1,15	1,08	1,15	1,11	1,16	1,07	1,12	1,08
0,98	1,27	1,10	1,25	1,15	1,30	1,16	1,34	1,27	1,40	1,28	1,28	1,20
0,97	1,41	1,15	1,40	1,20	1,45	1,27	1,54	1,45	1,55	1,53	1,43	1,40
0,96	1,57	1,25	1,55	1,30	1,61	1,50	1,70	1,72	1,70	1,85	1,60	1,65
0,95	1,69	1,40	1,65	1,46	1,73	1,82	1,85	2,02	1,82	2,20	1,75	1,95
0,94	1,81	1,80	1,82	1,72	1,86	2,30	1,97	2,39	1,96	2,61	1,90	2,40
0,93	1,93	2,44	1,95	2,08	1,98	2,94	2,05	2,85	2,08	3,07	2,08	2,90
0,92	2,07	3,05	2,09	2,80	2,13	3,50	2,21	3,45	2,20	3,52	2,21	3,40
0,91	2,17	3,72	2,21	3,76	2,23	4,30	2,32	4,38	2,32	4,04	2,35	4,13
0,90	2,27	4,52	2,38	4,80	2,35	5,50	2,41	5,60	2,40	4,76	2,47	4,08
0,89	2,38	5,62	2,48	5,90	2,45	6,90	2,52	6,80	2,50	5,80	2,57	6,20
0,88	2,48	7,00	2,60	7,30	2,58	8,25	2,60	8,30	2,60	7,20	2,66	7,45
0,87	2,54	10,00	2,70	9,95	2,66	10,00	2,67	10,00	2,68	9,50	2,74	9,00
0,86	2,62	–	2,81	–	2,75	–	2,72	–	2,75	–	2,80	–

Контрольные вопросы

1. Дайте определение понятию «теплообменные аппараты»?
2. Классификация теплообменных аппаратов.
3. Какие величины характеризуют качество тепловой работы теплообменного аппарата?
4. Дайте определение понятию «температурный напор»?
5. Дайте определение понятию «коэффициент тепловой эффективности».
6. Физический смысл понятия «число единиц переноса теплоты».
7. Назовите схемы включения теплообменных аппаратов по направлению движения теплоносителей.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ПРИ ИМИТАЦИОННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА

Цель работы: экспериментально определить коэффициент излучения электропроводящих материалов калориметрическим методом при имитационном моделировании процесса теплообмена.

Краткие теоретические сведения

Все нагретые тела излучают энергию в виде электромагнитных волн, распространяющихся в вакууме со скоростью света $c = 299,8 \cdot 10^6$ м/с. От длины волны зависит действие излучения при падении его на вещество (таблица 1).

Таблица 1 – Классификация электромагнитных колебаний.

Виды излучения	Длина волны излучения λ , м
Космическое (корпускулярное)	$\sim 0,05 \cdot 10^{-12}$
γ -излучение	$0,05 \cdot 10^{-12} \div 0,1 \cdot 10^{-12}$
Рентгеновское	$0,1 \cdot 10^{-12} \div 20 \cdot 10^{-9}$
Ультрафиолетовое	$20 \cdot 10^{-9} \div 0,4 \cdot 10^{-6}$
Видимое	$0,4 \cdot 10^{-6} \div 0,8 \cdot 10^{-6}$
Тепловое (инфракрасное)	$0,8 \cdot 10^{-6} \div 0,8 \cdot 10^{-3}$
Электромагнитные волны	$0,2 \cdot 10^{-3} \div 10^3$

Тепловое излучение, заполняющее некоторую область пространства, как процесс распространения электромагнитных волн, испускаемых телом, совершенно не зависит от температуры окружающей среды.

Большинство твердых и жидких тел излучают энергию всех длин волн, т. е. имеют сплошной спектр излучения с λ от 0 до ∞ . К таким телам относятся непропроводники и полупроводники электричества, а также металлы с окисленной

шероховатой поверхностью. Чистые металлы с полированной поверхностью, газы и пары излучают энергию дискретно в определенных интервалах длин волн (имеют прерывистый спектр).

Твердые и жидкие тела имеют значительные поглощательную и излучательную способности. Эти процессы у них протекают в тонких поверхностных слоях.

Интенсивность излучения зависит от природы тела, его теплового состояния (температуры), длины волны, состояния поверхности, а для газов и паров еще от толщины слоя и давления, так как их излучение и поглощение осуществляются всеми частицами объема вещества.

Процесс лучистого теплообмена между телами – это процесс превращения тепловой энергии в лучистую и обратно.

Количество энергии излучения, передаваемой в единицу времени через произвольную поверхность E называется потоком излучения. Различают монохроматический и интегральный потоки излучения.

Из энергии излучения абсолютно черного тела E_0 , которая падает на тело в результате излучения других тел, часть E_A поглощается телом, часть E_R отражается, часть E_D проходит сквозь него, если оно прозрачное. Следовательно,

$$\frac{E_A}{E_0} + \frac{E_R}{E_0} + \frac{E_D}{E_0} = 1, \quad (1)$$

где A , R , D – поглощательная, отражательная и пропускательная способности тела соответственно:

$$A = \frac{E_A}{E_0} \quad (2)$$

$$R = \frac{E_R}{E_0} \quad (3)$$

$$D = \frac{E_D}{E_0} \quad (4)$$

$$\text{Отсюда } A + R + D = 1. \quad (5)$$

В природе не существует идеальных тел. Нет ни абсолютно черного тела, у которого $A = 1$, ни абсолютно белого – $R = 1$, ни абсолютно прозрачного (диатермичного) – $D = 1$.

Значения A , R , D зависят от природы тела, состояния поверхности, температуры и длины волны излучения. Например, обычное стекло пропускает видимые лучи и является непроницаемым для ультрафиолетовых лучей и в очень малой степени проницаемо для тепловых лучей.

Законы теплового излучения получены применительно к идеальному абсолютно черному телу и термодинамическому равновесию. Равновесным тепловым излучением называют тепловое излучение тел в замкнутых изотермных системах. Тепловое излучение имеет динамический характер. Тела в равновесной термодинамической системе одновременно излучают и поглощают энергию в одинаковых количествах, а результирующий поток энергии равен нулю ($E_{рез} = 0$).

Отношение плотности потока излучения, испускаемого в бесконечно малом интервале длин волн, к величине этого интервала длин волн называется спектральной плотностью потока излучения E_λ .

Зависимость спектральной плотности потока излучения от длины волны и температуры для абсолютно черного тела устанавливается законом Планка:

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} \quad (6)$$

где $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{ Вт/м}^2$ и $C_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянные закона Планка; $E_{0\lambda}$ – спектральная плотность потока излучения абсолютно черного тела, Вт ;

λ – длина волны, м ; T – абсолютная температура, К .

Излучение абсолютно черного тела имеет непрерывный спектр и зависит только от температуры и длины волны. При длинах вол $\lambda = 0$ и $\lambda = \infty$ спектральная плотность излучения равна нулю. С повышением температуры при данной длине волны $E_{0\lambda}$ возрастает. Спектральная плотность потока излучения $E_{0\lambda}$ имеет свое максимальное значение при каждой температуре излучения (рис.

1). С увеличением температуры абсолютно черного тела максимум смещается в сторону коротких волн.

Длина волны λ_{max} , на которую приходится максимум при данной температуре T , определяется следующим образом:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2,8978 \cdot 10^{-3} \quad (7)$$

Соотношение (7) составляет содержание закона Вина.

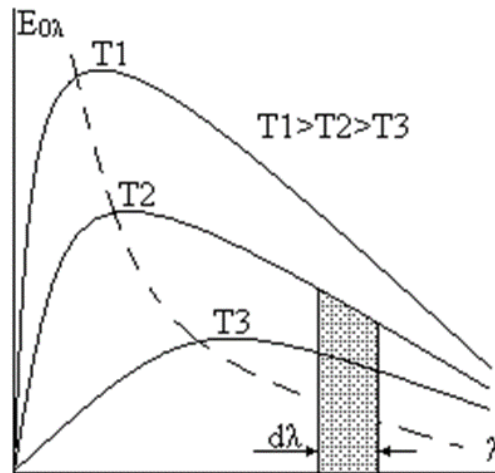


Рис. 1. Спектры излучения абсолютно черного тела.

Пользуясь уравнением (7), можно вычислить температуру тела по распределению интенсивности в его спектре, рассматривая тело как черное или серое. Для Солнца $\lambda_{max} \approx 0,48 \text{ м}$, тогда температура его поверхности равна 6000 K.

Закон Планка получен для абсолютно черного тела, а для нечерных тел он выражает максимально возможную плотность потока излучения.

Закон Стефана-Больцмана устанавливает зависимость плотности потока интегрального полусферического излучения абсолютно черного тела E_0 от температуры:

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (8)$$

где E_0 — плотность потока интегрального полусферического излучения абсолютно черного тела, Вт/м^2 ; $C_0 = 5,6687 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Закон Стефана-Больцмана строго справедлив для серого излучения (рис. 2). Спектральная плотность излучения для каждого серого тела E_λ составляет некоторую и притом одинаковую для всех длин волн и температур долю от спектральной плотности излучения $E_{0\lambda}$ абсолютно черного тела, то есть $\frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}} = \text{const} = \varepsilon_\lambda$. Величина ε_λ называется спектральной степенью черноты, численное значение которой зависит от физических свойств, качества поверхности того или иного серого тела.

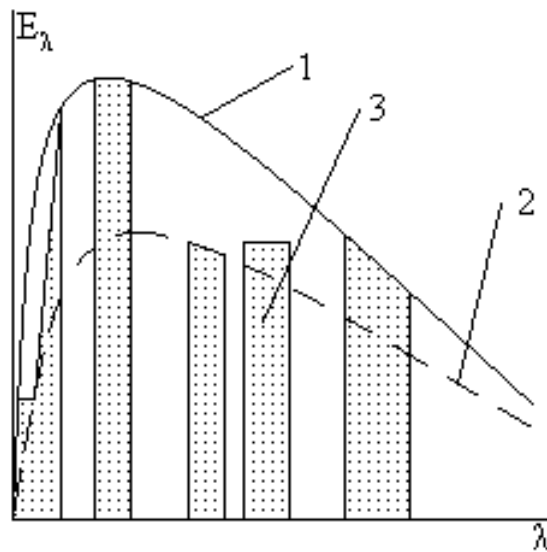


Рис. 2. Плотность потока излучения в зависимости от длины волны при одинаковой температуре: 1 – абсолютно черное; 2 – серое; 3 – селективное излучение.

Очевидно, что согласно условиям, определяющим серое излучение, спектры излучения серого и абсолютно черного тел при одинаковых температурах подобны друг другу, а интегральная степень черноты ε равна спектральной ε_λ :

$$E_0 = \int_0^\infty E_{0\lambda} d\lambda = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4 \text{ и } \varepsilon = \varepsilon_\lambda \quad (9)$$

Закон Стефана-Больцмана для определения плотности потока интегрального полусферического излучения серого тела записывается в виде:

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = \varepsilon \int_0^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda = \varepsilon \cdot C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 = C \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4, \quad (10)$$

где $C = \varepsilon \cdot C_0$ – коэффициент излучения серого тела, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К^4}$.

Сопоставляя энергии интегрального излучения серого и абсолютно черного тела (9), степень черноты ε серого тела можно представить через отношение коэффициентов излучения:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{C \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4}{C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4} = \frac{C}{C_0} \quad (11)$$

Значение ε для серых тел лежит в пределах от 0 до 1, а коэффициент излучения от 0 до $5,6687 \frac{Вт}{м^2 \cdot К^4}$.

Как показали опыты, большинство технических материалов (непроводники и полупроводники электричества, металлы в окисленном состоянии) в достаточной степени отвечают требованиям серого тела.

Применение закона Стефана-Больцмана к реальным телам, принимаемым за серые тела, является справедливым лишь в той мере, в какой можно допустить, что коэффициент излучения постоянен и не зависит от температуры. В действительности коэффициент излучения (степень черноты) этих тел определяется не только его природой и температурой излучающей поверхности, но и его состоянием. С увеличением шероховатости поверхности величина ε заметно возрастает. Так, например, для тщательно полированной электролитной меди $\varepsilon = 0,018$, а для продолжительно нагревавшейся, покрытой тонким слоем окиси, $\varepsilon = 0,78$.

В отличие от серых тел, тела с селективным излучением (область 3 на рис. 2) могут излучать и поглощать энергию в определенных, характерных для каждого тела областях спектра.

Закон Кирхгофа устанавливает связь между свойствами тела как поглотителя энергии и как излучателя ее и формулируется так: отношение лучеиспускательной способности тела к поглощательной способности одинаково для всех тел, находящихся при одной и той же температуре, и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = \frac{E}{A} = \frac{E_0}{A_0} = \frac{E_0}{1} = E_0 = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 = f(T) \quad (12)$$

Уравнение (12) можно представить в виде:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{A}{A_0} = A \quad (13)$$

Следовательно, степень черноты ε какого-либо тела во всем интервале черного излучения равна поглощательной способности того же тела при той же температуре.

Для монохроматического излучения для каждой длины волны в отдельности:

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = \frac{E_{0\lambda}}{A_{0\lambda}} = \frac{E_{0\lambda}}{1} = E_{0\lambda} = \psi(\lambda, T), \text{ а } \varepsilon_\lambda = A_\lambda \quad (14)$$

Закон утверждает: «отношение спектральной плотности излучения какого-либо тела при определенной длине волны к его поглощательной способности при той же длине волны одинаково для всех тел, находящихся при одной и той же температуре, и равно спектральной плотности излучения абсолютно черного тела при той же температуре и длине волны».

Из закона Кирхгофа следует, что, поскольку величина поглощательной способности A лежит в интервале между 0 и 1, то лучеиспускательная способность всех тел меньше, чем лучеиспускательная способность абсолютно черного тела. Лучеиспускательная способность тел тем больше, чем больше их поглощательная способность.

Задачу лучистого теплообмена между телами можно решать по-разному. Например, используя метод эффективных потоков излучения тел, или метод

многократных отражений. Рассматривая процесс лучистого теплообмена видно, что для непрозрачных тел ($D = 0$; $A + R = 1$) эффективное излучение тела равно сумме плотностей потоков собственного и отраженного излучения, то есть

$$E_{эф} = E_{соб} + E_{отр} = E_{соб} + R \cdot E_{пад.эф.} = E_{соб} + (1 - A) \cdot E_{пад.эф.} \quad (15)$$

Результирующая плотность потока излучения $q_{1,2}$ между телом и окружающей его средой представляется разностью между эффективными плотностями встречных потоков:

$$q_{1,2} = E_{1эф} - E_{2эф} = E_1 + (1 - A) \cdot E_{2эф} - E_{2эф} = E_1 - A_1 \cdot E_{2эф} \quad (16)$$

Эффективное излучение – это излучение тела, которое мы ощущаем или измеряем приборами; оно больше собственного на величину $(1 - A) \cdot E_{пад.эф.}$.

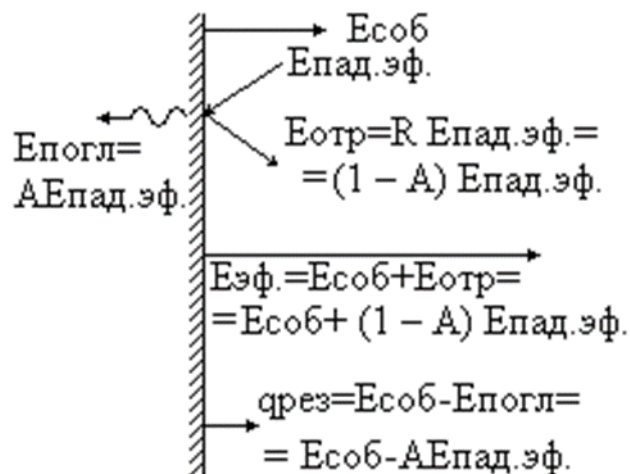


Рис. 3. Терминология лучистых потоков для непрозрачного тела.

Этот способ определения результирующей плотности потока излучения прост и доступен. Он балансирует приборные показания (например, радиометров) конечных эффектов излучения и не требует знания ни температуры, ни лучеиспускательных способностей окружающих тел системы для определения энергии падающего излучения.

Метод многократных отражений требует знания температур излучения и лучистых свойств тел при использовании закона Стефана-Больцмана в конкретной геометрической системе.

Определим результирующий лучистый поток $E_{1,2}$ системы двух серых тел, concentrically расположенных сфер, разделенных сферическим вакуумированным пространством (рис. 4). Сферы – внутренняя 1 и внешняя (оболочка) 2 имеют постоянные температуры T_1 и T_2 , коэффициенты поглощения A_1 и A_2 во всех точках своих поверхностей F_1 и F_2 . При $T_1 > T_2$ результирующий поток $E_{1,2}$ определяется разностью между лучистым потоком, поглощенным телом 2, при излучении тела 1 $E_{1 \rightarrow 2}$, и потоком, поглощенным телом 1 при излучении тела 2 $E_{2 \rightarrow 1}$:

$$E_{1,2} = E_{1 \rightarrow 2} - E_{2 \rightarrow 1} \quad (17)$$

В данном случае на первую поверхность попадает лишь некоторая часть энергии, излучаемой второй поверхностью, которая учитывается коэффициентом $\varphi_{1,2}$, остальное количество проходит мимо и снова попадает на вторую поверхность.

Коэффициент $\varphi_{1,2}$ называется угловым коэффициентом излучения. Угловой коэффициент $\varphi_{1,2} = 1$, так как энергия, излучаемая первым, всюду выпуклым, телом целиком попадает на второе тело, то есть

$$\varphi_{1,1} = 0; \varphi_{2,2} = 1 - \varphi_{2,1} \quad (18)$$

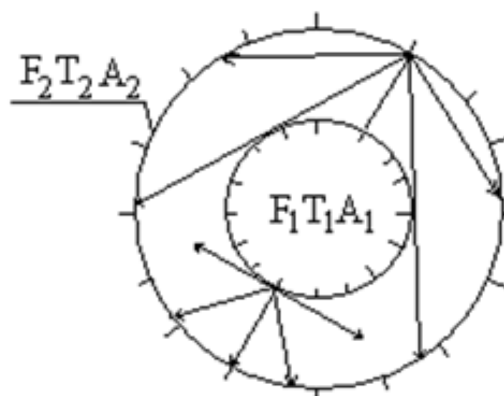


Рис. 4. К расчету диффузного лучистого теплообмена между concentrically расположенными сферами.

Рассмотрим последовательность движения лучистого потока, испускаемого телом 1.

С единицы поверхности тела 1 излучается поток E_1 , единица поверхности 2 поглощает поток

$$E_1 \cdot A_2 \quad (19)$$

и отражает поток

$$E_1 \cdot (1 - A_2) \quad (20)$$

Тело 1 поглощает поток

$$E_1 \cdot (1 - A_2) \cdot \varphi_{2,1} \cdot A_1, \quad (21)$$

который определяется угловым коэффициентом $\varphi_{2,1}$ и поглощательной способностью A_1 , и отражает к телу 2 поток

$$E_1 \cdot (1 - A_2) \cdot (1 - \varphi_{2,1} \cdot A_1) \quad (22)$$

В свою очередь, тело 2 поглощает лучистый поток

$$E_1 \cdot (1 - A_2) \cdot (1 - \varphi_{2,1} \cdot A_1) \cdot A_2 \quad (23)$$

и отражает поток

$$E_1 \cdot (1 - A_2)^2 \cdot (1 - \varphi_{2,1} \cdot A_1) \quad (24)$$

Из этого количества энергии тело 1 поглощает

$$E_1 \cdot (1 - A_2)^2 \cdot (1 - \varphi_{2,1} \cdot A_1) \cdot \varphi_{2,1} \cdot A_1 \quad (25)$$

и отражает

$$E_1 \cdot (1 - A_2)^2 \cdot (1 - \varphi_{2,1} \cdot A_1)^2 \quad (26)$$

и т. д. до бесконечности.

Анализ процесса излучения тела 2 на тело 1 может быть проведен аналогичным образом.

Если принять $(1 - A_2) \cdot (1 - \varphi_{2,1} \cdot A_1) = P$, то лучистый поток, поглощаемый телом 2 при излучении только тела 1, будет

$$Q_{1 \rightarrow 2} = F_1 \cdot (E_1 A_2 + E_1 P A_2 + E_1 P^2 A_2 + \dots) = F_1 E_1 A_2 \cdot (1 + P + P^2 + \dots) \quad (27)$$

Так как $P < 1$, то сумма бесконечно убывающей прогрессии:

$$1 + P + P^2 + \dots = \frac{1}{1 - P} \quad (28)$$

Тогда

$$E_{1 \rightarrow 2} = F_1 \cdot \frac{E_1 \cdot A_1}{1 - P} \quad (29)$$

Лучистый поток, поглощаемый телом 1 при излучении телом 2:

$$E_{2 \rightarrow 1} = F_2 \cdot \frac{E_2 \cdot \varphi_{2,1} \cdot A_1}{1 - P} \quad (30)$$

Результирующий поток в системе двух серых concentрических сфер будет равен:

$$E_{1,2} = F_1 \cdot \frac{E_1 \cdot A_2}{1 - P} - F_2 \cdot \frac{E_2 \cdot \varphi_{2,1} \cdot A_1}{1 - P} \quad (31)$$

Умножая на $\frac{A_1 \cdot A_2}{A_1 \cdot A_2}$ правую часть равенства и заменяя P выражением (28),

получаем

$$E_{1,2} = F_1 \cdot \frac{1}{\frac{1}{A_1 + \varphi_{2,1} \left(\frac{1}{A_2} - 1 \right)}} \cdot C_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \varphi_{2,1} \cdot \frac{F_2}{F_1} \cdot \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (32)$$

Предположим, что $T_1 = T_2$, тогда результирующий поток $E_{1,2} = 0$, а так как $\varepsilon = A$, получим, что средний угловой коэффициент излучения зависит от геометрических характеристик излучающей системы:

$$\varphi_{2,1} = \frac{F_1}{F_2} \quad (33)$$

После подстановки уравнения (33) в (32), формула результирующего лучистого потока примет вид:

$$E_{1,2} = F_1 \cdot A_1 \cdot C_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (34)$$

где $A_0 = \left(\frac{1}{A} + \frac{F_1}{F_2} \cdot \left(\frac{1}{A_2} - 1 \right) \right)^{-1}$ – приведенный коэффициент поглощения системы тел 1-2.

Так как для серых тел степень черноты $\varepsilon = A = \frac{c}{c_0}$, то

$$E_{1,2} = F_1 \cdot C_n \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (35)$$

где $C_n = \left(\frac{1}{c_1} + \frac{F_1}{F_2} \cdot \left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_0} \right) \right)^{-1}$ – приведенный коэффициент излучения системы тел 1–2, $\frac{Bm}{m^2 \cdot K^4}$; C_1 и C_2 – коэффициенты излучения.

Формулы (34) и (35) применимы для произвольных невогнутых тел с оболочкой, а также для случая, когда выпуклое тело 1 и вогнутое тело 2 образуют замкнутое пространство. В этих случаях угловой коэффициент излучения $\varphi_{2,1}$ имеет смысл среднего углового коэффициента. Эти формулы можно использовать для расчета других систем – двух параллельных поверхностей ($F_1 = F_2 = F$), у которых высота и длина несопоставимо велики по сравнению с расстоянием между ними. Они примут вид:

$$E_{1,2} = F \cdot A_n \cdot C_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = F \cdot C_n \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (36)$$

где $A_n = \left(\frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_2} - 1 \right)^{-1}$; $C_n = \left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_0} \right)^{-1}$.

Применив формулу (35) к центральному, только выпуклому, цилиндрическому телу 1 с оболочкой 2, когда $F_1 \ll F_2$, будем считать, что $\varphi_{2,1} \rightarrow 0$, тогда $C_n \rightarrow C_1$, откуда получим:

$$C_1 = \frac{Q_{1,2}}{F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]} \quad (37)$$

Приведенное выражение (37) легло в основу экспериментального определения коэффициента C_1 излучающей поверхности электропроводящего материала центрального тела 1.

Описание лабораторной установки

Внешний вид основного элемента экспериментальной установки для определения коэффициента излучения электропроводящего материала в зависимости от температуры и характеристик поверхностей показан на рис. 5.

Схема установки для определения коэффициента излучения электропроводящего материала в зависимости от температуры и характеристик поверхностей приведена на рис. 6.



Рис. 5. Внешний вид основного элемента экспериментальной установки.

Перед началом работы все регулировочные вентили пульта управления должны быть полностью закрыты (переведены в крайнее против часовой стрелки положение), и все тумблеры питания должны быть выключены. Все дальнейшие действия производятся в соответствии с порядком проведения опытов и при получении допуска к выполнению работы от преподавателя.

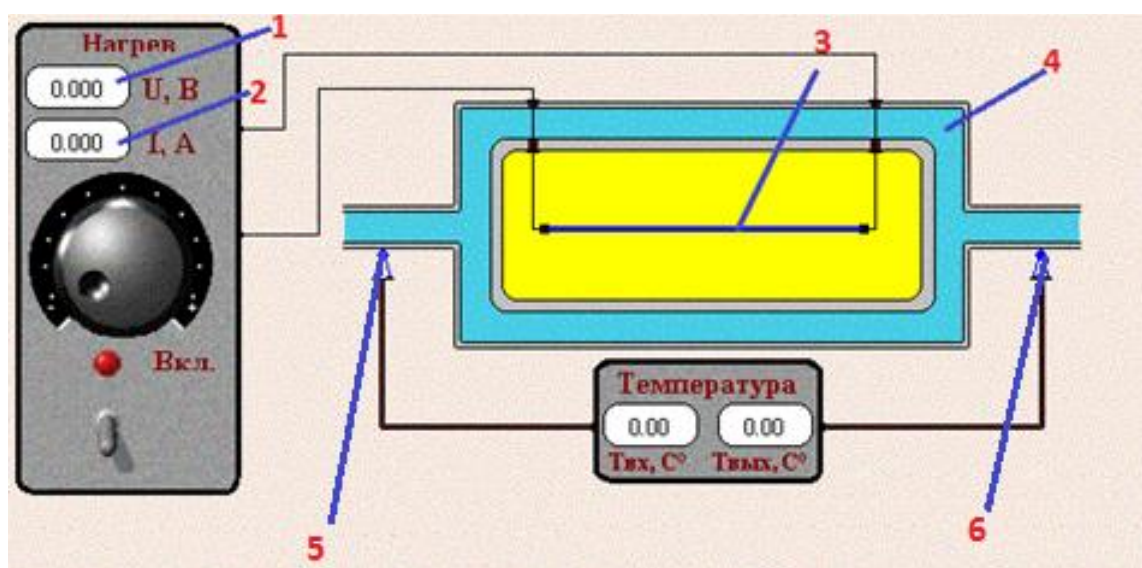


Рис. 6. Схема установки: 1 – вольтметр; 2 – амперметр; 3 – рабочий участок; 4 – охлаждающая вода; 5 – датчик температуры на входе; 6 – датчик температуры на выходе.

Порядок проведения эксперимента

1. Включить установку в сеть.
2. Игольчатым краном открыть подачу охлаждающей воды, автоматически обеспечивающую на всех режимах эксперимента одно и то же значение T_2 и $\Delta t_2 \approx 1 \div 1,5$ °C.
3. Запустить программное обеспечение ММТР_011М.exe.
4. Исследовать на стационарных режимах варианты:
 - А) вольфрамовый рабочий участок при различных температурах излучения;
 - Б) медные рабочие участки с различными характеристиками качества излучающих поверхностей на одном температурном режиме.

Данные по рабочим участкам приведены в таблице 2.

После отображения на экране схемы экспериментальной установки с указанием рабочих процессов и измерительных устройств на пульте установки включается тумблер питания, после чего можно приступить к исследованию рабочего процесса.

Таблица 2 – Свойства рабочих участков.

Вариант	Материал и форма	Температура плавления $T_{пл}, K$	Диаметр, мм	Длина участка $L, м$	Площадь	
					Поперечного сечения, $мм^2$	Поверхности излучения, $м^2$
А	Вольфрамовая проволока (чистота 99,91%)	3660 ± 60	0,2	0,2	$3,14 \cdot 10^{-2}$	$12,56 \cdot 10^{-5}$
Б	Медная проволока	135 ± 3	2		3,14	$1,256 \cdot 10^{-3}$

5. Регулятором установить заданный нагрев рабочего участка.

6. Снять показания с индикаторного прибора, показания которого дублируются на мониторе ЭВМ.

7. Результаты эксперимента внести в таблицу.

По окончании проведения опытов избранного варианта производится перевод всех регулирующих органов в исходное положение. Для другого варианта необходимые действия повторяются вновь в той же последовательности.

Методика обработки результатов

1. Определить разность температур $t_{2_{\text{вх}}}$ и $t_{2_{\text{вых}}}$ у воды в охлаждающей рубашке экспериментального участка, где ΔT не должна превышать $1 \div 1,5$ °С.

2. Определить электрическую мощность нагрева проволоки рабочего участка

$$Q_{1,2} = I_1 \cdot U_1, \quad (38)$$

где I_1 – сила тока, протекающего через проволоку, А; U_1 – падение напряжения на проволоке рабочего участка, В.

3. Определить электрическое сопротивление рабочего участка

$$R_1 = \frac{U_1}{I_1} \quad (39)$$

4. Так как $R_1 = f(T_1)$, то для определения температуры нагретой проволоки T_1 необходимо знать удельное сопротивление ρ_1 , которое определяется по формуле

$$\rho_1 = \frac{R_1 \cdot S}{L}, \quad (40)$$

где S – площадь поперечного сечения из меди, мм²; L – длина рабочего участка проволоки между токоподводами, м.

5. После расчета ρ_1 определить температуру нагрева поверхности проволоки T_1 по графику $T_1 = f(\rho_1)$ (рис. 7), построенному на основании справочных данных.

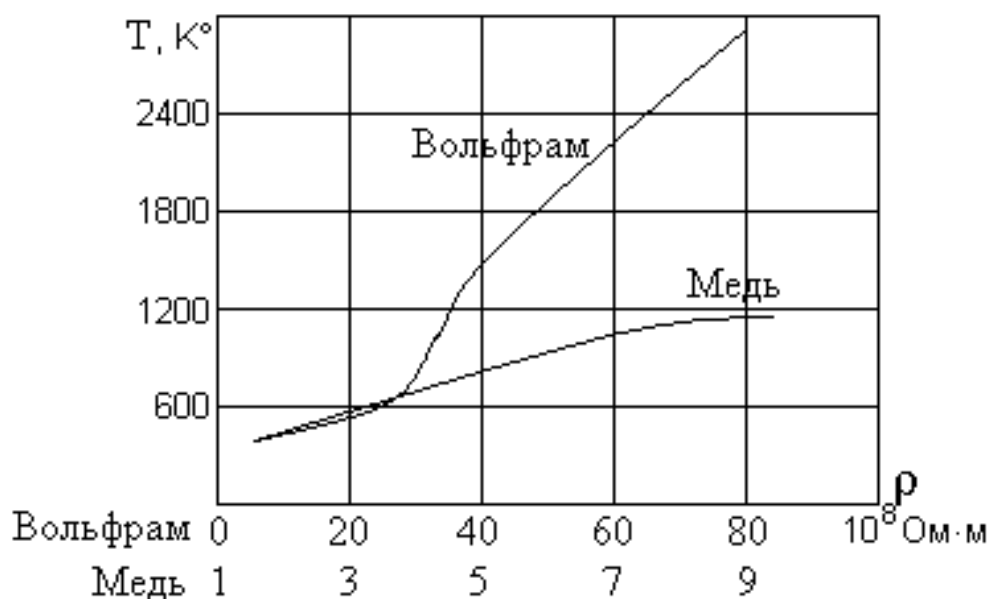


Рис. 7. Изменение удельного сопротивления вольфрама и меди в зависимости от температуры.

6. Определить температуру T_2 окружающей проволоку поверхности стеклянной стенки, которая охлаждается водой калориметра. С допустимой точностью можно считать, что все тепло, выделенное нагретой проволокой при стационарном режиме лучистого теплообмена, отдано через стеклянную стенку охлаждающей воде. Так как термическое сопротивление тонкой стеклянной стенки мало (δ/λ), то можно принять, что температура T_2 стенки поверхности равна средней температуре охлаждающей воды. Тогда температуру T_2 определяем по формуле:

$$T_2 = \frac{t_{2\text{вых}} + t_{2\text{вх}}}{2} + 273 \quad (41)$$

7. Определить коэффициент облучения C_1 и степень черноты ε_1 поверхностей материалов из формулы:

$$C_1 = \frac{Q_{1,2}}{F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]} \quad (42)$$

8. Результаты обработки опытных данных занести в таблицу 3.

Таблица 3 – Протокол испытаний и результатов обработки данных.

Варианты		Падение напряжения $U, В$	Сила тока $I, А$	Температура воды		Рассчитываемые величины					
А	Б										
Режим	Характеристика поверхности			$t_{2вх},$ $^{\circ}C$	$t_{2вых},$ $^{\circ}C$	$R_1,$ $Ом$	$T_1,$ $К$	$T_2,$ $К$	$Q_{1 \rightarrow 2},$ $Вт$	ε_1	$\frac{C_1,}{m^2 \cdot K^4}$ Bm
1											
	Тщательно полированная										
2											
	Полированная										
3											
	Продолжительно нагреваемая										
4											
	Окисленная при нагреве										

9. Построить графики зависимости коэффициентов излучения и степени черноты поверхности вольфрамовой проволоки от температуры $C_1 = f(T_1)$ и $\varepsilon_1 = f(T_1)$.

10. Построить график возрастания коэффициента излучения у меди в зависимости от качества излучающих поверхностей (влиянием незначительного расхождения T_1 пренебречь).

Контрольные вопросы

1. Назовите основные элементы экспериментальной установки и укажите их назначение.
2. Дайте определение понятию «тепловое излучение»?
3. Что такое коэффициент излучения электропроводящего материала?
4. Сформулируйте закон Планка для абсолютно черного тела.
5. Определите понятие «степень черноты».
6. Сформулируйте закон Кирхгофа.
7. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г.Н. Общая теплотехника. – М.: Высшая школа, 1980. – 552 с.
2. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача, – М: Энергия, 1965. – 424 с.
3. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964. – 488 с.
4. Кислицын А.А. Основы теплофизики: лекции и семинары, – Т: Издательство ТюмГУ, 2002. – 152 с.
5. Ларионов Н.Н. Общая теплотехника. – Изд-е 2-е, перераб. и доп. – М.: Стройиздат, 1975. – 589 с.
6. Луканин В.Н. и др. Теплотехника, – М: Высшая школа, 1999. – 671 с.
7. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
8. Михеев М.А., Михеева И.М. Краткий курс теплопередачи, – М: Госэнергоиздат, 1960. – 206 с.
9. Шорин С.Н. Теплопередача. – Л.: Государственное издательство литературы по строительству и архитектуре, 1952. – 340 с.
10. Справка программного обеспечения лабораторного комплекса «Теплотехника и термодинамика». – Д.: Днепропетровское специальное конструкторское бюро, 2004.

СОДЕРЖАНИЕ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1	3
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2	10
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3	26
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4	40
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5	49
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6	59
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7	88
ЛИТЕРАТУРА	105

Юлия Фанилевна ЯНБИКОВА
Борис Владимирович ГРИГОРЬЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС

Учебно-методическое пособие
к лабораторным работам для студентов II-IV курсов
направлений 16.03.01 Техническая физика,
28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника

Подписано в печать _____ г. Тираж _____ экз
Объем _____ усл. печ. л. Формат 60x84/16. Заказ № _____.
Издательство Тюменского государственного университета
625003, г. Тюмень, ул. Семакова, 10