

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ГРАЖДАНСКОЙ АВИАЦИИ**

В.А. Аршинов, В.Н. Котовский, Д.В. Стреляев

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

*для студентов 3-го курса направления
подготовки 162300 и 25.03.01
всех форм обучения*

Москва-2014

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ВОЗДУШНОГО ТРАНСПОРТА

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

**Кафедра двигателей летательных аппаратов
В.А. Аршинов, В.Н. Котовский, Д.В. Стреляев**

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Лабораторный практикум

*для студентов 3-го курса направления
подготовки 162300 и 25.03.01
всех форм обучения*

Москва-2014

Рецензент: профессор, доктор технических наук Самойленко В.М.

Аршинов В.А., Котовский В.Н., Стреляев Д.В.

Техническая термодинамика и теплопередача: лабораторный практикум.-
М.: МГТУ ГА, 2014. - 64 с.

В руководстве приведены описания 6-и лабораторных работ по учебной дисциплине «Техническая термодинамика и теплопередача». По каждой работе приведены: целевая установка; краткие теоретические сведения по изучаемым вопросам; описание лабораторных установок и объекта исследования; системы измерений; порядок выполнения работы и методика обработки результатов измерений. В конце каждой работы приведены контрольные вопросы для подготовки к защите отчета по ней.

Содержание

Введение	4
ЛР-1. Определение теплоемкости воздуха	5
ЛР-2. Исследование процессов разгона и торможения потока при наличии трения и подогрева газа	15
ЛР-3. Исследование цикла Брайтона	23
ЛР-4. Определение коэффициента теплопроводности латунного стержня	32
ЛР-5. Определение коэффициента теплоотдачи при свободном движении теплоносителя	40
ЛР-6. Определение коэффициента теплового излучения серого тела и излучаемого им теплового потока	53
ЛИТЕРАТУРА	64

ВВЕДЕНИЕ

При проведении лабораторных работ студенты закрепляют знания, полученные на лекциях, путем практического изучения основных термодинамических процессов, происходящих в элементах авиационных силовых установок. Кроме того, студенты приобретают знания об устройстве лабораторных установок, навыки работы с измерительной аппаратурой и обработки результатов измерений.

В данном руководстве содержатся сведения, необходимые студентам для самостоятельной подготовки к лабораторным работам по дисциплине "Техническая термодинамика и теплопередача", их проведения, оформления полученных результатов и подготовки к защите отчета по каждой работе.

По каждой работе приведены: целевая установка; краткие теоретические сведения по изучаемым термодинамическим процессам; описание лабораторной установки, объекта исследования и системы измерений; порядок выполнения работы и методика обработки результатов измерений. Кроме того, в каждой работе приведены контрольные вопросы для подготовки к защите отчета по ней.

При подготовке к каждой лабораторной работе студенты должны повторить соответствующий лекционный материал (используя его краткое изложение в пункте "Общие сведения"), изучить схему экспериментальной лабораторной установки и систему измерений, а также усвоить методику обработки экспериментальных данных.

Отчеты по выполненным работам оформляются студентами в специальной тетради для лабораторных занятий и предъявляются преподавателю при их защите. Кроме того, студенты должны уметь анализировать полученные результаты и отвечать на приведенные в данном пособии контрольные вопросы.

При выполнении некоторых работ для расширения круга изучаемых процессов предусмотрено выполнение вычислительного эксперимента с использованием ЭВМ.

Лабораторная работа № 1

Определение теплоемкости воздуха

Цель работы: экспериментально определить удельную теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

Задание на работу:

1. Ознакомиться с устройством и принципом действия установки для определения теплоемкости воздуха.
2. Ознакомиться с основными сведениями, касающимися теплоемкости воздуха и методикой обработки опытных данных.
3. Подготовить установку для проведения эксперимента и произвести измерения:
 - температуры t_0 и давления p_0 воздуха в помещении лаборатории;
 - температуры воздуха на выходе из термостата t_1 ;
 - напряжения U и силы I в цепи нагревателя;
 - перепада давлений на мерной диафрагме h_v .
5. Выполнить обработку экспериментальных данных.
6. Оформить отчет по лабораторной работе.

1.1. Основные понятия и определения**а) Виды теплоемкости**

Инженерные расчеты теплотехнических процессов базируются на знании теплоемкости тела или системы.

Теплоемкость представляет собой количество теплоты, поглощаемой телом, при повышении его температуры на один градус.

Аналогичное понятие применяется и к веществу, но при этом используется понятие **удельной** теплоемкости, т.е. теплоемкости единицы массы (1 кг) вещества. Удельная теплоемкость вещества измеряется в Дж/(кг·К) и обозначается обычно символом c . При этом, говоря о теплоемкости **вещества**, слово "удельная" обычно опускают.

Таким образом, если при подводе к 1 кг вещества некоторого количества теплоты Δq его температура увеличилась на ΔT градусов Кельвина, то $c = \Delta q / \Delta T$ или, точнее, (при $\Delta q \rightarrow 0$)

$$c = \frac{\partial Q}{\partial T},$$

где ∂Q – элементарное количество теплоты, подведенной к телу, а ∂T – элементарное изменение его температуры. Частная производная $\partial Q / \partial T$ вместо полной производной dQ/dT указывает на то, что количество теплоты, подводимой к телу, зависит от типа процесса. Поэтому при определении теплоемко-

сти газов рассматривается какой-либо фиксированный термодинамический процесс: изохорный, теплоемкость в котором обозначается символом c_v , изобарный (символ c_p), изотермический и т.д.

Используется также понятие *молярной* теплоемкости (c_μ), т.е. теплоемкости 1 моля вещества. Она измеряется в Дж/(моль·К).

б) Влияние типа термодинамического процесса на теплоемкость газов

В общем случае теплоемкость вещества зависит от его химического состава, фазы, параметров его состояния и типа термодинамического процесса. Для твердых и жидких веществ характер протекающих в них термодинамических процессов слабо влияет на их теплоемкость. Но для газов это влияние весьма существенно.

Так, в изотермическом процессе, несмотря на подвод к газу теплоты dQ (или ее отвод), температура его остается постоянной, т.е. $dT = 0$, поэтому теплоемкость газа $c = dQ/dT$ в этом процессе бесконечно велика. А в адиабатном процессе температура изменяется, т.е. $dT \neq 0$, а $dQ = 0$, т.е. теплоемкость газа $c = dQ/dT$ в таком процессе равна нулю.

В термодинамических расчетах в качестве базовых для каждого конкретного газа используются значения его теплоемкостей в процессах, протекающих при постоянном объеме и при постоянном давлении. Они обозначаются соответственно символами c_v и c_p . Эти теплоемкости для идеального газа связаны между собой известным из курса физики уравнением Майера

$$c_p - c_v = R.$$

Это уравнение вытекает из первого закона термодинамики $q = \Delta u + l$, записанного для изобарного процесса ($p = \text{const}$). В этом процессе количество теплоты, подведенной к газу, $q = c_p \cdot \Delta T$, изменение его внутренней энергии $\Delta u = c_v \cdot \Delta T$, а работа, совершаемая газом, $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1) = R \cdot \Delta T$. Подставив значения q , Δu и l в уравнение первого закона термодинамики, получим уравнение Майера.

Выражения для теплоемкостей c_p и c_v можно получить из уравнения Майера с учетом того, что показатель адиабаты $k = c_p/c_v$, а именно

$$c_p = \frac{k}{k-1} R, \quad \text{а} \quad c_v = \frac{1}{k-1} R.$$

Газовая постоянная R представляет собой работу, совершаемую 1 кг газа, в процессе его расширения в изобарном процессе при изменении температуры на один градус.

Численное значение R определяется из соотношения:

$$R = \frac{R_\mu}{\mu}, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Здесь $R_\mu = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ – универсальная газовая постоянная, т.е. одинаковая для всех газов, μ – масса одного моля газа. Например, для сухого воздуха $\mu = 28,966 \frac{\text{кг}}{\text{моль}}$, $R = \frac{8314}{28,966} = 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

с) Теплоемкость газа в политропном процессе

Теплота, подведенная к газу в любом политропном процессе при увеличении его температуры от T_1 до T_2 , равна

$$q = c T_2 - T_1,$$

изменение внутренней энергии газа

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1),$$

а работа, совершаемая газом,

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2).$$

В этих формулах c – теплоемкость газа в политропном процессе, c_v – теплоемкость газа в изохорном процессе, а n – показатель политропы.

Подставляя значения q , Δu и l в уравнение первого закона термодинамики, получим

$$c = c_v - \frac{R}{n-1}.$$

Если в эту формулу вместо R подставить ее значение из формулы Майера $c_p - c_v = R$, и учесть, что показатель адиабаты $k = c_p/c_v$, то для теплоемкости политропного процесса получим следующее выражение

$$c = c_v \frac{n-k}{n-1}.$$

Определим теплоемкость газа в конкретных процессах. Для этого используем уравнение политропного процесса $p v^n = \text{const}$.

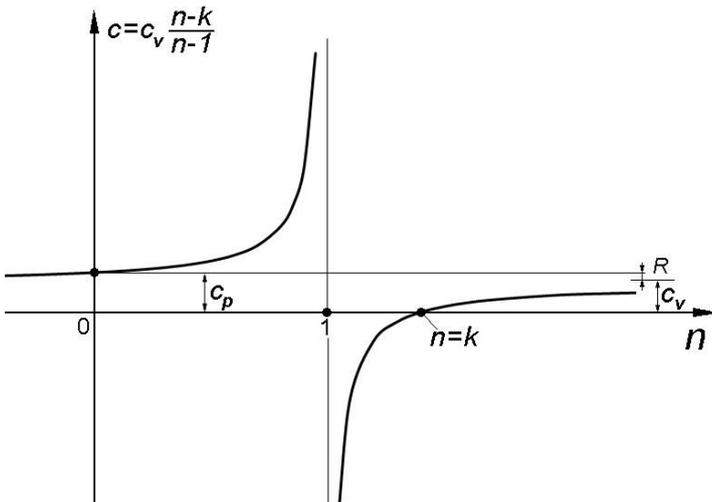


Рис. 1.1. Зависимость теплоемкости газа от показателя политропы

При показателе политропы $n = 0$ из уравнения политропного процесса получим $p v^0 = \text{const}$, т.е. $p = \text{const}$ (изобарный процесс), а теплоемкость в этом процессе $c = c_v \frac{0-k}{0-1} = c_p$ (рис. 1.1).

При $n = 1$ $p v^1 = \text{const}$, тогда в соответствии с уравнением состояния идеального газа $p v = R T$, получим $T = \text{const}$ (изотермический процесс). Теплоемкость в этом процессе $c = c_v \frac{1-k}{1-1} = \pm \infty$.

При $n = k$ получаем уравнение адиабатного процесса $p\nu^k = \text{const}$, в котором теплоемкость $c = c_v \frac{k-k}{k-1} = 0$.

Если $n \rightarrow \infty$, то, записав уравнение политропного процесса $p\nu^n = \text{const}$ в виде $p^{\frac{1}{n}}\nu = \text{const}$, при $n \rightarrow \infty$ получим $\nu = \text{const}$ (изохорный процесс). Теплоемкость в этом процессе $c = c_v \frac{n-k}{n-1} = c_v \frac{1-\frac{1}{\infty}}{1-\frac{1}{\infty}} = c_v$.

Таким образом, теплоемкость в каждом конкретном политропном процессе зависит от значений c_v , k и n , причем может быть как положительной, так и отрицательной (например, при $1 < n < k$).

В соответствии с формулой $q = c T_2 - T_1$, **теплота**, поглощаемая единицей массы газа в политропном процессе, равна

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} T_2 - T_1 .$$

д) Влияние рода газа на его теплоемкость

Из молекулярно-кинетической теории идеального газа вытекает следующая связь молярной теплоемкости с числом степеней свободы его молекул:

$$c_{v\mu} = \frac{i}{2} R_{\mu}, \quad c_{p\mu} = \frac{i+2}{2} R_{\mu},$$

где i – число степеней свободы движения молекул данного газа. Тогда

$$c_v = \frac{c_{v\mu}}{\mu} = \frac{i}{2} R \quad \text{и} \quad c_p = \frac{c_{p\mu}}{\mu} = \frac{i+2}{2} R, \quad \text{а} \quad k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i} .$$

Эти формулы базируются на законе Л.Больцмана о равномерном распределении средней кинетической энергии теплового движения молекул газа (в равновесном состоянии) по степеням свободы молекул, причем в классической молекулярно-кинетической теории рассматриваются только поступательные и вращательные степени свободы.

Молекула (атом) одноатомного газа имеет только три степени свободы поступательного движения ($i = 3$). Молекула двухатомного газа имеет дополнительно две степени свободы вращательного движения ($i = 5$). А у трехатомного (многоатомного) газа $i = 6$, так как его молекулы имеют три поступательных и три вращательных степени свободы.

е) Влияние параметров состояния газа на его теплоемкость

Классическая молекулярно-кинетическая теория газов позволяет довольно точно определить теплоемкости одноатомных идеальных газов (в широком диапазоне температур) и теплоемкости многих двухатомных (и даже трехатомных) газов при невысоких температурах. Для примера в таблице 1.1 приведены экспериментальные значения теплоемкости c_p для ряда газов при $T = 300$ К и

нормальном давлении 760 мм рт. ст. (когда их можно рассматривать как идеальные) и их теоретические значения, определенные по второй из формул молекулярно-кинетической теории. Как видно, наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

Таблица 1.1

Теплоемкость некоторых газов при $T = 300$ К и $p = 760$ мм рт. ст.

Газ	Гелий He	Водород H ₂	Азот N ₂	Кислород O ₂	Водяной пар H ₂ O
Молярная масса, кг/кмоль	4,003	2,016	28,01	32,00	18,02
c_p , кДж/(кг·К) (эксперимент)	5,19	14,3	1,040	0,919	1,86
c_p , кДж/(кг·К) (молекулярно- кинетическая теория)	5,19	14,4	1,039	0,909	1,84

Но при температурах, существенно отличных от 0 °С, экспериментальные значения теплоемкости двух- и многоатомных газов значительно отличаются от предсказанных молекулярно-кинетической теорией.

На рис. 1.2 приведена зависимость молярных теплоемкостей водорода и гелия при постоянном объеме $c_{v\mu}$ от абсолютной температуры T в широком диапазоне ее изменения (масштаб по оси абсцисс – логарифмический). Согласно первой из формул молекулярно-кинетической теории молярная теплоемкость при постоянном объеме для гелия равна 12,5 Дж/(моль·К), что вполне согласуется с экспериментальными данными. Но для водорода она должна быть равна 20,8 Дж/(моль·К), что согласуется с экспериментом только в диапазоне температур примерно от 300 до 600 К.

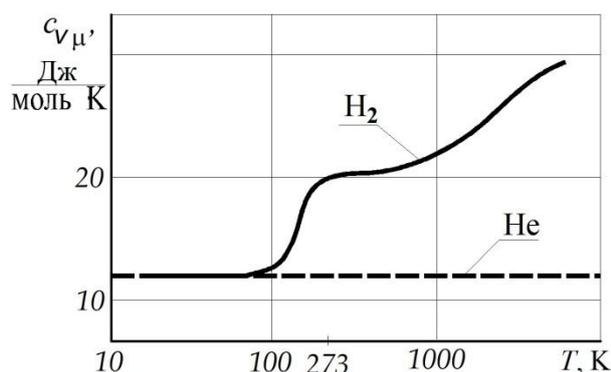


Рис. 1.2. Зависимость молярных теплоемкостей H_2 и He при постоянном объеме $c_{v\mu}$ от температуры

Таким образом, значения теплоемкости для двухатомного газа (и многоатомных газов) могут существенно зависеть от температуры. Дело в том, что, как показывает квантовая теория, закон Л. Больцмана о равномерном распределении средней кинетической энергии теплового движения молекул по степеням свободы выполняется не всегда. При низких температурах вращательные степени свободы не возбуждаются. И поэтому молярная теплоемкость двухатом-

ного (и многоатомного) газа оказывается такой же, как и у одноатомного (например, у водорода такой же, как у гелия). При высоких же температурах у двух- и многоатомных газов возбуждаются еще и степени свободы, связанные с колебаниями атомов в молекулах, что ведет к дополнительному увеличению их теплоемкости. При еще более высоких температурах может сказываться также влияние термической диссоциации.

В теплотехнических расчетах обычно пользуются опытными значениями теплоемкости газов, представленными в виде таблиц. При этом теплоемкость, определенная в опыте (при данной температуре) по формуле $c = \frac{\partial Q}{\partial T}$, называется **истинной** теплоемкостью. А если в опыте измерялось количество теплоты q , которое было затрачено на существенное повышение температуры 1 кг газа от некоторой температуры T_0 до температуры T , т.е. на $\Delta T = T - T_0$, то отношение

$$c_{T_0}^T = \frac{q}{T - T_0}$$

называется **средней** теплоемкостью газа в данном интервале температур.

Обычно в справочных таблицах значения средней теплоемкости даются при значении T_0 , соответствующем нулю градусов Цельсия. По этим таблицам среднее значение теплоемкости вещества в диапазоне температур от T_1 до T_2 может быть найдено по формуле

$$c_{T_1}^{T_2} = \frac{c_{T_0}^{T_2} T_2 - T_0 - c_{T_0}^{T_1} T_1 - T_0}{T_2 - T_1} .$$

В расчетах на ЭВМ часто оказывается более удобным использовать зависимость теплоемкости от температуры в том или ином диапазоне температур в виде многочленов. Например, для воздуха в диапазоне температур от 0 °С до 500 °С значение истинной теплоемкости c_p в кДж/(кг·К) с погрешностью менее 0,1 % равно

$$c_p = 1,004 + 7,67 \cdot 10^{-6} t + 5,7 \cdot 10^{-7} t^2 - 4,67 \cdot 10^{-10} t^3 ,$$

где t – температура в °С, а в диапазоне от 500 до 1200 °С

$$c_p = 1,092 + 2,354 \cdot 10^{-4} b - 1,03 \cdot 10^{-7} b^2 + 4,76 \cdot 10^{-12} b^3 ,$$

где $b = t - 500$ °С.

Теплоемкость **реального газа** зависит, кроме температуры, также и от давления из-за влияния сил межмолекулярного взаимодействия. Отклонение теплоемкости реального газа от теплоемкости идеального в общем случае тем выше, чем больше давление и ниже температура, и особенно значительно при состояниях, близких к критическим. Значения давлений и температур, при которых эти отклонения существенны, для различных веществ различны. Так, например, для воздуха, давление которого равно 20 МПа, теплоемкость c_p при $T = 300$ К больше, чем при атмосферном давлении 760 мм рт. ст., в 1,3 раза, а при $T = 1000$ К – только на 1,5 %.

1.2. Описание лабораторной установки

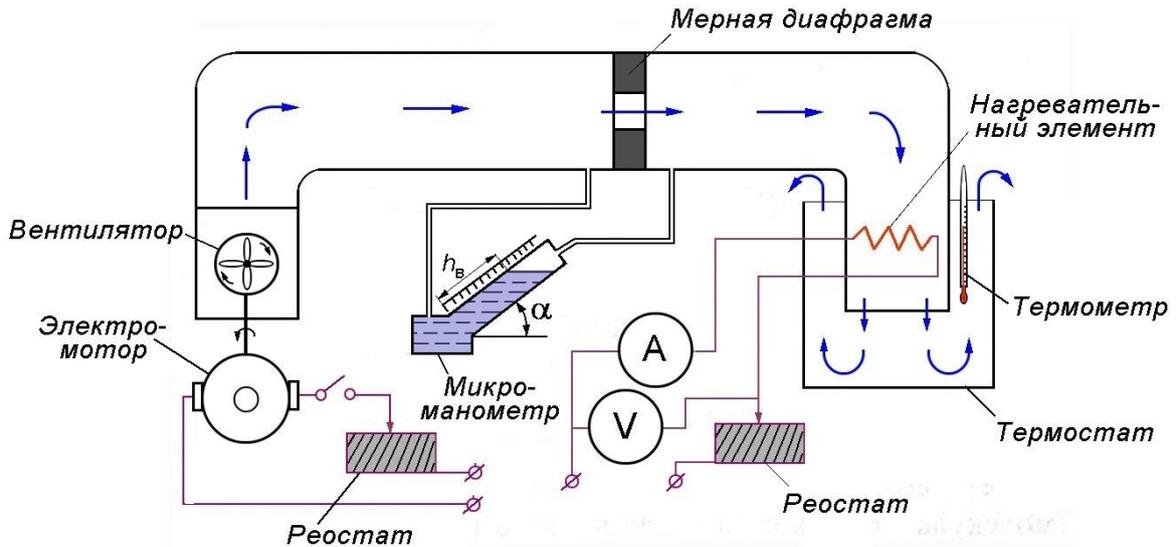


Рис. 1.3. Схема лабораторной установки для определения теплоемкости воздуха

Принцип действия установки (рис. 1.3) состоит в следующем. Воздух из помещения лаборатории с температурой t_0 и давлением p_0 засасывается вентилятором и подается по трубопроводу к электронагревателю открытого типа.

Таким образом, в лабораторной установке реализуется изобарный подвод теплоты к потоку воздуха.

Для исключения потерь тепла в окружающую среду нагреватель помещен в термостат.

Расход воздуха через трубопровод регулируется частотой вращения вентилятора.

Для определения расхода в трубопроводе установлена мерная диафрагма, представляющая собой диск с отверстием круглого сечения, центр которого лежит на оси трубопровода. Сужение воздушного потока начинается на некотором расстоянии от диафрагмы и на некотором расстоянии за диафрагмой поток достигает минимального сечения (рис. 1.4). Далее поток постепенно расширяется, занимая всю проточную часть трубопровода.

Статическое давление за

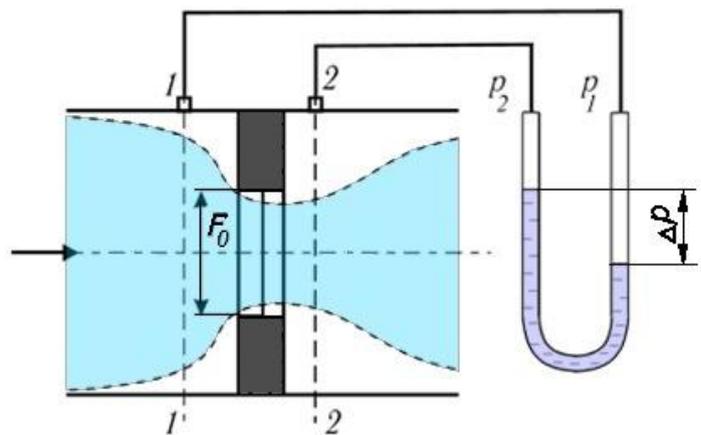


Рис. 1.4. Схема течения воздуха в мерной диафрагме

диафрагмой полностью не восстанавливается, так как на диафрагме происходит дросселирование струи. Поэтому появляется разность статических давлений до и после диафрагмы $\Delta p = p_2 - p_1$, пропорциональная высоте столба воды h_b (рис. 1.3) в наклонном микроманометре.

Разность давлений на диафрагме зависит от скорости потока в отверстии, или, что то же самое, от расхода воздуха G_g , т.е. Δp является мерой расхода воздуха через мерную диафрагму.

Уравнение теплового баланса для установки представляется в виде

$$G_g \cdot c_p (T_1 - T_0) = I \cdot U,$$

где: T_0 – температура воздуха в помещении лаборатории; T_1 – температура воздуха на выходе из термостата; c_p – средняя теплоемкость воздуха при постоянном давлении; I, U – сила тока и напряжение в цепи нагревателя.

1.3. Порядок проведения экспериментов и методика обработки опытных данных

Для определения теплоемкости воздуха необходимо провести три эксперимента при различных значениях температуры воздуха T_1 на выходе из термостата и расхода воздуха через мерную диафрагму. Для этого необходимо реостатами изменять скорость вращения вентилятора (т.е. расход воздуха), силу тока и напряжения в цепи нагревателя (т.е. температуру воздуха T_1 на выходе из термостата).

Используя результаты эксперимента, записанные в табл. 1.2, необходимо:

1. Определить параметры состояния воздуха в помещении лаборатории

$$T_0 = t_0 + 273 \text{ К}; \quad p_0 = B_0 \cdot 133,2 \text{ Па},$$

где: t_0 – температура воздуха в помещении лаборатории, °С; B_0 – барометрическое давление воздуха в помещении лаборатории мм рт. ст.

2. Определить плотность воздуха по уравнению состояния идеального газа

$$\rho_b = \frac{p_0}{RT_0} \text{ кг/м}^3,$$

где $R = 287 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ – газовая постоянная воздуха.

3. По высоте столба воды в наклонном микроманометре h_b (рис. 1.3) определить перепад давления на мерной диафрагме

$$\Delta p = 9,81 \cdot h_b \cdot \sin \alpha, \text{ Па},$$

а затем расход воздуха в трубопроводе по формуле

$$G = \mu F_o \sqrt{2\rho_b \Delta p}, \text{ кг/с}.$$

Учитывая, что коэффициент расхода мерной диафрагмы $\mu = 0,82$, площадь отверстия в ней $F_o = \frac{\pi d_o^2}{4} = 7,85 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$, где диаметр отверстия в диафрагме $d_o = 0,01 \text{ м}$, а угол наклона микроманометра $\alpha = 30^\circ$, окончательно получим

$$G_B = 2,02 \cdot 10^{-4} \overline{\rho_B h_B}, \text{ кг/с.}$$

4. Определить повышение температуры воздуха в нагревателе

$$\Delta t_B = t_1 - t_0,$$

где t_1 – температура воздуха на выходе из термостата, °С.

5. Рассчитать количество теплоты, подведенной к воздуху в нагревателе,

$$Q_B = I \cdot U, \text{ Дж/с.}$$

6. Определить среднюю удельную теплоемкость воздуха при постоянном давлении

$$c_p = \frac{Q_B}{G_B \cdot \Delta t_B}, \text{ Дж/(кг·К).}$$

Таблица 1.2

Номер опыта	1	2	3
Высота водяного столба в наклонном пьезометре h_B , мм вод.ст.			
Температура воздуха на выходе из нагревателя t_1 , °С			
Повышение температуры воздуха в нагревателе $\Delta t_B = t_1 - t_0$, °С			
Расход воздуха через канал $G_B = 2,02 \cdot 10^{-4} \overline{\rho_B h_B}$, кг/с			
Сила тока в цепи нагревателя I , А			
Напряжение на клеммах спирали нагревателя U , В			
Мощность нагревательного элемента $Q = I \cdot U$, Дж/с			
Средняя удельная теплоемкость воздуха $c_p = \frac{Q}{G_B \cdot \Delta t_B}$, Дж/(кг·К).			

1.4. Отчетность по лабораторной работе

Отчетность по лабораторной работе должна включать:

1. Результаты измерений параметров воздуха при проведении опытов.

2. Алгоритм обработки экспериментальных данных и результаты вычислений удельной теплоемкости воздуха в виде табл. 1.2.

3. Ответы на контрольные вопросы.

1.5. Контрольные вопросы

1. Что называется истинной теплоемкостью рабочего тела?

2. Что называется средней теплоемкостью рабочего тела?

3. Напишите и поясните уравнение Майера.

4. Напишите и поясните уравнение теплового баланса для лабораторной установки.

5. Приведите примеры использования теплоемкостей c_p и c_v в авиационной технике.

6. Расскажите об устройстве и принципе действия лабораторной установки.

7. Чем объяснить увеличение теплоемкости газа с ростом температуры?

8. Почему удельная теплоемкость газа в процессе при постоянном давлении больше, чем теплоемкость в процессе при постоянном объеме?

9. Как определить удельные теплоемкости c_p и c_v через показатель адиабаты k и газовую постоянную R ?

10. Что представляет собой газовая постоянная R ?

11. Как определить удельные теплоемкости c_p и c_v по молекулярно-кинетической теории газов?

Лабораторная работа № 2

Исследование процессов разгона и торможения потока при наличии трения и подогрева газа

Цель работы: Экспериментально исследовать изменение параметров потока в сопле трения и подогрева

Задание на работу:

1. В рабочей тетради изобразить схему лабораторной установки для исследования течения воздуха в сопле с трением и подогревом.
2. Ознакомиться с принципом действия установки. Подготовить установку для проведения эксперимента.
3. Ознакомиться с основными сведениями по теме работы и с методикой обработки опытных данных.
4. Выполнить эксперимент, произвести необходимые измерения и обработку полученных данных.
5. Построить и проанализировать график зависимости изменения статического давления по длине сопла с трением и подогревом. Сделать выводы по работе, оформить и представить к защите протокол о работе.

2.1. Основные сведения

Течение потоков в реальных элементах самолетов, двигателей и других конструкций всегда происходит с трением (диссипацией энергии) и часто с энергообменом с окружающей средой.

Рассмотрим течение идеального газа в канале при наличии трения и энергообмена с внешней средой и выведем уравнение, учитывающее влияние этих воздействий на скорость потока.

Течение газа в канале описывается следующей системой уравнений:

- 1) уравнением неразрывности

$$\frac{dG}{G} = \frac{dF}{F} + \frac{dc}{c} + \frac{dp}{\rho};$$

- 2) уравнением сохранения энергии

$$dq_{\text{внеш}} + dl_{\text{внеш}} = c_p dT + d \frac{c^2}{2};$$

- 3) обобщенным уравнением Бернулли

$$dl_{\text{внеш}} = \frac{dp}{\rho} + d \frac{c^2}{2} + dl_{\text{тр}}.$$

Если газ идеальный, то в эту систему входит также уравнение его состояния (в дифференциальной форме)

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T}.$$

Совместное решение этих уравнений приводит к следующему соотношению:

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = \frac{dF}{F} - \frac{dG}{G} - \frac{k-1}{a^2} dq_{\text{внеш}} + \frac{1}{a^2} dl_{\text{внеш}} - \frac{k}{a^2} dl_{\text{трени}}. \quad (2.1)$$

Уравнение (2.1) позволяет качественно проанализировать, каким образом различные воздействия влияют на скорость дозвукового и сверхзвукового потока.

Как видно из уравнения (2.1), на скорость газового потока можно воздействовать:

- изменением площади проточной части вдоль канала ($dF \neq 0$), по которому течет газ;
- подводом или отводом газа ($dG \neq 0$) вдоль этого канала;
- подводом или отводом теплоты ($dq_{\text{внеш}} \neq 0$) вдоль канала;
- подводом или отводом работы ($dl_{\text{внеш}} \neq 0$) вдоль канала.

Кроме того, изменение скорости газового потока в канале происходит из-за трения ($dl_{\text{трени}} \neq 0$).

Российский ученый Л.А. Вулис доказал, что *любым внешним воздействием можно вызвать ускорение потока, однако для непрерывного перехода через скорость звука необходимо знак воздействия изменить на противоположный.*

Это следует из формулы (2.1), согласно которой для ускорения ($dc > 0$) дозвукового потока ($M < 1$) необходимо выполнение следующих условий:

$$dF < 0, \quad dG > 0, \quad dq_{\text{внеш}} > 0 \quad \text{и} \quad dl_{\text{внеш}} < 0.$$

Для ускорения ($dc > 0$) сверхзвукового потока ($M > 1$), согласно доказательству Л.А. Вулиса, необходимо знаки указанных воздействий изменить на противоположные.

Рассмотрим подробнее влияние трения и подогрева газа на его скорость.

а) Тепловое воздействие (тепловое сопло)

Канал, в котором разгон потока происходит под действием подвода или отвода теплоты, называется *тепловым соплом*.

Тепловое сопло – это цилиндрический канал (рис. 2.1), по которому без трения течет газ, обмениваясь вдоль канала с внешней средой только теплотой.

В этом случае $dq_{\text{внеш}} \neq 0$, а $dF = dl_{\text{внеш}} = dl_{\text{трени}} = dG = 0$ и уравнение (2.1) примет вид

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = -\frac{k-1}{a^2} dq_{\text{внеш}}. \quad (2.2)$$

Условие $dl_{\text{трени}} = 0$ при рассмотрении течения газа в сопле является условным, т.к. исключить трение на возможно.

Подчеркнем, что, как следует из уравнения (2.2), в цилиндрическом канале дозвуковой поток ($M < 1$) можно разогнать ($dc > 0$) за счет подвода теплоты ($dq_{\text{внеш}} > 0$) вдоль канала только до скорости, равной местной скорости звука. Для увеличения скорости ($dc > 0$) сверхзвукового потока ($M > 1$) теплота вдоль канала должна отводиться ($dq_{\text{внеш}} < 0$).

Рассмотрим изменение параметров вдоль теплового сопла.

Из уравнения Бернулли $cdc = -vdp$ следует, что при разгоне потока ($dc > 0$) статическое давление падает ($dp < 0$, рис. 2.1).

Характер изменения полной температуры вдоль сопла определим из уравнения сохранения энергии

$$dT^* = \frac{1}{c_p} (dq_{\text{внеш}} + dl_{\text{внеш}}).$$

Применительно к тепловому соплу оно имеет вид

$$dT^* = \frac{1}{c_p} dq_{\text{внеш}}.$$

Отсюда следует, что при подводе теплоты ($dq_{\text{внеш}} > 0$) полная температура растет ($dT^* > 0$), а при отводе теплоты ($dq_{\text{внеш}} < 0$) – снижается ($dT^* < 0$).

Изменение полного давления в потоке газа определяется зависимостью, которая получается из совместного решения уравнений сохранения энергии и первого закона термодинамики для движущегося газа с учетом соотношения параметров в адиабатном процессе

$$\frac{dp^*}{p^*} = \frac{1}{R} \frac{dl_{\text{вн}}}{T^*} - \frac{dl_{\text{трех}}}{T} - \frac{1}{T} - \frac{1}{T^*} dq_{\text{вн}}. \quad (2.3)$$

Для теплового сопла оно имеет следующий вид

$$\frac{dp^*}{p^*} = -\frac{1}{R} \frac{1}{T} - \frac{1}{T^*} dq_{\text{вн}}.$$

Таким образом, полное давление снижается ($dp^* < 0$) при подводе теплоты ($dq_{\text{вн}} > 0$) в дозвуковой части теплового сопла и повышается ($dp^* > 0$) при отводе теплоты ($dq_{\text{вн}} < 0$) в сверхзвуковой части сопла.

Поскольку расход воздуха вдоль тракта сопла не меняется ($G = \rho F = \text{const}$), то плотность газа изменяется обратно пропорционально скорости, т.е. снижается.

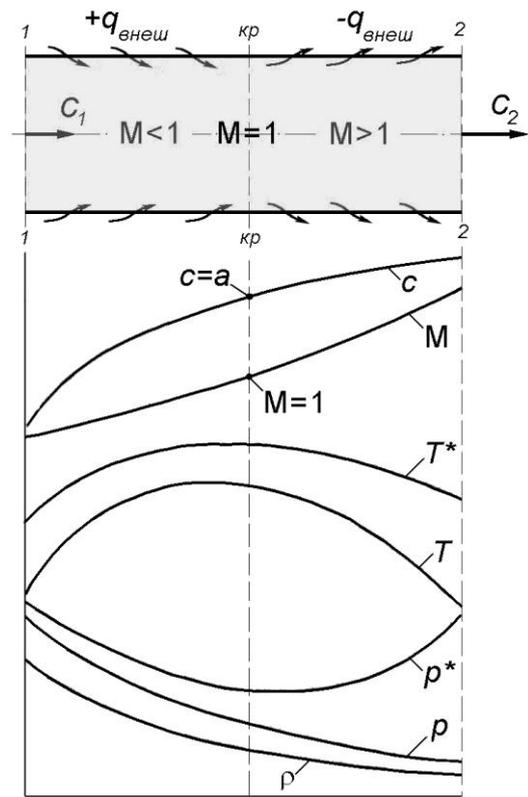


Рис. 2.1. Изменение параметров газа в тепловом сопле

б) Воздействие трения (сопло трения)

Сопло трения – это цилиндрический канал (труба), по которому течет газ, обладающий вязкостью (рис. 2.2). Поэтому на стенках канала возникают силы трения, препятствующие течению газа. Для преодоления этих сил газ совершает работу $l_{\text{трени}}$. В результате трения выделяется теплота трения $q_{\text{трени}}$.

В случае течения газа в сопле трения $dl_{\text{трени}} \neq 0$, а $dF = dq_{\text{внеш}} = dl_{\text{внеш}} = dG = 0$, поэтому уравнение (2.1) принимает вид

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = -\frac{k}{a^2} dl_{\text{трени}}. \quad (2.4)$$

В отличие от других воздействий работа трения может быть только положительной ($dl_{\text{трени}} > 0$). Поэтому, в соответствии с уравнением (2.4), наличие трения при отсутствии других воздействий приводит к разгону дозвукового потока. Это связано с тем, что работа трения переходит в теплоту трения $q_{\text{трени}}$, поэтому, как было показано ранее, подвод теплоты к дозвуковому потоку его разгоняет.

Однако следует иметь в виду, что разгон потока ($dc > 0$) под воздействием трения сопровождается уменьшением давления ($dp < 0$). Снижение давления при наличии трения будет происходить в большей степени, чем при аналогичном разгоне потока без трения за счет других воздействий (например, геометрического). Это следует из сравнения уравнений Бернулли в дифференциальной форме для течения без трения

$$vdp = -cdc$$

и течения с трением

$$vdp = -(cdc + dl_{\text{трени}}).$$

Объясняется это тем, что наличие трения приводит к снижению скорости движения газа, т.е. его кинетической энергии. Происходит диссипация энергии направленного движения газа, т.е. переход ее в энергию хаотического движения молекул. Это проявляется в уменьшении полного давления газа p^* вдоль канала, что также следует из уравнения (2.3), согласно которому

$$\frac{dp^*}{p^*} = -\frac{dl_{\text{трени}}}{RT},$$

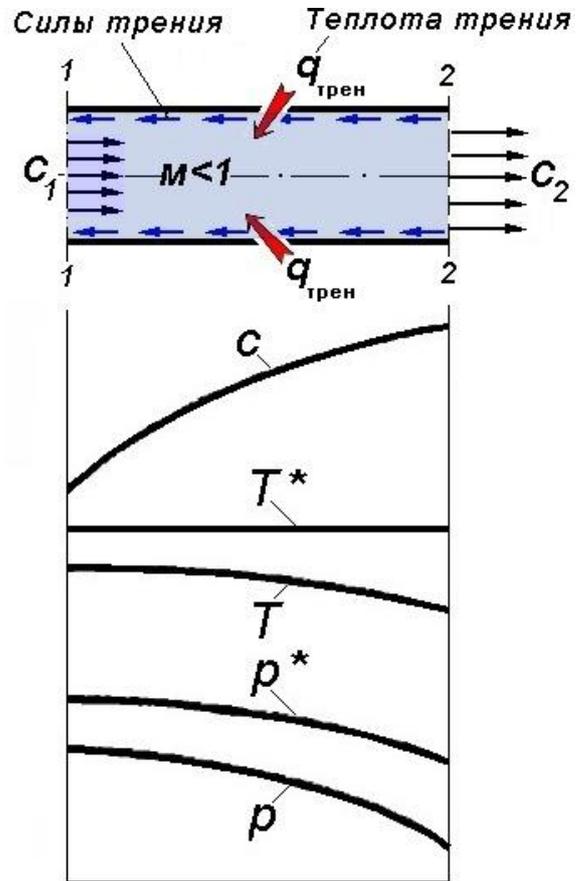


Рис. 2.2. Изменение параметров газа в сопле трения

т.е. полное давление вдоль сопла снижается.

Силы трения в движущемся газе являются внутренними. Работа $l_{\text{тр}}^*$, которую совершает газ для преодоления этих сил, переходит в эквивалентную ей теплоту трения $q_{\text{тр}}^*$, поступающую обратно в поток газа, т.е. $l_{\text{тр}}^* = q_{\text{тр}}^*$. Трение уменьшает кинетическую энергию потока $c^2/2$, но на такую же величину увеличивается его энтальпия i . Поэтому эти два взаимно компенсирующие друг друга слагаемые $q_{\text{тр}}^*$ и $l_{\text{тр}}^*$ не включены в уравнение энергии, которое для сопла трения имеет следующий вид

$$i^* = i + c^2/2 = \text{const.}$$

Учитывая, что $i = c_p T$, в дифференциальной форме имеем

$$dT = -cd/c_p,$$

т.е. разгон дозвукового потока ($dc > 0$) в сопле трения сопровождается уменьшением его статической температуры ($dT < 0$) при постоянной полной температуре $T^* = \text{const}$, т.к. $i^* = c_p T^* = \text{const}$.

Примечание. Анализ уравнения (2.1) показывает, что, как указывалось ранее, разгон или торможение потока газа за счет различных воздействий требует изменения знака любого из рассмотренных воздействий на обратный при переходе через скорость звука.

2.2. Описание лабораторной установки

Схема установки показана на рис. 2.3. Основной элемент установки представляет собой цилиндрический канал (трубу) диаметром 120 мм и длиной 1,5 м. Число калибров (отношение длины трубы к ее диаметру) составляет 80 – величину, достаточную для проявления основных закономерностей при течении потока воздуха по трубе с трением. Для нагрева трубы она обмотана нихромовой проволокой, концы которой подключаются к электрическому источнику питания. Труба покрыта теплоизоляцией для уменьшения потерь тепла при ее нагреве и в процессе проведения эксперимента.

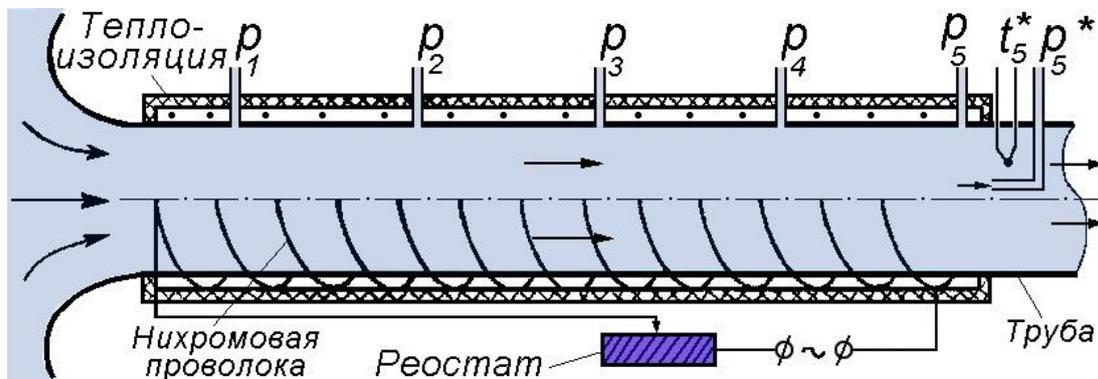


Рис. 2.3. Схема установки для исследования сопла с трением и подогревом

По длине трубы имеется пять приемников статического давления, выполненных в виде отверстий в стенке. На выходе из цилиндрического участка трубы установлены приемник полного давления и термомпара для замера полной температуры. Приемник полного давления позволяет оценить потери полного давления при течении газа в канале, а приемник полной температуры - изменение температуры потока газа при подводе теплоты. При этом на входе в трубу полное давление и полная температура равны давлению и температуре соответственно в помещении лаборатории.

Так как реальный газ обладает вязкостью, то его течение в трубе сопровождается возникновением сил трения о стенки канала трубы, в результате чего выделяется теплота трения. Поэтому реализовать течение в тепловом сопле в «чистом виде» не представляется возможным, так как при подводе теплоты к потоку, движущемуся в сопле, дополнительно добавляется теплота трения. Таким образом, и подогрев потока, и подогрев его за счет трения проявляются совместно.

Первый этап эксперимента выполняется без подогрева текущего в трубе воздуха с помощью электрического источника, т.е. исследуется сопло трения. Второй этап выполняется с подогревом потока воздуха от электрического источника, т.е. исследуется сопло с трением и подогревом. При выполнении второго этапа эксперимента необходимо осуществлять прогрев трубы в течение 5 ... 7 минут, после чего осуществлять регистрацию показаний приборов.

2.3. Порядок проведения эксперимента и методика обработки данных

Для проведения эксперимента необходимо:

1. Измерить и записать давление B_0 и температуру t_H воздуха в помещении лаборатории.
2. Включить источник прокачки воздуха через трубу без его электроподогрева, установить режим, снять показания приборов и внести их в табл. 2.1.
3. Включить электроподогрев потока воздуха в трубе, установить режим течения на протяжении 5 ... 7 минут, снять показания приборов и внести их в табл. 2.1.
4. Выполнить обработку результатов эксперимента в указанной ниже последовательности, построить графики изменения статического давления по длине сопла с трением и сопла с трением и подогревом воздуха. Оценить гидравлические потери (потери полного давления) в сопле.

2.4. Измеряемые величины и алгоритм обработки результатов экспериментов

1. $B_0 =$ мм рт. ст. или $p_H = 133,2 \cdot B_0 =$, Па – давление воздуха в помещении лаборатории.
2. $t_H =$ °С – температура воздуха в помещении лаборатории.

3. h_i ($i = 1 \dots 5$) мм вод. ст – перепад статического давления по отношению к атмосферному в i – й точке по длине сопла трения и подогрева.

4. h_5^* , мм вод. ст – перепад полного давления по отношению к атмосферному на выходе из сопла трения и подогрева.

5. t_5^* , °С – полная температура на выходе из сопла трения и подогрева.

6.

Таблица 2.1

№ п/п	h_1 , мм вод. ст.	h_2 , мм вод. ст.	h_3 , мм вод. ст.	h_4 , мм вод. ст.	h_5 , мм вод. ст.
1					
2					
3					

Продолжение таблицы 2.1

№ п/п	h_5^* , мм вод. ст.	t_5^* , °С	$\Delta p_5^* = 9,81h_5^*$, Па	$\sigma = 1 - \frac{\Delta p_5^*}{p_H}$
1				
2				
3				

По результатам каждого из двух экспериментов необходимо построить график зависимости $h_i = f(i)$ для исследованных режимов работы сопла, проанализировать полученные зависимости, сравнить значения температур t_n и t_5^* и оформить протокол по лабораторной работе.

2.5. Отчетность по лабораторной работе

Отчетность по лабораторной работе включает:

- схему лабораторной установки;
- заполненную таблицу 2.1;
- графики зависимостей $h_i = f(i)$;
- анализ результатов и выводы по работе.

2.6. Контрольные вопросы

1. Сформулируйте и запишите закон обращения воздействия.
2. Сформулируйте и запишите закон обращения воздействия для сопла трения.
3. Сформулируйте и запишите закон обращения воздействия для теплового сопла.
4. Почему полное давление газа при течении в сопле трения снижается?
5. Изобразите графически, обоснуйте аналитически и поясните характер изменения параметров потока по длине сопла трения.

6. Изобразите графически, обоснуйте аналитически и поясните характер изменения параметров потока по длине теплового сопла.

7. Запишите и объясните уравнение Бернулли в дифференциальной форме для сопла трения.

8. Запишите и объясните уравнение энергии в дифференциальной форме для сопла трения и теплового сопла.

Лабораторная работа № 3

Исследования цикла Брайтона

Цель работы: Исследование зависимости работы и термического КПД цикла Брайтона от степени повышения давления и степени подогрева рабочего тела в цикле.

Задание на работу:

1. Определить параметры состояния рабочего тела в основных точках цикла Брайтона при заданных параметрах цикла и построить график цикла в p, v - и T, s -координатах.
2. Рассчитать зависимость работы цикла и термического КПД от параметров цикла.
3. Построить графики зависимости работы и термического КПД цикла от параметров цикла.
4. Проанализировать полученные результаты и сделать выводы по работе.

3.1. Основные понятия и определения

В основе работы всех тепловых двигателей лежат круговые процессы преобразования теплоты в работу, т.е. прямые циклы. Термодинамическое исследование этих циклов необходимо для оценки степени преобразования подведенной теплоты в работу, а также факторов, влияющих на экономичность двигателя и развиваемую им тягу (мощность).

Теоретическое исследование реальных циклов тепловых двигателей является трудной задачей, поскольку процессы подвода, отвода теплоты и получения работы у реальных двигателей связаны с рядом сложных физических, химических и газодинамических процессов. Такими процессами являются горение топлива, теплоотдача от рабочего тела в стенки двигателя, течение вязкого газа в различных элементах двигателя и др.

В технической термодинамике проводятся изучение и исследование *идеальных* циклов тепловых двигателей. В них реальные процессы заменяются идеальными, применительно к которым и проводятся все расчёты. **При идеализации циклов обычно принимаются следующие допущения:**

- 1) процессы, составляющие цикл, являются равновесными;
- 2) потери на трение и отвод теплоты через стенки двигателя в окружающую среду отсутствуют;
- 3) рабочее тело в цикле обладает неизменным химическим составом, если это газ, то он считается идеальным;
- 4) реальный процесс горения топлива заменяется обратимым процессом подвода теплоты извне;

5) процесс смены рабочего тела не рассматривается, а заменяется обратимым процессом отвода теплоты от рабочего тела в окружающую среду.

Термодинамическое исследование идеального цикла начинается с задания ряда исходных условий, характеризующих цикл. К ним относятся:

- 1) физические свойства рабочего тела (k, R) и его параметры в исходной точке 1 цикла (p_1, T_1 , рис. 3.1);
- 2) число и типы термодинамических процессов, образующих цикл;
- 3) параметры цикла, определяющие пределы изменения давления и температуры рабочего тела при его сжатии и подводе к нему теплоты в цикле (степень повышения давления и степени подогрева рабочего тела).

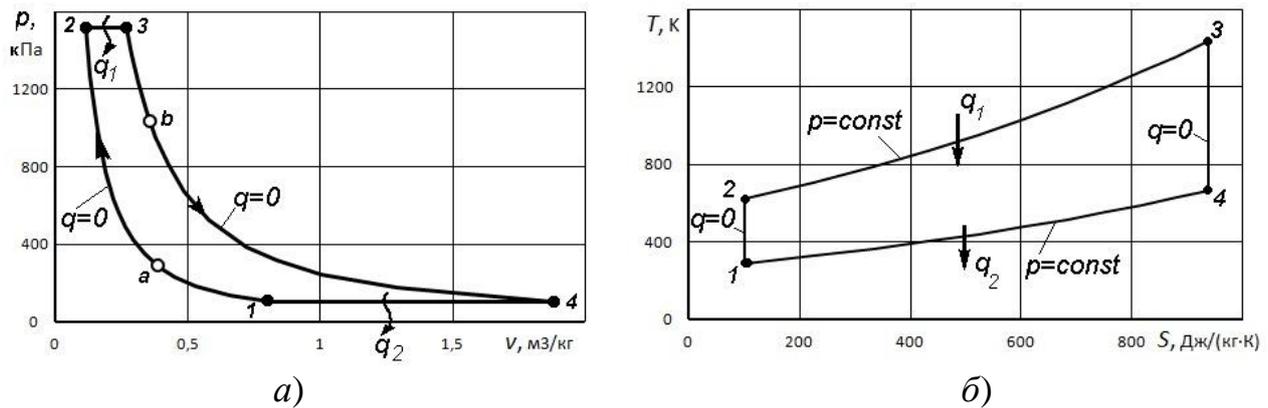


Рис. 3.1. Цикл Брайтона в p, v - T, s -координатах ($\pi=15, \Delta=5$)

Термодинамическое исследование даёт возможность определить параметры рабочего тела в характерных точках цикла, значение термического КПД и работы цикла. Оно сопровождается, как правило, графическим изображением цикла в p, v - и T, s -координатах.

Как известно, наиболее высокая степень преобразования теплоты в работу при заданных значениях максимальной и минимальной температур в цикле достигается при осуществлении цикла Карно в этом интервале температур.

Поэтому совершенство исследуемого цикла можно характеризовать тем, насколько значение термического КПД этого цикла близко к значению термического КПД цикла Карно, который осуществлялся бы при крайних значениях температуры рабочего тела в исследуемом цикле.

3.2. Цикл Брайтона и его применение в газотурбинных двигателях

Данный цикл, называемый также циклом с подводом теплоты при постоянном давлении, изображён на рис. 3.1а и 3.1б соответственно в p, v - и T, s -координатах. Он состоит из двух адиабатных и двух изобарных процессов и протекает следующим образом. От исходного состояния 1 рабочее тело сжимается в адиабатном процессе 1 – 2. Далее в изобарном процессе 2 – 3 к нему под-

водится извне теплота q_1 . Затем происходит адиабатное расширение рабочего тела в процессе $3 - 4$ до давления p_4 , равного исходному давлению p_1 . Отвод теплоты q_2 происходит в замыкающем цикл изобарном процессе $4 - 1$, в результате чего рабочее тело возвращается в исходное состояние 1 .

Для исследования цикла Брайтона необходимо задать:

- род рабочего тела (k, R);
- параметры рабочего тела p_1, T_1 в исходной точке цикла 1 ;
- степень повышения давления в адиабатном процессе сжатия $\pi = p_2 / p_1$ и степень подогрева рабочего тела в цикле $\Delta = T_3 / T_1$.

Задав эти параметры, можно определить температуру рабочего тела в характерных точках $2, 3$ и 4 данного цикла. При этом для упрощения записей введём для степени повышения температуры T_2 / T_1 в адиабатном процессе сжатия (со степенью повышения давления π) обозначение

$$e = T_2 / T_1 = p_2 / p_1^{\frac{k-1}{k}} = \pi^{\frac{k-1}{k}}.$$

Тогда

$$T_2 = T_1 e; \quad T_3 = T_1 \Delta; \quad T_4 = T_1 \frac{\Delta}{e}.$$

Подведённая в цикле в изобарном процессе $2 - 3$ теплота

$$q_1 = c_p T_3 - T_2 = c_p T_1 (\Delta - e), \quad (3.1)$$

а отведенная в изобарном процессе $4 - 1$ теплота

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1) = c_p T_1 \left(\frac{\Delta}{e} - 1 \right). \quad (3.2)$$

Практически все современные газотурбинные двигатели работают по циклу Брайтона. У авиационных двигателей значение π в наземных условиях достигает $25 \dots 30$, а в полёте и того более.

Используя формулы (3.1) и (3.2), найдём выражение для работы цикла

$$l_{ц} = q_1 - q_2 = \frac{c_p T_1}{e} (e - 1)(\Delta - e).$$

Учитывая, что $c_p = \frac{k}{k-1} R$, можно записать

$$l_{ц} = \frac{k}{k-1} R T_1 (e - 1) \left(\frac{\Delta}{e} - 1 \right). \quad (3.3)$$

Как видно, работа цикла зависит:

- от рода рабочего тела (k, R);
- начальной температуры рабочего тела T_1 ;
- степени повышения давления рабочего тела в цикле π ;
- степени подогрева рабочего тела Δ в цикле.

С ростом c_p , T_1 и Δ работа цикла при прочих равных условиях растёт.

Зависимость $l_{ц}$ от π

Формула (3.3) показывает, что $l_{ц}$ обращается в нуль при двух значениях π , соответствующих $e = 1$ и $e = \Delta$. Следовательно, между этими крайними значениями π имеется некоторое оптимальное значение $\pi_{\text{опт}}$, при котором работа цикла максимальна.

Для определения $\pi_{\text{опт}}$ необходимо продифференцировать выражение (3.3) по e и приравнять производную нулю. Тогда

$$e_{\text{опт}} = \sqrt{\Delta} \quad \text{или} \quad \pi_{\text{опт}} = \Delta^{\frac{k}{2(k-1)}}$$

Как видно, для данного рабочего тела величина $\pi_{\text{опт}}$ в идеальном цикле Брайтона зависит только от степени подогрева Δ . С увеличением Δ увеличивается и значение $\pi_{\text{опт}}$.

Характер зависимости $l_{ц}$ от π при различных значениях Δ показан на рис. 3.2.

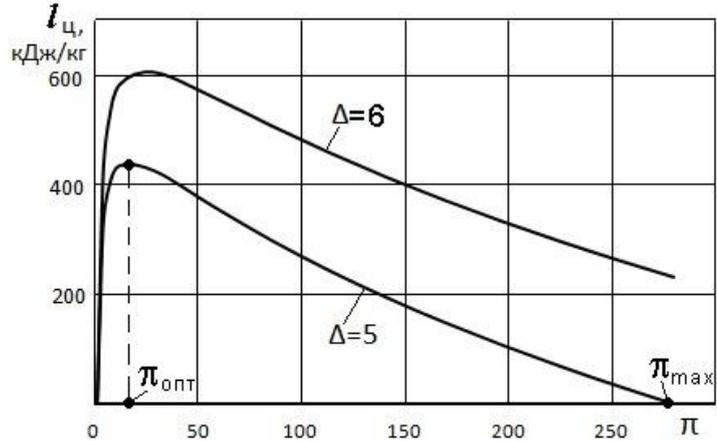


Рис. 3.2. Зависимость $l_{ц}$ от π и Δ

Зависимость $l_{ц}$ от Δ

В соответствии с формулой (3.3), $l_{ц} = 0$ при $\Delta = \Delta_{\text{min}} = e$ и линейно возрастает при увеличении Δ (рис. 3.3).

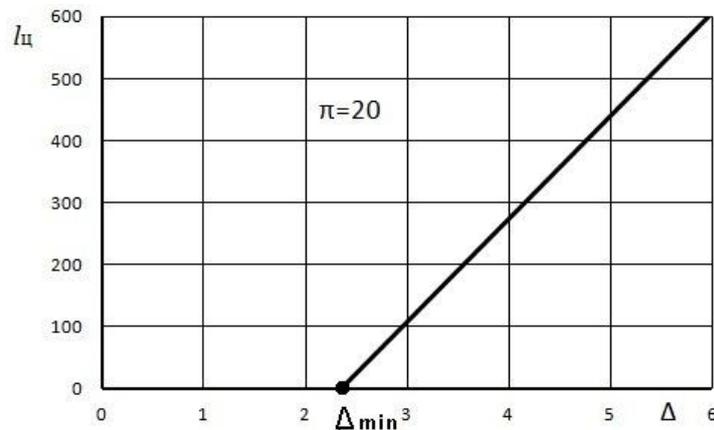


Рис. 3.3. Зависимость $l_{ц}$ от Δ

Термический КПД цикла Брайтона

Термическим КПД цикла Брайтона называется отношение работы цикла к теплу, подведенному к рабочему телу в цикле, т.е.

$$\eta_t = \frac{l_u}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (3.4)$$

Таким образом, термический КПД цикла характеризует эффективность преобразования теплоты q_1 , подведенной к рабочему телу, в работу цикла, т. е. учитывает потери тепла q_2 в соответствии со вторым законом термодинамики.

Используя выражения (3.1) и (3.2) для q_1 и q_2 , получим

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{e} = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (3.5)$$

Таким образом, значение термического КПД цикла Брайтона зависит от рода рабочего тела (k) и степени повышения давления в цикле π и не зависит от Δ . Вид этой зависимости при различных значениях k представлено на рис. 3.4.

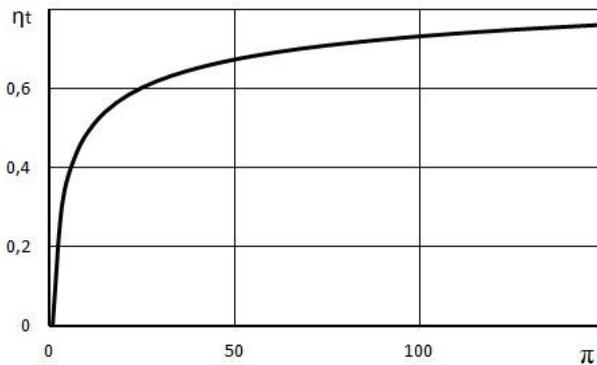


Рис. 3.4. Зависимость термического КПД цикла Брайтона от π

Увеличение π является одним из основных средств повышения η_t и, следовательно, экономичности тепловых машин, работающих по циклу Брайтона.

Следует отметить, что при $\pi = \pi_{\text{опт}}$ термический КПД цикла не достигает максимального значения. В области значений $\pi > \pi_{\text{опт}}$ он продолжает увеличиваться с ростом π , но величина работы цикла при этом будет уменьшаться и достигнет нулевого значения при $\pi_{\text{max}} = \pi_{\text{опт}}^2$ (рис. 3.2). Значением π_{max} ограничивается область возможных параметров цикла.

Применение цикла Брайтона в газотурбинных двигателях

Рассмотренный цикл Брайтона реализуется в ряде типов существующих двигателей. В авиации это турбореактивные и турбовинтовые двигатели (ТРД и ТВД), а также вертолётные газотурбинные двигатели. Цикл Брайтона применяется, кроме того, в турбостартерах и в газотурбинных установках (ГТУ), используемых как вспомогательные силовые установки на тяжёлых самолётах различного назначения.

На рис. 3.5 изображены принципиальные схемы некоторых из указанных выше двигателей: ТРД (рис. 3.5а), ТВД (рис. 3.5б) и вертолётного ГТД (ТВдД, рис. 3.5в). Применительно к ТРД идеальный цикл Брайтона протекает следующим образом.

Рабочее тело (воздух) поступает в двигатель из атмосферы через входное устройство.

Адиабатный процесс сжатия воздуха $1 - 2$ (см. рис. 3.1а) происходит во входном устройстве и в компрессоре. С ростом скорости полёта повышение давления во входном устройстве становится всё более значительным, и параметры воздуха на входе в компрессор при больших (сверхзвуковых) скоростях полёта значительно отличаются от атмосферных параметров (точка a на рис. 3.1а).

В камере сгорания при постоянном давлении происходит сгорание топлива (процесс $2 - 3$) и к каждому килограмму воздуха подводится теплота q_1 .

Продукты сгорания (газ) с параметрами p_3, T_3 поступают в газовую турбину, которая служит для привода компрессора. Адиабатное расширение газа (процесс $3 - 4$) происходит в турбине и сопле. Состояние газа за турбиной изображено на рис. 3.1а точкой b . При расширении в турбине часть энергии газа преобразуется в работу на валу турбины, которая передаётся компрессору. При расширении в сопле происходит разгон потока и он в виде газовой струи с большой скоростью вытекает в атмосферу.

Изобарный процесс $4 - 1$ соответствует охлаждению в окружающей атмосфере горячих продуктов сгорания, вытекающих из двигателя, с отводом от каждого килограмма газа теплоты q_2 .

Вертолётные ГТД (рис. 3.5в) и ТВД (рис. 3.5б) используются на летательных аппаратах, предназначенных для полета с дозвуковой скоростью. Поэтому повышение давления во входных устройствах этих двигателей практически не происходит, и сжатие воздуха осуществляется только в компрессоре. У этих двигателей только часть работы турбины затрачивается на привод компрессора. Значительная часть её передаётся через редуктор на воздушный винт, который создаёт силу тяги, а у вертолёта также и подъёмную силу. Поэтому у ТВД и вертолётных ГТД процесс расширения продуктов сгорания происходит в турбине практически до атмосферного давления и через выходное устройство (сопло у ТВД и выхлопной патрубков у ГТД) они отводятся в атмосферу.

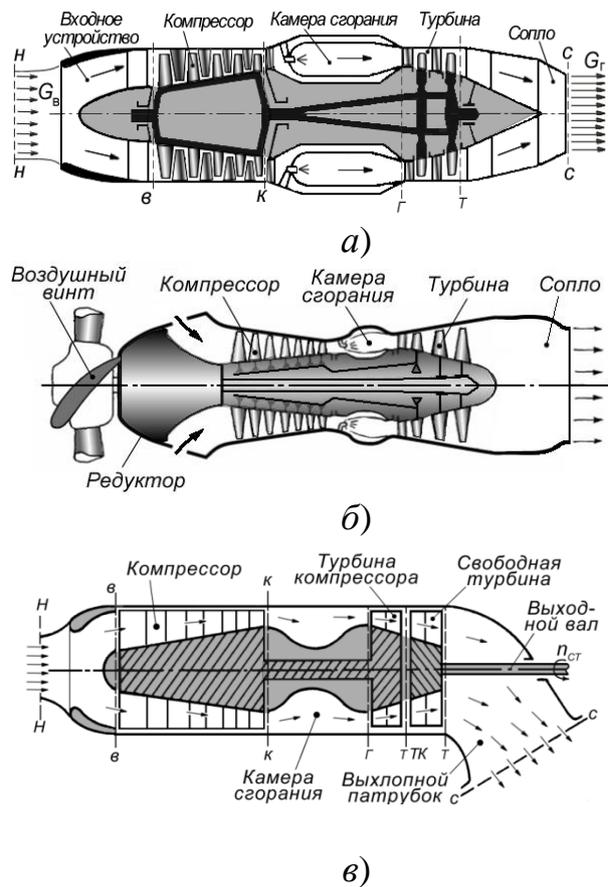


Рис. 3.5. Схемы различных двигателей

3.3. Порядок проведения исследований цикла Брайтона

Каждый студент производит исследования цикла Брайтона со значениями параметров цикла, которые указаны в виде вариантов в табл. 3.1 и табл. 3.2. Номер варианта студенту задает преподаватель.

Таблица 3.1

Номер варианта	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
π	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	15	16	17	18
Δ	4	4,1	4,2	4,3	4,4	4,6	4,7	4,9	5,1	5,3	5,5	4,2	4,3	4,4	4,5

Таблица 3.2

Номер варианта	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
π	19	20	21	22	23	24	25	15	16	17	18	19	20	21	22
Δ	4,6	4,7	4,8	4,9	5	5,1	5,2	4,3	4,4	4,5	4,6	4,7	4,8	4,9	5

Исследования цикла Брайтона необходимо произвести следующим образом.

1. Определить параметры состояния рабочего тела в основных точках цикла Брайтона при заданных параметрах цикла и построить график цикла в p, v - и T, s -координатах по типу рис. 3.1.

Таблица 3.3

Исходные данные		Результаты расчетов	
Параметр	Значение параметра и его размерность	Формула для вычисления параметра	Значение параметра и его размерность
π		v_1	
Δ		p_2	
p_1		T_2	
T_1		v_2	
S_1		S_2	
k		p_3	
R		T_3	
c_p		v_3	
		S_3	
		p_4	
		T_4	
		v_4	
		S_4	

При этом принять, что значения давления p_1 и температуры T_1 рабочего тела в точке 1 цикла равны стандартным, а энтропия $S_1=100$ Дж/(кг·К). Расчеты

свести в табл. 3.3.

2. Определить для заданных в табл. 3.4 значений π зависимость работы цикла $l_{ц}$ и термического КПД η_t от π и построить графики этих зависимостей по типу рис. 3.2 и 3.4 соответственно. При этом значение параметра Δ взять из табл. 3.1 или 3.2 в соответствии с заданным студенту вариантом. Расчеты оформить в виде табл. 3.4.

Исходные данные: $c_p =$; $T_1 =$; $\Delta =$.

Таблица 3.4

Параметр или формула	Размерность параметра	Значение параметра									
		1	2	4	8	20	29	35	50	100	150
π											
e											
$l_{ц}$											
η_t											

3. Определить для заданных в табл. 3.5 значений Δ зависимость работы цикла $l_{ц}$ от Δ и построить график этой зависимости по типу рис. 3.3. При этом значение параметра π взять из табл. 3.1 или 3.2 в соответствии с заданным студенту вариантом. Расчеты оформить в виде табл. 3.5.

Исходные данные: $c_p =$; $T_1 =$; $\pi =$; $e =$. . .

Таблица 3.5

Параметр или формула	Размерность параметра	Значение параметра					
		3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5
Δ							
$l_{ц}$							

3.4. Отчетность по лабораторной работе

Отчет по лабораторной работе должен включать:

1. Результаты расчетов в виде таблиц 3.3, 3.4 и 3.5.
2. Графики цикла в p, v - и T, s -координатах;
3. Графики зависимостей:
 - работы цикла от π [$l_{ц} = f(\pi)$];
 - работы цикла от Δ [$l_{ц} = f(\Delta)$];
 - термического КПД цикла от от π [$\eta_t = f(\pi)$];
4. Анализ исследования цикла Брайтона и выводы по работе.

3.5. Контрольные вопросы

1. В каких тепловых двигателях реализуется цикл Брайтона?

2. Из каких процессов состоит цикл Брайтона?
3. Назовите основные параметры цикла Брайтона.
4. Что представляет собой работа цикла Брайтона в p, v - координатах?
5. Как определить параметры рабочего тела в характерных точках цикла (в точках 2,3 и 4, рис. 3.1)?
6. От каких параметров цикла и рабочего тела зависит работа цикла Брайтона?
7. Как зависит работа цикла Брайтона от степени повышения давления в цикле и степени подогрева рабочего тела?
8. Что называется оптимальной степенью повышения давления в цикле Брайтона и от чего она зависит?
9. Что называется термическим КПД цикла Брайтона?
10. Что характеризует термический КПД цикла Брайтона и какие потери он учитывает?
11. От каких параметров цикла зависит термический КПД цикла Брайтона?
12. Как зависит термический КПД цикла Брайтона от степени повышения давления в цикле?

Лабораторная работа № 4

Определение коэффициента теплопроводности латунного стержня

Цель работы: 1. Экспериментальное определение коэффициента теплопроводности латунного стержня.

2. Анализ влияния материалов вещества на коэффициент теплопроводности.

Задание на работу:

1. Ознакомиться с основными понятиями и определениями по теме лабораторной работы.

2. Изучить устройство лабораторной установки для определения коэффициента теплопроводности латунного стержня и изобразить ее схему в рабочей тетради.

3. Ознакомиться с принципом действия установки. Подготовить установку для проведения экспериментов.

4. Ознакомиться с методикой проведения эксперимента и обработки опытных данных.

5. Произвести следующие измерения;

– температуры воздуха t_H в помещении лаборатории;

– напряжения U и силы тока I в цепи нагревателя электропечи;

– температуры конца стержня t_K ;

– температуры t_i ($i = 1 \dots 10$) в отдельных точках поверхности стержня.

6. Выполнить обработку экспериментальных данных.

7. Оформить отчет по лабораторной работе.

4.1. Основные понятия и определения***а) Виды переноса теплоты***

В общем случае теплообмен представляет собой сложное явление, которое можно условно расчленить на ряд более простых, принципиально отличающихся друг от друга, видов переноса теплоты: теплопроводность, конвекцию и теплообмен излучением.

Теплопроводность - это перенос теплоты микрочастицами вещества (молекулами, атомами, ионами, электронами), движущимися со скоростями, пропорциональными их температуре.

За счет взаимодействия друг с другом быстро движущиеся микрочастицы отдают энергию более медленным, перенося таким образом теплоту из зоны с высокой в зону с более низкой температурой.

Такой теплообмен может происходить в любых телах при наличии перепада температуры, но механизм переноса теплоты зависит от агрегатного состояния тела.

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

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

В металлах дополнительный перенос теплоты происходит вследствие движения и столкновений свободных электронов («электронного газа»). Поэтому металлы обладают лучшей теплопроводностью, чем диэлектрики.

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

б) Температурное поле. Тепловой поток

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

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

Температура может изменяться в направлении одной, двух или всех трёх осей координат. В соответствии с этим различают ***одномерные, двухмерные и трёхмерные поля температур.***

Одномерное стационарное температурное поле описывается формулой вида: $T = f(x)$, где x – координата конкретной точки.

Изотермической поверхностью называется геометрическое место точек с одинаковой температурой.

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

Изотермами называются линии пересечения изотермических поверхностей с какой-либо плоскостью.

Эти линии также представляют собой геометрическое место точек с одинаковой температурой. Одна из возможных форм изотерм показана на рис. 4.1.

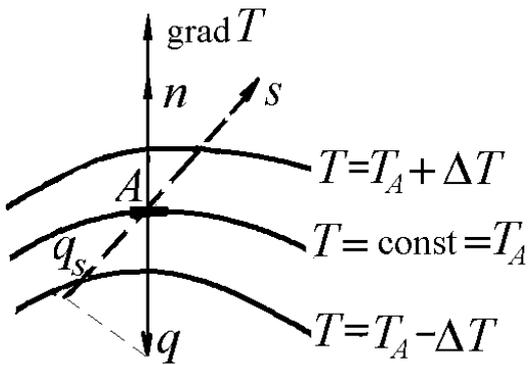


Рис. 4.1. Пример форм изотерм

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

Как видно, на рис. 4.1 в ближайшей окрестности точки A температура изменяется во всех направлениях, не совпадающих с плоскостью, касательной к изотермической поверхности $T = \text{const}$.

Но наиболее значительное изменение температуры имеет место в направлении по нормали к изотермической поверхности.

Градиентом температуры называется производная температуры по нормали к изотермической поверхности.

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

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

где \vec{n} – единичный вектор нормали. Эта формула определяет направление и модуль градиента температуры, т.е. приращение температуры на единицу длины этой нормали.

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

В теории теплообмена эта величина обозначается символом Q . Единицей измерения Q является Дж/с, т.е. ватт (Вт).

Плотностью теплового потока называется количество теплоты, проходящей через единицу поверхности в единицу времени.

Она обозначается символом q и измеряется в Вт/м².

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

$$Q = \int_F q dF,$$

где F – площадь данной изотермической поверхности. Если $q = \text{const}$, то $Q = q F$.

в) Закон Фурье

Изучая явление теплопроводности, французский учёный Фурье установил, что в обычных условиях вектор плотности теплового потока через изотермическую поверхность пропорционален градиенту температуры:

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

Знак минус в правой части этого равенства означает, что вектор q направлен противоположно вектору $\text{grad } T$, т.е. теплота распространяется в направлении уменьшения температуры.

В скалярной форме это выражение имеет вид

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

где ∂n – элемент нормали к изотермической поверхности.

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

Коэффициент теплопроводности является физическим параметром вещества и характеризует его способность передавать теплоту. Он зависит от:

- природы вещества;
- агрегатного состояния вещества;
- температуры вещества и ряда других факторов.

Величина λ зависит в основном от скорости движения молекул, которая растет с увеличением температуры и уменьшением массы молекул.

Наибольшие значения λ имеют металлы и их сплавы. У других твердых материалов (диэлектриков) значения λ существенно меньше. Еще меньшие значения коэффициентов теплопроводности свойственны жидкостям и особенно газам.

Наилучшими теплоизоляторами являются газы, пористые материалы (пробка, волокнистые материалы типа ваты и др.), коэффициент теплопроводности которых менее 0,25 Вт/(м·К).

Коэффициенты теплопроводности веществ обычно определяются опытным путем и приводятся в справочной литературе. Для этого используется уравнение Фурье $q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}$, в которое подставляются экспериментальные значения количества теплоты Q , площади распространения тепла F и изменения температуры $\delta T / \delta n$.

В таблице 4.1 даны значения коэффициентов теплопроводности некоторых веществ при давлении (для газов) 0,1 МПа.

В настоящей лабораторной работе объектом исследования является латунный стержень постоянного сечения (рис. 4.2), перенос теплоты в котором осуществляется по длине стержня, т.е. от одной изотермической поверхности к другой. Таким образом, температуру стержня в каждом его сечении будем считать неизменной, а переменной

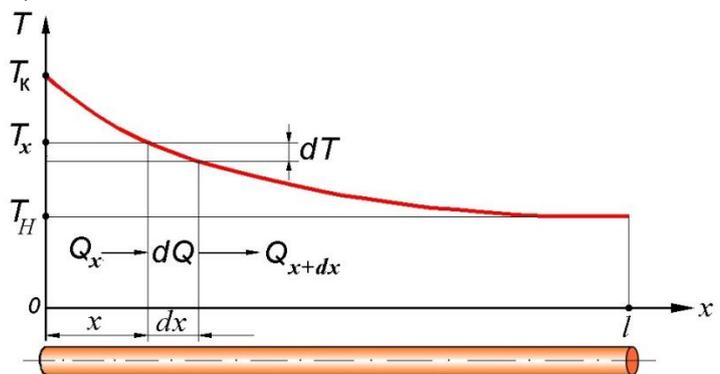


Рис. 4.2. Изменение температуры по длине стержня

только по длине стержня.

Таблица 4.1

Коэффициенты теплопроводности некоторых веществ

Вещество	t , °C	λ , Вт/(м·К)	Вещество	t , °C	λ , Вт/(м·К)
Металлы			Жидкости		
Алюминий	0	209,3	Вода	20	0,5513
Медь	0	389,6	Керосин Т-1	20	0,115
Сталь нержавеющая	20	16	Масло МК-8	20	0,128
Титан	0	15,1	Спирт этиловый	0	0,1884
Неметаллические материалы			Газы		
Бетон (сухой)	20	0,8374	Водород	0	0,1721
Стекло	20	0,7443	Воздух (сухой)	0	0,0244
Текстолит	20	0,233	Углекислый газ	0	0,0146

Длина стержня выбрана таким образом, чтобы тепло не доходило до конца стержня. То есть, начиная с определенного расстояния от начала стержня, его температура изменяться не будет.

Рассмотрим баланс тепла на участке стержня dx .

$Q_x = -\lambda \frac{dT}{dx} F$ – количество тепла, подведенного к выделенному элементу стержня dx .

$Q_{x+dx} = -\lambda \frac{dT}{dx} F$ – количество тепла, отведенного от выделенного элемента теплопроводностью в правую часть стержня.

$dQ = Q_{x+dx} - Q_x = \lambda \cdot F \left(\frac{dT}{dx} \Big|_x - \frac{dT}{dx} \Big|_{x+dx} \right)$ – количество тепла, переданное в единицу времени с боковой поверхности стержня в окружающую среду.

Интегрируя данное соотношение, после математических преобразований, получим:

$$\lambda_x = \frac{Q_1 \cdot x}{F \cdot T_k - T_H \ln \frac{T_k - T_H}{T_x - T_H}}, \text{ Вт/(м·К)},$$

где Q_1 – количество тепла, подводимое к стержню, x – расстояние от торцевой поверхности электропечи до сечения стержня, в котором установлена i -я термопара, F – площадь поперечного сечения стержня, T_k – температура нагретого конца стержня, T_H – температура конца стержня, равная температуре воздуха в помещении лаборатории, T_x – температура стержня в сечении x .

4.2. Описание лабораторной установки

Экспериментальная установка (рис. 4.3) состоит из электропечи, в которую вставлены два латунных стержня длиной $l = 0,6$ м и диаметром $d = 0,08$ м.

Концы стержней плотно вставляются в специальные отверстия в торцевых заглушках электропечи. Электрическая мощность печи регулируется реостатом. Напряжение и сила тока, потребляемые печью, измеряются амперметром и вольтметром.

Для определения температуры стержня равномерно по его длине уста-

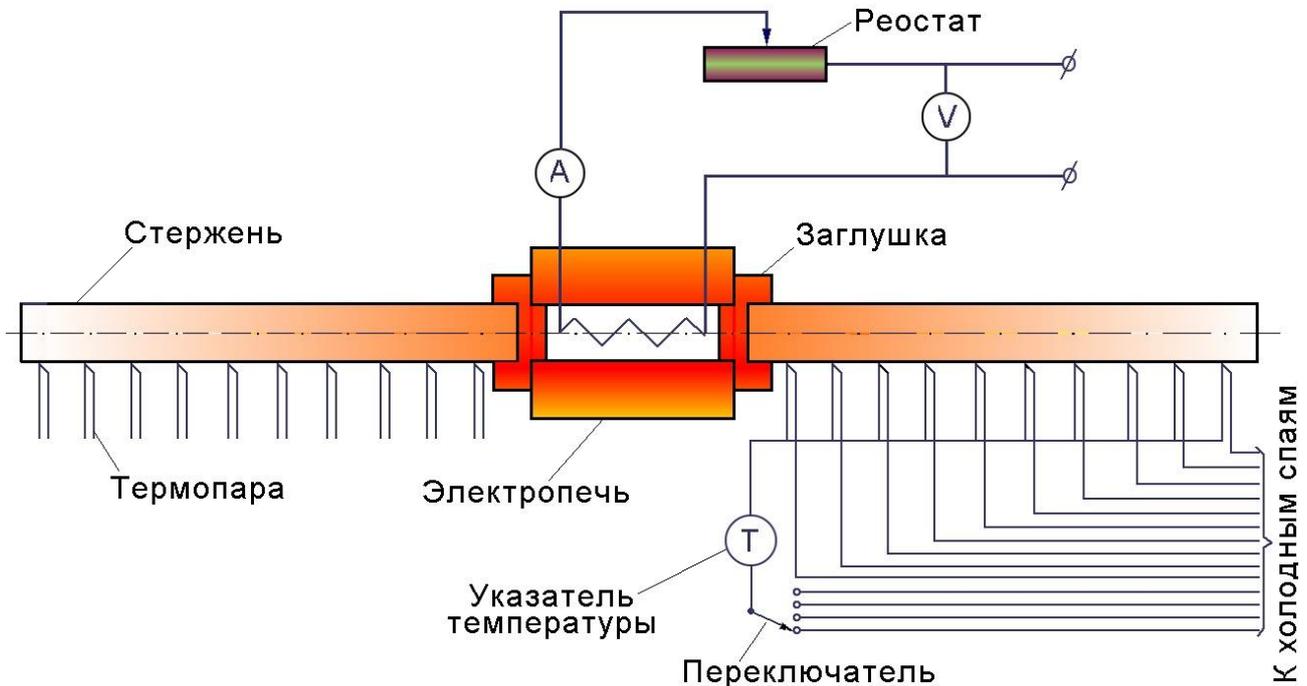


Рис. 4.3. Схема лабораторной установки

новлено десять хромель-копелевых термопар. Одна термопара установлена в печи в том месте, где находится конец стержня. Температура, замеряемая этой термопарой, принимается равной температуре нагретого конца стержня T_k . Все термопары, установленные на стержне, через переключатель соединяются с указателем температуры.

Термопары установлены на расстоянии $\Delta l = 0,05$ м друг от друга. Первая термопара, ближайшая к электропечи, установлена на расстоянии $\delta = 0,03$ м от ее торцевой поверхности.

4.3. Порядок проведения экспериментов и методика обработки данных

1. Перед началом экспериментов необходимо подготовить две таблицы (4.2 и 4.3) для занесения в них результатов экспериментов и обработки экспериментальных данных.

2. Включить нагреватель электропечи и, пользуясь реостатом, установить заданный режим по показанию вольтметра.

3. После полного нагрева электропечи, соответствующего установившемуся показанию термопары, помещенной внутри печи, записать в табл. 4.1 все показания приборов:

- силу тока I и напряжения U в цепи нагревателя;
- температуру конца стержня t_k ;
- температуру всех десяти термопар t_i , установленных по длине стержня;

Таблица 4.2

Результаты экспериментов

Номер режима	Сила тока и напряжение в цепи нагревателя		Температура конца стержня, $t_k, ^\circ\text{C}$	Показания термопар по длине стержня, $t_i, ^\circ\text{C}$										
	I, A	U, B		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
1														
2														

4. Установить следующий режим работы нагревателя и повторить все замеры.

5. Измерить температуру воздуха в помещении лаборатории t_H ($^\circ\text{C}$) и определить $T_H = t_H + 273$ (К).

6. Произвести расчеты коэффициента теплопроводности для четырех сечений стержня, в которых наиболее значительное изменение температуры, т.е. в которых установлены термопары 1 ... 4. При этом следует рассчитать:

а) количество энергии, которое выделилось в нагревателе электропечи на данном режиме работы $Q_H = I \cdot U$, Вт;

б) количество тепла, подведенного к каждому стержню $Q_1 = 0,5 \cdot \kappa \cdot Q_H$, Вт, где $\kappa = 0,2 \dots 0,4$ – коэффициент, учитывающий потерю тепла нагревателя через боковую поверхность электропечи;

с) коэффициент теплопроводности стержня

$$\lambda_x = \frac{Q_1 \cdot x}{F \cdot T_k - T_H \ln \frac{T_k - T_H}{T_x - T_H}},$$

где:

- $T_k = t_k + 273$, К – температура нагретого конца стержня;
- $x = \delta + \Delta l (i-1)$, м – расстояние от торцевой поверхности электропечи до сечения стержня, в котором установлена i -я термопара;
- T_x – температура стержня в сечении x ;
- $F = \pi d^2 / 4$, m^2 – площадь поперечного сечения стержня;
- д) результаты расчетов занести в табл. 4.3;
- е) сопоставить значения коэффициентов теплопроводности, полученных экспериментально, с табличными данными.

Результаты обработки экспериментальных данных

Номер режима	1				2			
Номер термпары i	1	2	3	4	1	2	3	4
I, A								
U, B								
$T_x = t_i + 273, K$								
$Q_H = I \cdot U, BT$								
$Q_1 = 0,5 \cdot \kappa \cdot Q_H, BT$								
$x = \delta + \Delta l (i - 1), m$								
$\lambda_x = \frac{Q_1 \cdot x}{F T_K - T_H \ln \frac{T_K - T_H}{T_x - T_H}},$ BT/(M·K)								

4.4. Отчетность по лабораторной работе

Протокол отчета по лабораторной работе должен включать:

- схему лабораторной установки;
- результаты экспериментов и обработки экспериментальных данных в виде заполненных табл. 4.2 и 4.3;
- график изменения температуры по длине стержня по типу рис. 4.2;
- анализ результатов экспериментов в виде сравнения полученных результатов по определению коэффициента теплопроводности латунного стержня с аналогичными данными, представленными в табл. 4.1.

4.5. Контрольные вопросы

1. Что называется теплопроводностью вещества?
2. Какой механизм переноса теплоты теплопроводностью?
3. Чем отличается процесс теплопроводности в газах, твердых телах, жидкостях и металлах?
4. Что называется температурным полем?
5. Что называется изотермической поверхностью и изотермой?
6. Что называется градиентом температуры?
7. Что называется тепловым потоком и плотностью теплового потока?
8. Сформулируйте и запишите закон Фурье.
9. Какую размерность имеет коэффициент теплопроводности?
10. От чего зависит коэффициент теплопроводности вещества?
11. Какие вещества называют теплоизоляторами?

Лабораторная работа № 5

Определение коэффициента теплоотдачи при свободном движении теплоносителя

Цель работы: определить коэффициент теплоотдачи α от нагретого горизонтально расположенного цилиндра при свободном движении теплоносителя.

Задание на работу:

1. Ознакомиться с физической картиной процесса конвективного теплообмена и его особенностями при свободном движении теплоносителя.
2. Ознакомиться с методикой обработки опытных данных.
3. В рабочем журнале изобразить схему лабораторной установки для определения коэффициента теплоотдачи.
4. Ознакомиться с принципом действия установки и подготовиться к проведению эксперимента.
5. Произвести необходимые измерения.
6. Выполнить обработку экспериментальных данных.
7. Построить и проанализировать зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от нагретого горизонтально расположенного цилиндра в зависимости от его температуры.
8. Оформить в рабочем журнале отчет по лабораторной работе и ответить на контрольные вопросы.

5.1. Основные понятия и определения

Конвекция (от латинского слова *convectio* – принесение, доставка) – перенос теплоты в газах и жидкостях, осуществляемый частицами самого вещества при их перемещении. Различают конвекцию **свободную (естественную) и вынужденную**.

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

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

Свободным называется движение теплоносителя, возникающее вследствие различия плотностей неодинаково нагретых его объемов. Различие плотностей приводит к возникновению неоднородного поля массовых сил (сил тяготения), т.е. к появлению неуравновешенных сил, действующих на частицы жидкости (газа), что обуславливает возникновение **архимедовой подъемной (выталкивающей) силы**, которая и вызывает свободное движение теплоносителя.

Таким образом, **для возникновения свободного движения теплоносителя необходимо:**

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

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

Картина процесса. Если в газ или жидкость, находящиеся в поле сил тяжести, внести нагретое твердое тело, то слой теплоносителя у поверхности этого тела прогреется и станет легче остальной массы. **Появится архимедова подъемная сила**, под действием которой нагретые макрочастицы теплоносителя будут выталкиваться вверх, а их место займут холодные, которые также станут прогреваться и подниматься вверх, и т.д. Возникнет свободное движение теплоносителя - **свободная конвекция**. Это приведет к переносу теплоты от нагретого тела в окружающее пространство.

Если же внести тело, которое холоднее теплоносителя, то картина движения получится обратной: частицы теплоносителя у поверхности тела будут охлаждаться и двигаться вниз.

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

Выталкивающая сила F_v , действующая на единичный объем прогретого газа (жидкости), определяется по формуле:

$$F_v = G - A = g(\rho - \rho_r) = g\beta\rho(t - t_r),$$

где $G = g\rho$ – вес единицы объема газа (жидкости); $A = g\rho_r$ – то же, но горячего; β – температурный коэффициент объемного расширения, характеризующий интенсивность теплового расширения; ρ , t – плотность и температура газа (жидкости); ρ_r , t_r – то же самое для прогретого газа; $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения.

Коэффициент объемного расширения β характеризует степень изменения удельного объема тела при изменении его температуры и равен $\beta = \frac{1}{v} \frac{dv}{dT}$, где $v = 1/\rho$ – удельный объем, T – абсолютная температура, К. Для газов значение β определяется при постоянном давлении. Тогда для идеального газа (согласно уравнению состояния) $\beta = 1/T$.

Выталкивающая сила F_v перемещает прогретый газ вверх без каких-либо механических устройств – так возникает свободная (естественная) конвекция.

На рис. 5.1а показана схема свободного движения теплоносителя около нагретой вертикальной стенки. В движение, начавшееся у нижней кромки, вовлекаются все новые частицы, и пограничный слой (которым при свободной конвекции называется слой теплоносителя, вовлеченный в свободное движение) около стенки постепенно нарастает. На рис. 5.1б приведены профили скорости и температуры в пограничном слое: скорость равна нулю на поверхности

стенки и на внешней границе пограничного слоя, а температура меняется от значения $T_{ст}$ до температуры окружающей среды T_T . В общем случае в нижней части пластины движение теплоносителя имеет ламинарный характер, выше – переходный, а затем – турбулентный.

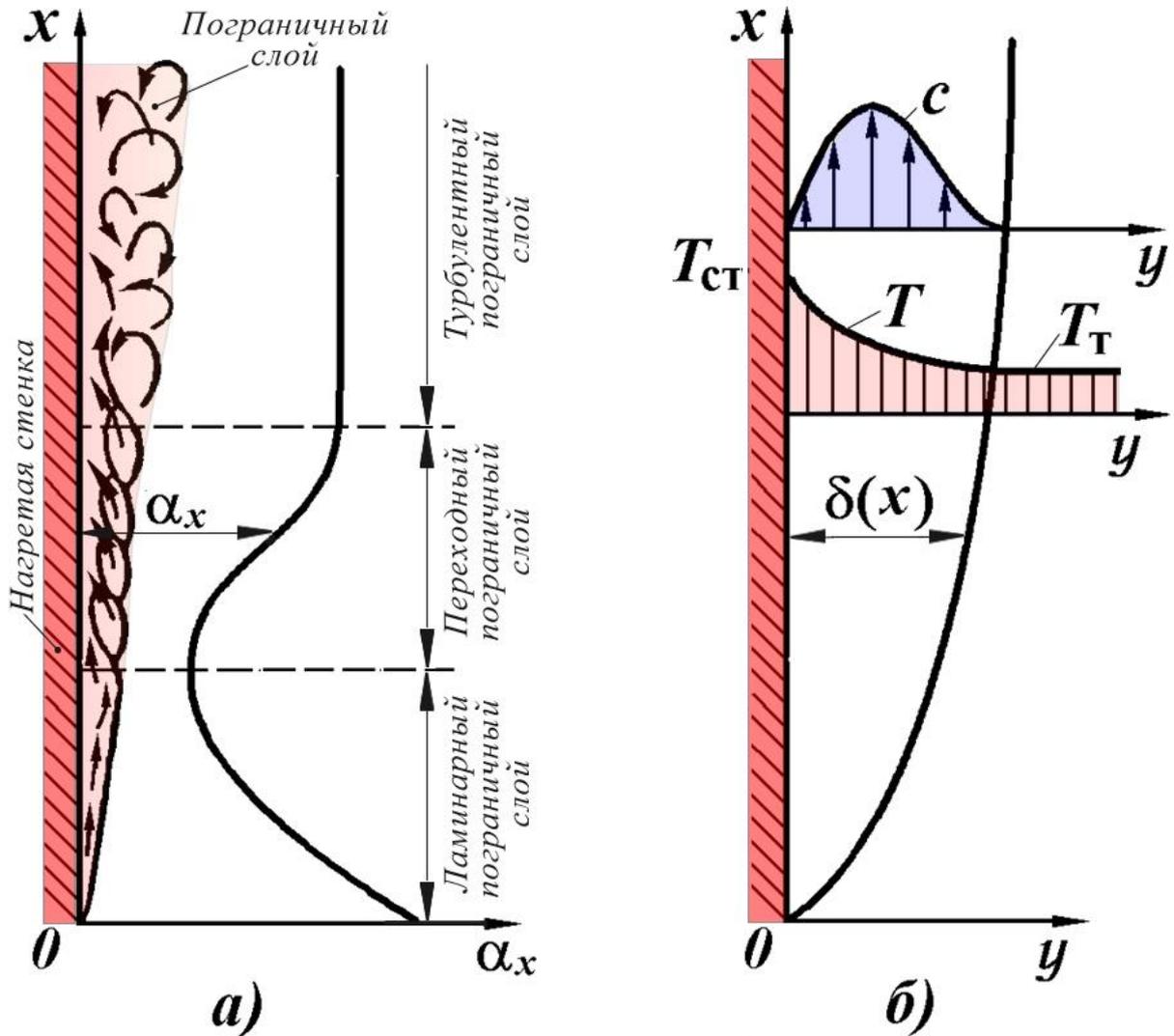


Рис. 5.1. Схема свободного движения теплоносителя около нагретой вертикальной стенки

Режим течения в пограничном слое определяется, главным образом, высотой стенки и температурным напором $\Delta T = T_{ст} - T_T$, который представляет собою разность между температурой стенки $T_{ст}$ и температурой теплоносителя T_T вдали от стенки. С увеличением ΔT сокращается длина ламинарного участка течения и увеличивается протяжённость турбулентного. Коэффициент теплоотдачи на участке с ламинарным режимом течения уменьшается из-за роста толщины пограничного слоя, в переходной области – увеличивается, а в зоне турбулентного течения – практически не изменяется.

Критериальное уравнение. Свободное движение теплоносителя поддерживается подъемными силами, обусловленными разностью плотностей отдельных частиц теплоносителя, которая пропорциональна температурному напору. Препятствуют этому движению силы вязкости. Очевидно, что интенсивность свободного движения должна зависеть от соотношения подъемных сил и сил вязкости. Это отношение характеризуется безразмерным комплексом – **критерием Грасгофа**

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

где:

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

Критерий Грасгофа – это аналог числа Рейнольдса для вынужденного движения теплоносителя. Он определяет соотношение между Архимедовой силой и силой вязкости.

Таким образом, чем больше β и больше температурный напор, тем в большей мере возрастает при нагревании удельный объем теплоносителя, а следовательно, и архимедова подъемная сила, которая, кроме того, пропорциональна g и объему тела, т.е. l^3 .

Противодействуют архимедовой подъемной силе силы вязкости. Их соотношение и определяет структуру критерия Грасгофа.

Плотность теплового потока при свободном движении теплоносителя определяется из уравнения Ньютона

$$q = \alpha (T_{ст} - T_T),$$

а средний коэффициент теплоотдачи – из критериального уравнения

$$Nu = A(Gr Pr)^m .$$

Критерий Нуссельта $Nu = \alpha d / \lambda$ характеризует отношение термического сопротивления теплопроводности слоя газа толщиной d к истинному термическому сопротивлению теплоотдачи, а критерий Прандтля $Pr = \nu / a$ – соотношение между глубиной проникновения вязких возмущений к глубине проникновения тепловых возмущений. Здесь $\nu = \mu / \rho$, м²/с – кинематический коэффициент вязкости теплоносителя, $a = \lambda / (c_p \cdot \rho)$ – коэффициент температуропроводности, λ – коэффициент теплопроводности, а d – характерный размер (диаметр, длина).

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

$$T_{\text{эф}} = 0,5 T_{\text{T}} + T_{\text{ст}} .$$

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

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

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

В выполняемой лабораторной работе изучаются процессы теплоотдачи при свободном движении теплоносителя возле горизонтально расположенного нагретого цилиндра.

Пример визуализации тепловых пограничных слоев при такой конвекции вокруг горизонтального цилиндра диаметром $d = 0,06$ м и длиной $l = 0,6$ м, равномерно нагретого до температуры, превышающей температуру окружающего воздуха на 9 °С, показан на рис. 5.2. Интерферограмма демонстрирует тепловые пограничные слои, сливающиеся сверху и создающие стационарный ламинарный поток.

Движению теплоносителя около поверхности всегда противодействует сила вязкостного трения, возникающая из-за вязкости газа (жидкости). Благодаря вязкому трению течение газа возле поверхности затормаживается. Поэтому, несмотря на то, что наибольший прогрев газа, а, соответственно, и величина подъемной силы при естественной конвекции наблюдаются около теплоотдающей поверхности, скорость движения частиц газа, прилипших к самой поверхности, равна нулю (рис. 5.3).

На рис. 5.3:

- $\alpha_{\text{ф}}$ – местный коэффициент теплоотдачи;
- δ – толщина пограничного слоя;
- c – распределение скоростей около стенки цилиндра (по радиусу);
- $q_{\text{ст}}$ – плотность теплового потока на стенке;
- $t_{\text{ст}}$ – температура стенки цилиндра;
- t_{T} – температура теплоносителя (газа) вдали от стенки.

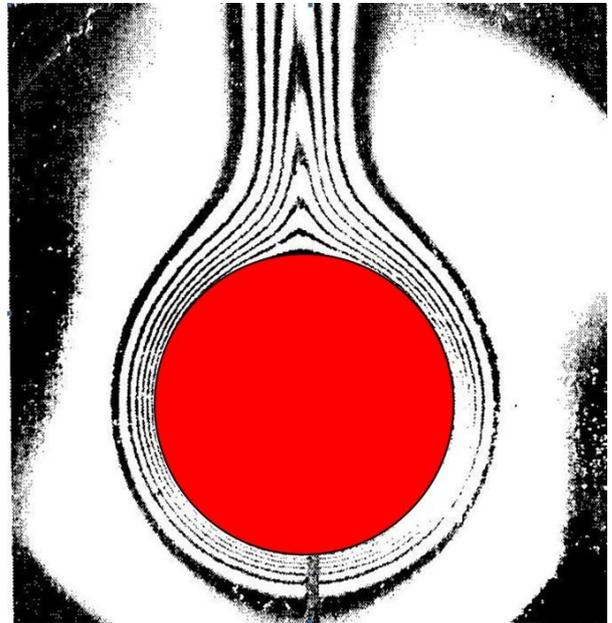


Рис. 5.2. Интерферограмма тепловых приграничных слоев при свободной конвекции вокруг горизонтального цилиндра

Величина силы вязкостного трения зависит от динамического коэффициента вязкости μ газа (жидкости). От величины этой силы зависит толщина δ пограничного слоя, в котором скорость газа изменяется от нуля через максимум до нуля. По мере удаления от теплоотдающей поверхности плотность газа возрастает, т.е. увеличиваются силы вязкого трения, приводящие к снижению скорости в пограничном слое до нуля (см. рис. 5.3).

По мере увеличения угла φ местный коэффициент теплоотдачи α_φ уменьшается из-за увеличения теплового сопротивления пограничного слоя по причине роста его толщины.

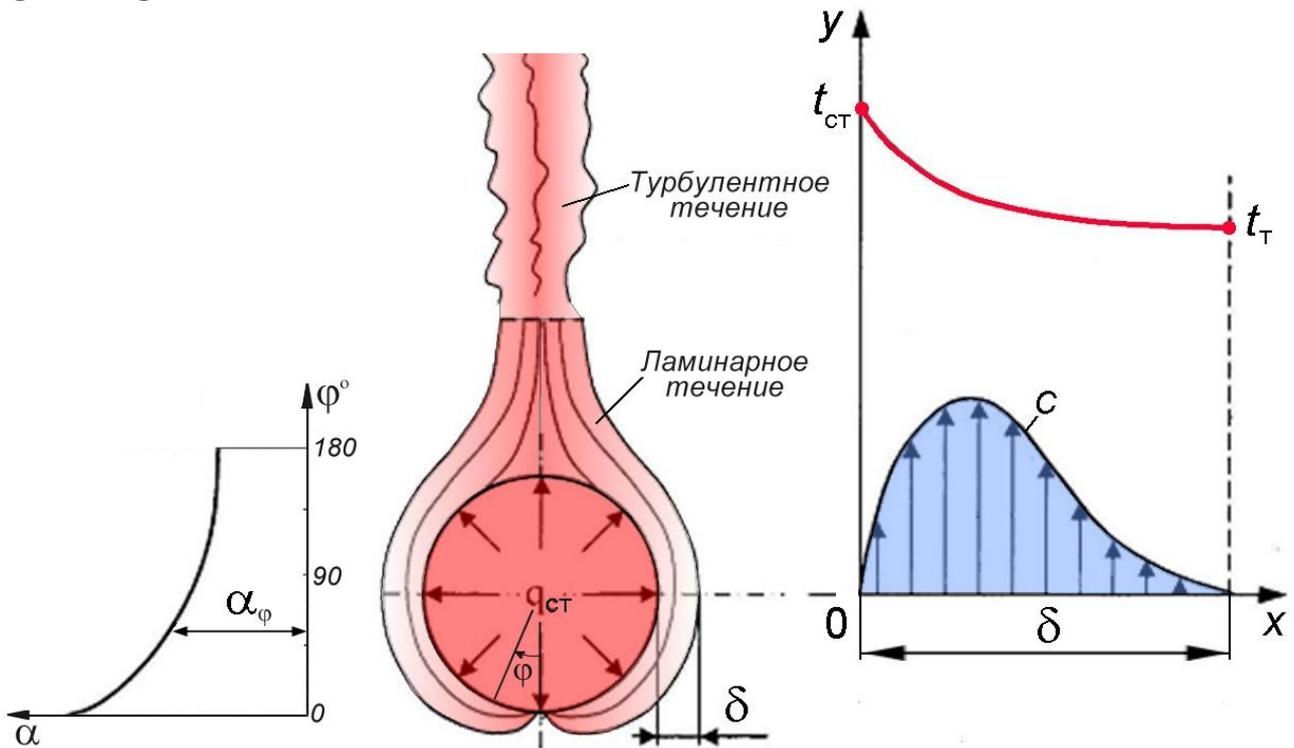


Рис. 5.3. Теплообмен при естественной конвекции около горизонтального цилиндра

5.2. Описание экспериментальной установки

На рис. 5.4а изображен общий вид установки для изучения теплоотдачи при свободной (естественной) конвекции около нагретого цилиндра, расположенного горизонтально. Установка состоит из сварной рамы, на которой установлены левая стойка с сигнальной арматурой и автоматическим выключателем, блок мощности, рабочий элемент – теплообменная трубка, защитный экран, блок температур и правая стойка.

Теплообменная трубка (рис. 5.4б) изготовлена из нержавеющей стали диаметром 18,35 мм, толщиной 1 мм, длиной 835 мм и нагревается проходящим через нее электрическим током. Температура трубки измеряется 12-тью хромель-копелевыми (ХК) термопарами, впаянными в отверстия диаметрами 0,5

мм и расположенными по спирали, как показано на рис. 5.4б. Электроды термопар выводятся из трубки через ее внутреннюю полость и, далее, через трубчатые стойки к механическому переключателю блока температур. Отдельная термопара измеряет температуру окружающего воздуха.

Термоэлектродвижущая сила термопар измеряется в блоке температур милливольтметром типа Щ-4540.

Ток для нагревания теплообменной трубки подается через обжимные хомуты медных кронштейнов от понижающего трансформатора.

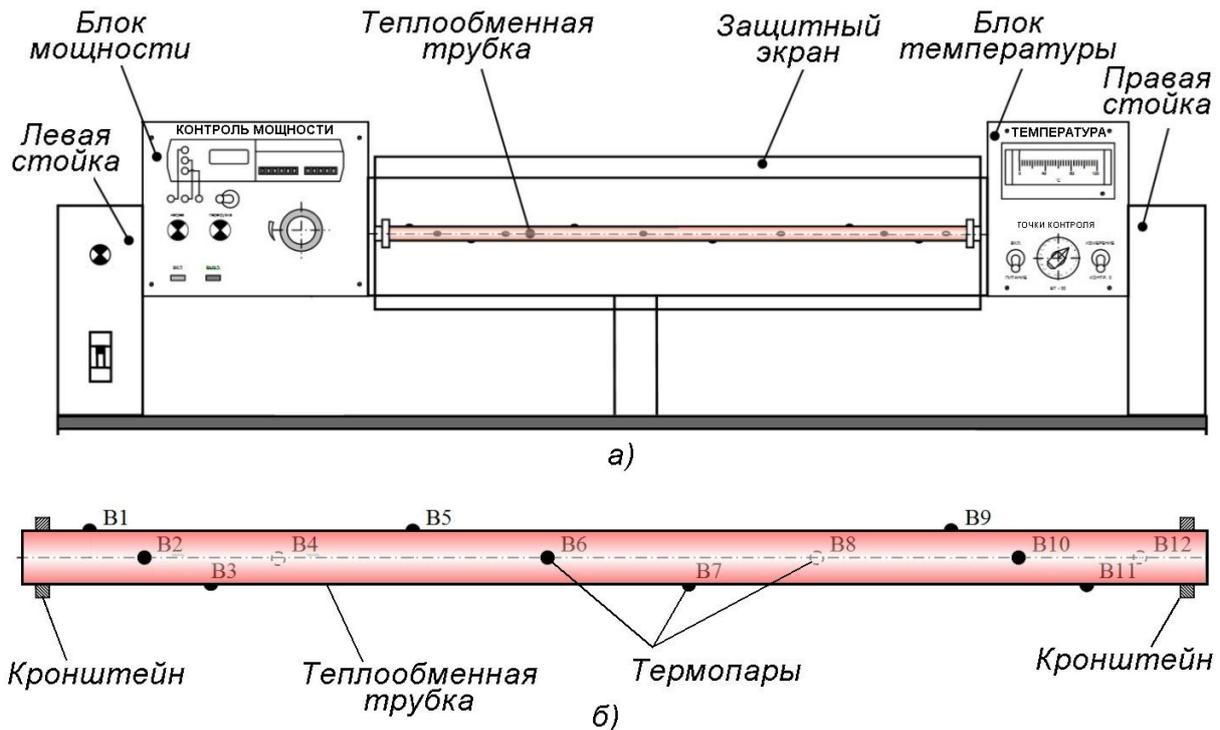


Рис. 5.4. Схема установки для определения теплопроводности стержня

Потребляемая мощность при нагреве трубки регулируется ручкой лабораторного автотрансформатора (ЛАТРа, рис. 5.5), выведенной на лицевую панель блока мощности (рис. 5.6). Регулирование мощности позволяет изменять температурный напор между поверхностью трубки и окружающим воздухом. Мощность, потребляемая трубкой, определяется по величине тока и напряжения на теплообменной трубке.

5.3. Порядок проведения опыта

а) До включения установки необходимо:

– на блоке мощности повернуть ручку ЛАТРа (рис. 5.6) влево до упора и перевести переключатель режима измерения в положение «V» (напряжение);

- на блоке температуры (рис. 5.5) переключатели «КОНТР.0» и «ПИТАНИЕ» установить в положение выключено, а переключатель «ТОЧКИ КОНТРОЛЯ» установить в положение «0» (нулевая термопара);
- вилку электрокабеля питания установки вставить в розетку.

б) Проведение эксперимента производить в следующей последовательности:

- включить установку расположенным на левой стойке стола (рис. 5.4) автоматическим выключателем «СЕТЬ» (при этом должна загореться сигнальная лампа «СЕТЬ»);

– включить питание блока температуры (рис. 5.5, «ПИТАНИЕ – ВКЛ»). Установить переключатель термопар «ТОЧКИ КОНТРОЛЯ» в положении «0» (нулевая термопара), измерить температуру теплоносителя (воздуха в помещении лаборатории) t_T и записать ее в строчке перед табл. 5.1;

– включить питание блока мощности (рис. 5.6), нажав кнопку «ВКЛ»;

– поворотом ручки ЛАТРа устанавливать напряжение нагрева теплообменной трубки не более 1 В, контролируя его величину вольтметром, а величины соответствующих токов – токоизмерительными клещами на медной стойке токоподвода рабочего элемента.

Измерения производить в *трех* точках (2, 6 и 10, рис. 5.4) в установившемся режиме теплообмена рабочего элемента с окружающей средой, для чего время между установлением очередного напряжения и измерением должно быть около 5...10 *минут*. Измерения на всех 12-ти термопарах производить поочередно, включая их переключателем «ТОЧКИ КОНТРОЛЯ». Результаты измерений записать в табл. 5.1.

– измерить температуру и давление теплоносителя (воздуха в помещении лаборатории) соответственно: $p_T =$ мм рт.ст., $t_T =$ °С.

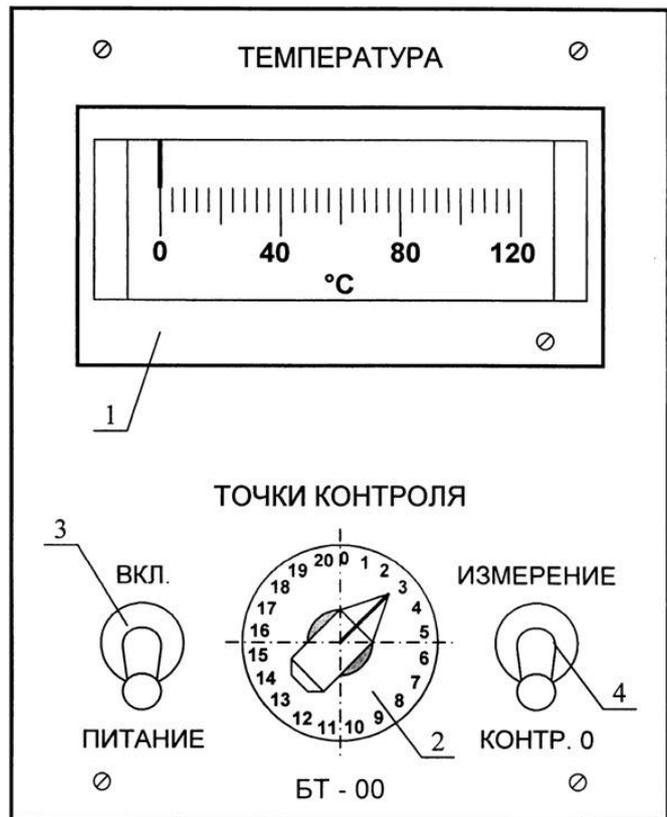


Рис. 5.5. Лицевая панель блока температур
1 – милливольтметр; 2 – переключатель термопар; 3 и 4 – переключатели

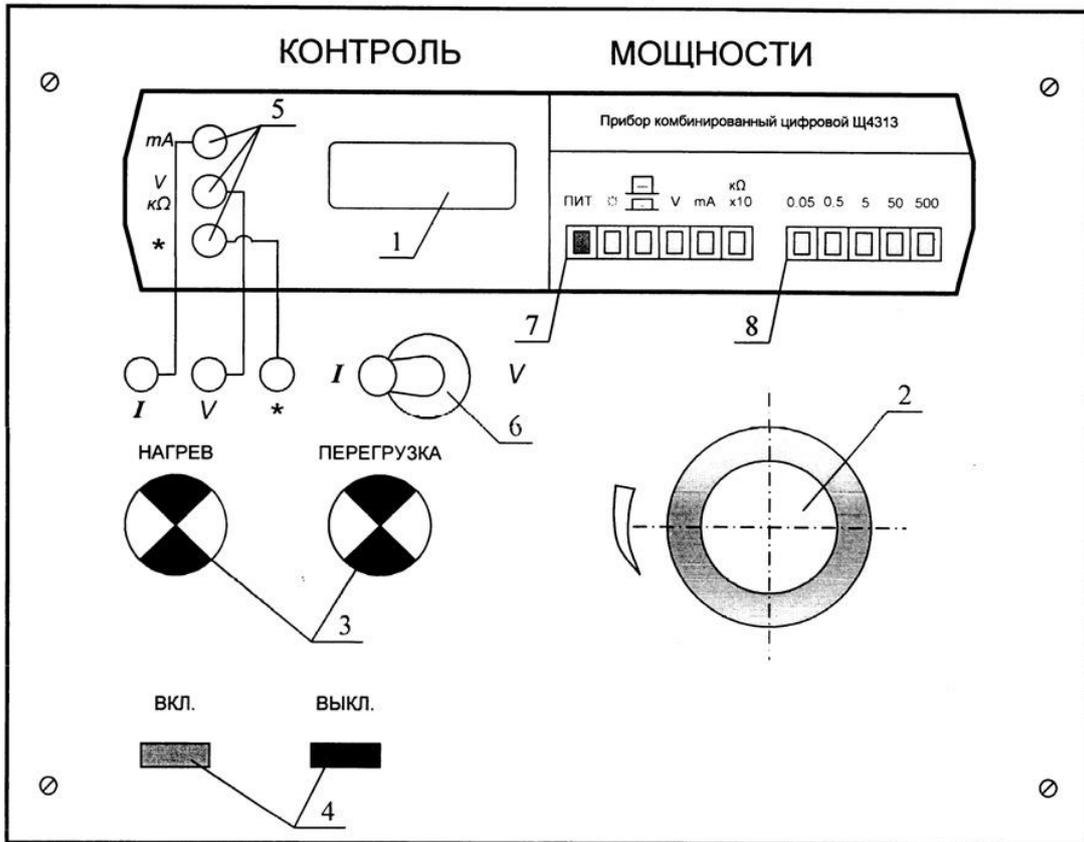


Рис. 5.6. Лицевая панель блока мощности (ЛАТРа)
 1 – индикатор; 2 – ручка; 3 – сигнальные лампы; 4 – кнопки нагрева;
 5 – выходные втулки; 6 – переключатель измеряемого параметра;
 7 – панель включения прибора Щ-4313; 8 – диапазон измерений

Таблица 5.1

Результаты экспериментов

№№ замеров	Ток I , А	Напр. U , В	№№ термопар/температура t_i , °C												
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
1								30							
2								40							
3								50							
4								60							
5								70							
6								80							
7								90							
8								100							
9								110							
10								120							

в) Выключение установки выполнять в следующей последовательности:

- переключатель блока температуры (рис. 5.5) «ТОЧКИ КОНТРОЛЯ» установить в положение «0»;
- выключить «ПИТАНИЕ» блока температуры;
- установить ручку ЛАТРа (рис. 5.6) в крайнее левое положение;
- выключить питание блока мощности, нажав кнопку «ВЫКЛ»;
- автоматический выключатель «СЕТЬ» (рис. 5.4) перевести в нижнее положение.

5.4. Экспериментальное определение коэффициента теплоотдачи

Экспериментальное определение α при свободной конвекции вокруг горизонтально расположенного нагретого цилиндра производится в следующей последовательности.

1. Рассчитывается средняя температура стенки (поверхности теплообменной трубки)

$$t_{\text{ст}} = (t_1 + t_2 + \dots + t_{12})/12,$$

где t_i ($i = 1 \dots 12$) – значение температуры в отдельных точках поверхности трубки, °С.

2. Вычисляется температурный напор как разность между средней температурой поверхности трубки $t_{\text{ст}}$ и температуры теплоносителя (воздуха) $t_{\text{т}}$ вдали от трубки, т.е. $\Delta t = t_{\text{ст}} - t_{\text{т}}$, °С.

3. Определяется плотность теплового потока, обусловленная тепловым излучением поверхности трубки

$$q_{\text{и}} = \sigma_{\text{пр}} [(T_{\text{ст}}/100)^4 - (T_{\text{т}}/100)^4],$$

где:

- $\sigma_{\text{пр}} = 0,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – приведенная степень черноты материала трубки (стали);
- $T_{\text{ст}} = t_{\text{ст}} + 273.15$, К – средняя температура поверхности трубки;
- $T_{\text{т}} = t_{\text{т}} + 273.15$, К – температура теплоносителя, т.е. температура воздуха в помещении лаборатории вдали от трубки.

4. Рассчитывается полная плотность теплового потока по величине электрической мощности, потребляемой трубкой,

$$q = Q/F = UI/(\pi dl),$$

где:

- U – напряжение на теплообменной трубке, В;
- I – сила тока в цепи теплообменной трубки, А;
- $d = 0,01835$ – диаметр теплообменной трубки, м;
- $l = 0,835$ – длина трубки, м.

5. Рассчитывается конвективная составляющая теплового потока как разность полной плотности теплового потока q и плотности теплового потока излучения $q_{\text{и}}$, т.е. $q_{\text{к}} = q - q_{\text{и}}$.

6. Определяется средний коэффициент теплоотдачи от поверхности трубки к воздуху при свободном (естественном) движении теплоносителя вокруг поверхности трубки $\alpha = q_{\text{к}} / \Delta t$.

5.5. Определение коэффициента теплоотдачи с помощью критериального уравнения

Ниже все физические параметры теплоносителя (воздуха), используемые при расчёте критериев подобия, должны определяться с помощью табл. 5.2 или по рис. 5.7 и 5.8 при эффективной температуре теплоносителя, которая определяется как средняя температура теплоносителя в пограничном слое

$$t = 0,5 t_{\text{T}} + t_{\text{СТ}} .$$

Для определения коэффициента теплоотдачи с помощью критериального уравнения необходимо.

1. Определить коэффициент температуропроводности теплоносителя (воздуха в помещении лаборатории)

$$a = \lambda / (c_p \cdot \rho),$$

где:

– λ – коэффициент теплопроводности теплоносителя (воздуха) определяется по табл. 5.2 или рис. 5.7 по значению t ;

– c_p – средняя теплоемкость теплоносителя (воздуха) при постоянном давлении определяется по той же таблице по значению t ;

– ρ – плотность теплоносителя (воздуха) вычисляется по формуле

$$\rho = p_{\text{T}} / (R \cdot T).$$

Здесь: p_{T} – давление теплоносителя (воздуха в помещении лаборатории); $R = 287,05$ Дж/(кг·К) – газовая постоянная воздуха; $T = t + 273$;

2. Вычислить число Прандтля

$$\text{Pr} = \nu / a,$$

где ν – коэффициент кинематической вязкости теплоносителя (воздуха) определяется по таблице 5.2 или рис. 5.8 в зависимости от значения t .

3. Рассчитать число Грасгофа

$$\text{Gr} = g \beta \Delta t d^3 / \nu^2,$$

где $\beta = 1/T$ – температурный коэффициент объемного расширения теплоносителя (воздуха).

4. Определить число Нуссельта

$$\text{Nu} = 0,54 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0,25}.$$

5. По значению числа Нуссельта определить средний коэффициент теплоотдачи от поверхности трубки к теплоносителю (воздуху) при свободном (естественном) движении теплоносителя вокруг поверхности трубки

$$\text{Nu} = \alpha \cdot d / \lambda \rightarrow \alpha = \text{Nu} \cdot \lambda / d.$$

6. Построить график зависимости среднего коэффициента теплоотдачи $\alpha = f(\Delta t)$ по экспериментальным и расчетным данным.

7. Провести анализ полученных результатов и сделать вывод о возможных источниках погрешности эксперимента.

Таблица 5.2

Физические параметры сухого воздуха
при $p = 735,6 \text{ мм рт.ст.} = 98070 \text{ Па}$

$t, \text{ }^\circ\text{C}$	$c_p, \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$	$\lambda \cdot 10^2, \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$	$\nu \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	$\rho, \text{ кг/м}^3$	$\alpha \cdot 10^{-6}, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$	Pr
30	1005	2,65	16,58	1,127	23,4	0,71
40	1005	2,72	17,57	1,091	23,3	0,71
50	1005	2,79	18,58	1,057	26,3	0,71
60	1009	2,86	19,60	1,026	27,6	0,71
70	1009	2,92	20,65	0,996	29,2	0,71
80	1009	2,99	21,74	0,967	30,6	0,71
90	1009	3,06	22,82	0,941	32,2	0,71
100	1009	3,12	23,91	0,916	33,6	0,71
110	1011	3,18	25,06	0,892	35,2	0,71
120	1013	3,24	26,21	0,869	36,9	0,71
Использовать для расчетов				Использовать для промежуточного контроля		

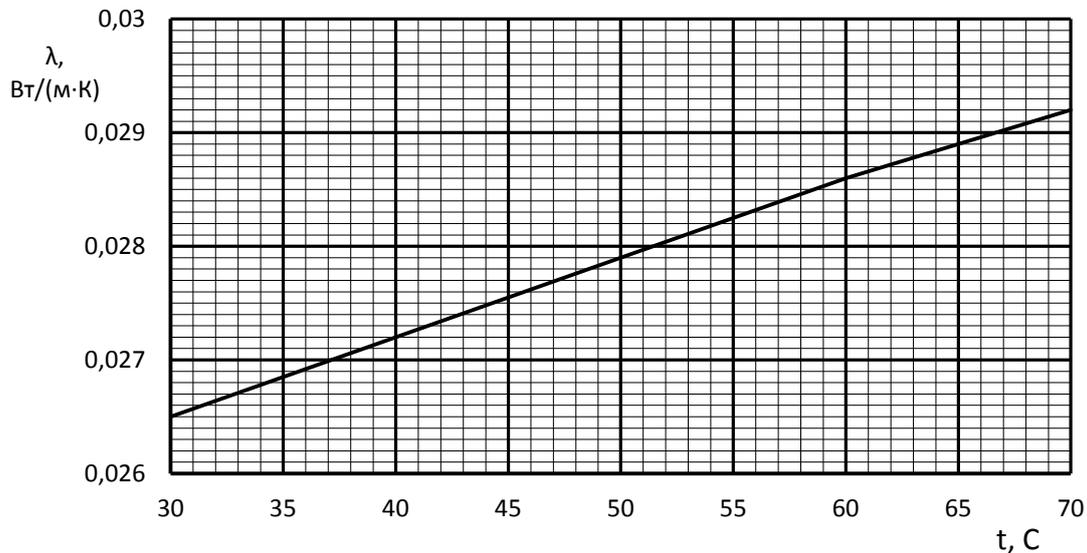


Рис. 5.7. Зависимость коэффициента теплопроводности воздуха от температуры

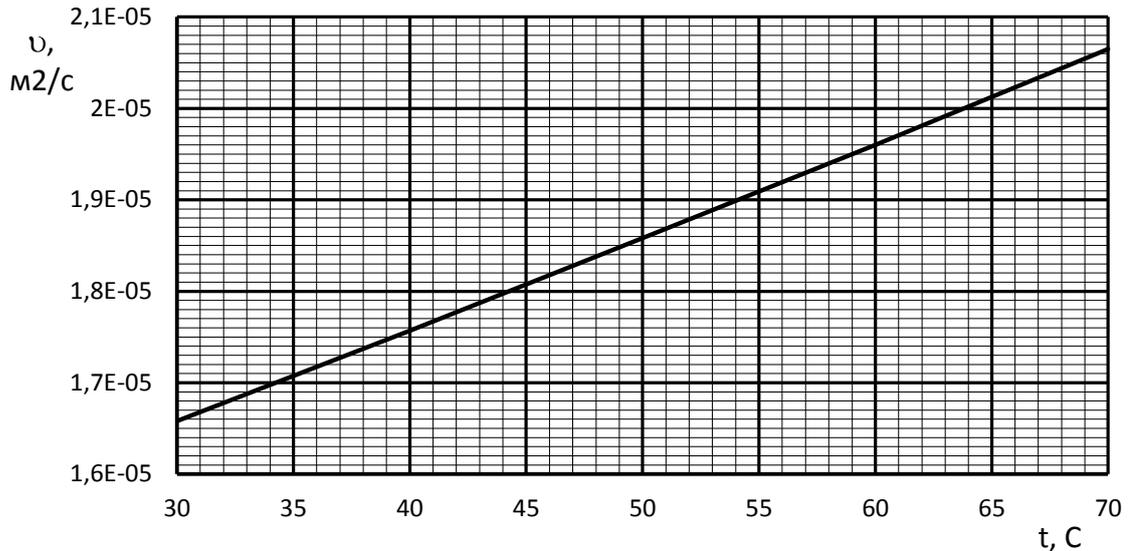


Рис. 5.8. Зависимость коэффициента кинематической вязкости воздуха от температуры

5.6. Отчетность по лабораторной работе

Отчетность по лабораторной работе должна включать:

- схему лабораторной установки;
- расчеты коэффициента теплоотдачи, выполненные в последовательности, изложенной в пунктах 5.4 и 5.5;
- график зависимости среднего коэффициента теплоотдачи $\alpha = f(\Delta t)$ по экспериментальным и расчетным данным

5.7. Контрольные вопросы

1. В чем заключается процесс теплообмена при свободной (естественной) конвекции?
2. В каких технических устройствах наблюдается процесс свободной конвекции?
3. Где встречается явление естественной конвекции в элементах ГТД?
4. Что представляет собой сила Архимеда и сила вязкости газа?
5. Для чего применяется теория подобия при проведении теплофизических расчетов?
6. В чем состоит физический смысл числа Нуссельта?
7. В чем заключается физический смысл числа Грасгофа?
8. Что характеризует число Прандтля?
9. Объясните характер изменения коэффициента теплоотдачи при течении теплоносителя около нагретой стенки.
9. В каких случаях используют понятия локального и среднего коэффициентов теплоотдачи?

Лабораторная работа № 6

Определение коэффициента теплового излучения серого тела и излучаемого им теплового потока***Цель работы:***

- ознакомление с устройством лабораторной установки для определения коэффициента теплового излучения серого тела;
- определение коэффициента теплового излучения серого тела – разогретой вольфрамовой нити;
- определение плотности теплового потока излучения серого тела;
- приобретение навыков и умений проведения научного эксперимента.

Задание на работу:

- ознакомиться с основными понятиями и законами теплового излучения, а также методикой обработки экспериментальных данных;
- изобразить в рабочем журнале схему лабораторной установки для определения коэффициента теплового излучения разогретой вольфрамовой нити;
- ознакомиться с принципом действия лабораторной установки и подготовиться к проведению эксперимента;
- произвести измерения;
- выполнить обработку экспериментальных данных;
- построить зависимости коэффициента теплового излучения разогретой вольфрамовой нити и излучаемого ею удельного теплового потока от температуры нити;
- оформить в рабочем журнале отчет по лабораторной работе и ответить на контрольные вопросы.

6.1. Основные понятия и законы теплового излучения

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

Тепловое излучение делится на:

- инфракрасное (с длинами волн от $\lambda \approx 1000$ мкм до $\lambda = 0,74$ мкм);
- видимое (с длинами волн λ от 0,74 мкм до 0,4 мкм);
- и ультрафиолетовое (с λ от 0,4 мкм до примерно 0,01 мкм).

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

Основными характеристиками теплового излучения являются его интенсивность и спектральный состав.

Потоком излучения Φ называется энергия, переносимая излучением в единицу времени через какую-либо поверхность.

Единицей измерения Φ является Дж/с, т. е. Ватт.

Интегральной плотностью потока излучения E_T называется отношение потока излучения, испускаемого малым участком поверхности тела во всех направлениях и во всем диапазоне длин волн (от $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$), к площади этого участка.

E_T характеризует интенсивность потока излучения. Она весьма сильно зависит от температуры тела, что подчеркивает подстрочный индекс "T".

Единицей измерения E_T является Вт/м².

Спектральный состав излучения характеризуется **спектральной плотностью потока излучения $E_{\lambda T}$** , равной отношению количества энергии ΔE_T , испускаемой единицей поверхности излучающего тела во всех направлениях в узком диапазоне электромагнитных волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, к ширине этого диапазона

$$\Delta\lambda \quad E_{\lambda T} = \frac{\Delta E_T}{\Delta\lambda}$$

$$\text{или, точнее,} \quad E_{\lambda T} = \frac{dE_T}{d\lambda}.$$

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

Излучение, испускаемое телом и зависящее только от его свойств и температуры, называется **собственным**, а излучение, получаемое телом от внешнего источника, – **падающим**.

Абсолютно черным называется тело, если оно поглощает всю падающую на него лучистую энергию.

Наиболее близки к абсолютно черному телу сажа и бархат.

Зеркальным называется тело, если оно отражает все падающее на него тепловое излучение по законам геометрической оптики.

К зеркальным телам близки полированные металлы.

Если же отражение диффузное, то тело называется **абсолютно белым**.

Абсолютно прозрачным называется тело, если все падающее на него тепловое излучение проходит сквозь тело.

В окружающей нас природе нет абсолютно черных, абсолютно белых и абсолютно прозрачных тел.

6.2. Основные законы теплового излучения

Тепловое излучение различных тел подчиняется следующим законам.

а) Закон Стефана-Больцмана

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

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

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

Примечание. Здесь и ниже индексом «0» будут обозначаться параметры абсолютно черного тела.

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

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

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

Она зависит от длины волны теплового излучения. Отсюда следует, что интегральная плотность потока излучения реального тела равна

$$E_T = \varepsilon E_{T0} = \varepsilon \sigma_0 T^4.$$

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

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

Серым называется тело, у которого значение ε для всех длин волн одно и то же.

б) Закон Кирхгофа

Он устанавливает связь между способностью тела поглощать и излучать тепловую энергию.

Согласно закону Кирхгофа, чем больше поглощает тело лучистой энергии в данном диапазоне длин волн и при данной температуре, тем сильнее оно и излучает ее в тех же условиях.

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

Так как закон Кирхгофа справедлив при любых длинах волн λ , то для серого тела он выполняется и в отношении интегральной плотности потока излучения, т. е. для серого тела степень теплового излучения равна степени теплового поглощения.

Большинство применяемых в технике неметаллических твердых тел могут рассматриваться в инженерных расчетах как серые тела.

в) Закон Планка

Спектральный (т.е. в зависимости от длины волны излучения) состав теплового излучения абсолютно черного тела определяется законом Планка.

Согласно этому закону, характер распределения спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела $E_{\lambda T_0}$ по длинам волн излучения λ показан (при различных температурах) на рис. 6.1. Как видно, интенсивность излучения с ростом температуры резко растет при всех длинах волн.

Тепловое излучение реальных тел по своему спектральному составу может существенно отличаться от излучения абсолютно черного тела. Типичные примеры приведены на рис. 6.2, где для сравнения штриховой линией показано распределение спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела по длинам волн.

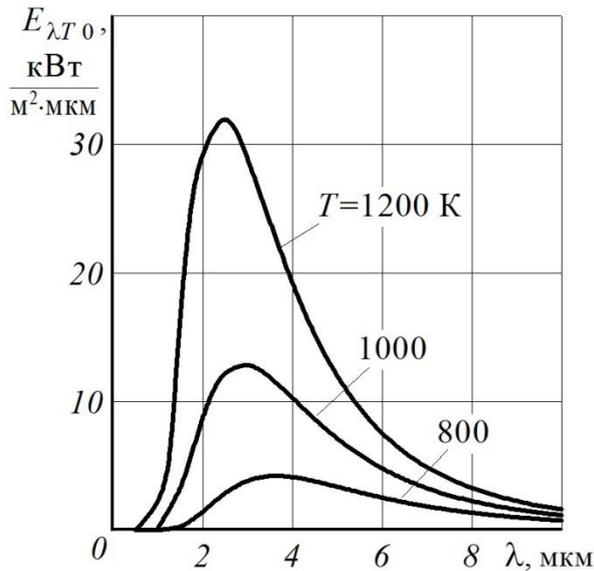


Рис. 6.1. Распределение $E_{\lambda T_0}$ абсолютно черного тела по длинам волн излучения

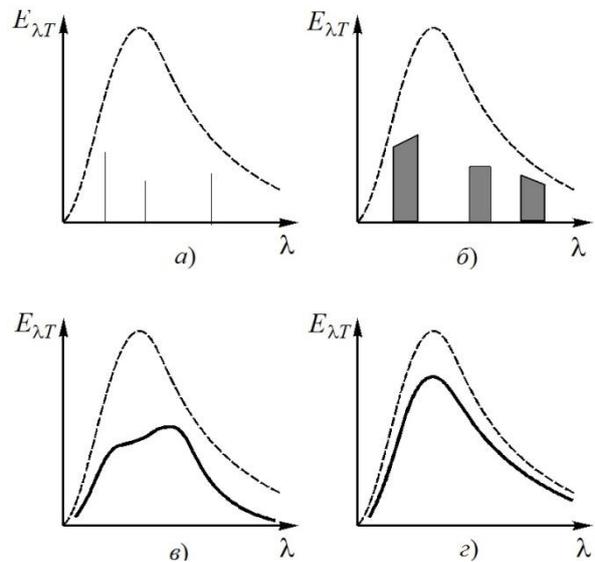


Рис. 6.2. Спектры теплового излучения различных тел

Одноатомные газы имеют **линейчатый спектр** (рис. 6.2а), каждая линия которого соответствует переходу электронов в атоме с более высокого возбуж-

денного уровня на более низкий, сопровождающемуся практически монохроматическим излучением.

Многоатомные газы имеют **полосатый спектр** (рис. 6.2б), так как в них излучение может происходить не только при изменении уровня энергии электронов, но и при одновременном изменении уровня возбуждения колебательных и вращательных степеней свободы молекулы, приводящем к расширению диапазона длин излучаемых волн.

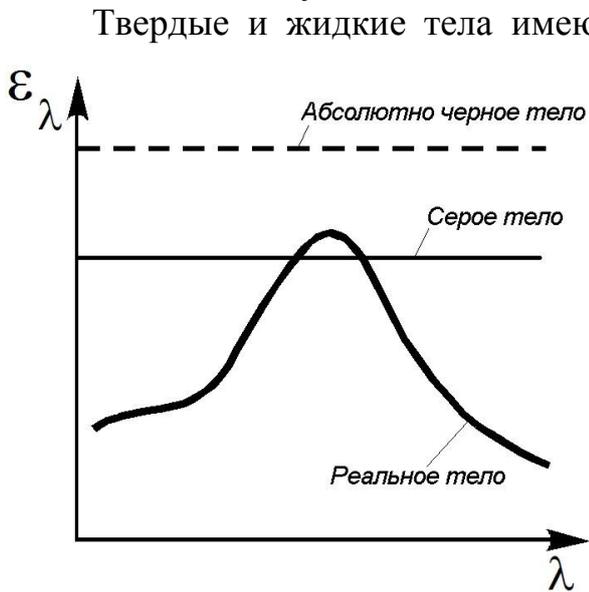


Рис. 6.3. Зависимости от λ степени черноты ϵ_λ различных тел

Твердые и жидкие тела имеют обычно **сплошной спектр** (рис. 6.2в), причем распределение спектральной плотности потока излучения по длинам волн в нем может быть самым различным, за исключением серого тела (рис. 6.2г), у которого оно подобно спектру абсолютно черного тела.

Но во всех рассмотренных случаях излучение реального тела при заданной температуре и длине волны меньше, чем у абсолютно черного тела. На рис. 6.3 приведены примеры зависимости от λ степени черноты ϵ_λ для абсолютно черного тела, серого и реального тела при сплошном спектре теплового излучения.

6.3. Излучение пламени

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

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

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

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

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

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

6.4. Определение коэффициента теплового излучения и плотности теплового потока разогретой вольфрамовой нити

В этой лабораторной работе задачей исследования является определение *коэффициента теплового излучения и плотности теплового потока разогретой вольфрамовой нити*.

Основным элементом лабораторной установки является пустотная (вакуумная) лампа накаливания мощностью $P = 40$ Вт при напряжении $U = 230$ В (рис. 6.4). Эти данные указаны на колбе лампы.

При этом считается, что вольфрамовая нить является серым телом, а стекло колбы электролампы прозрачно для теплового излучения.

Как известно, теплообмен излучением между двумя телами, когда температура одного тела значительно выше температуры другого $T_1 \gg T_2$ (T_1 – температура более нагретого тела, которое излучает тепловую энергию) подчиняется закону Стефана-Больцмана

$$q = \varepsilon_{\text{пр}} \cdot \sigma_0 \cdot [T_1^4 - T_2^4],$$

где: q – удельный тепловой поток, излучаемый нагретым телом, Вт/м²;

$\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – коэффициент излучения абсолютно черного тела;

$\varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты излучающих тел, безразмерная величина, причем всегда $\varepsilon_{\text{пр}} < 1$.

Введем понятие коэффициента излучения серого тела σ , который связан с коэффициентом излучения абсолютно черного тела σ_0 следующей зависимостью

$$\sigma = \varepsilon_{\text{пр}} \cdot \sigma_0, \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}.$$

Таким образом, удельный тепловой поток, излучаемый нагретой вольфрамовой нитью,

$$q = \sigma [T_1^4 - T_2^4].$$

Полный поток теплового излучения от нагретой вольфрамовой нити $Q_{\text{л}}$ (лучистый тепловой поток) будет равен удельному тепловому потоку q , умноженному на площадь F боковой поверхности вольфрамовой нити, т.е.

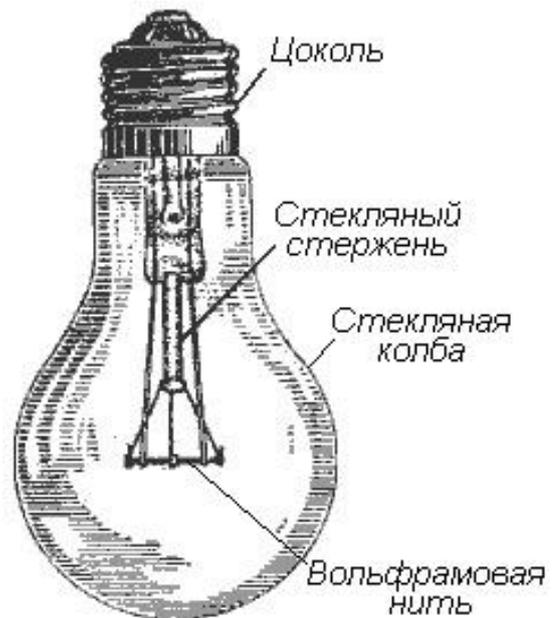


Рис. 6.4. Лампа накаливания

$$Q_{\text{л}} = q \cdot F = \sigma \cdot F \cdot [T_1^4 - T_2^4],$$

где: σ – коэффициент излучения серого тела (вольфрамовой нити), Вт/м²·К⁴;
 T_1 – температура разогретой вольфрамовой нити, К; T_2 – температура окружающей среды, в которую происходит излучение, К (окружающей средой является воздух, окружающий электролампу); $Q_{\text{л}}$ – полный тепловой поток излучения – энергия, излучаемая в единицу времени, Вт.

Эту формулу можно упростить, если вынеси T_1^4 за скобки. Тогда

$$Q_{\text{л}} = \sigma \cdot F \cdot T_1^4 \cdot [1 - (T_2/T_1)^4].$$

Отсюда следует: если температура нагретой вольфрамовой нити превышает температуру окружающего лампы воздуха ($T_1 \gg T_2$, например, более, чем в 3 раза), то второй член в квадратных скобках можно опустить. Тогда

$$Q_{\text{л}} = \sigma \cdot F \cdot T_1^4.$$

При этом погрешность расчета лучистого теплового потока по этой формуле составит меньше 1%.

На установившемся режиме полный тепловой поток излучения вольфрамовой нити равен мощности, потребляемой нитью, т.е.

$$Q_{\text{л}} = P.$$

Сравнивая последние два уравнения для $Q_{\text{л}}$, получим

$$\sigma \cdot F \cdot T_1^4 = P, \quad \text{тогда} \quad \sigma = P / (F \cdot T_1^4).$$

Здесь $F = \pi d l = 3,14 \cdot 17 \cdot 10^{-6} \cdot 0,4 = 21,352 \cdot 10^{-6}$ м² – площадь боковой поверхности вольфрамовой нити, где $d = 17 \cdot 10^{-6}$ м – ее диаметр, а $l = 0,4$ м – длина нити, свитой в двойную спираль.

Для удельного теплового потока, излучаемого вольфрамовой нитью, можно записать

$$q = \sigma \cdot T_1^4,$$

что представляет собой математическое выражение закона Стефана-Больцмана для серого тела.

Для определения коэффициента теплового излучения серого тела $\sigma = P / (F \cdot T_1^4)$ необходимо определить температуру разогретой вольфрамовой нити $T_1 = t_1 + 273$. Для этого определим $\Delta t = (t_1 - t_2)$ – разность между температурой разогретой нити t_1 и комнатной температурой $t_2 = 20$ °С.

Так как потребляемая лампой электрическая мощность

$$P = U \cdot I = U^2 / R,$$

где сила тока $I = U / R$, то электрическое сопротивление вольфрамовой нити

$$R = U^2 / P.$$

Как известно, сопротивление вольфрамовой проволоки определяется следующей формулой

$$R = \rho_{20} \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta t) \cdot l / s$$

где:

- ρ_{20} – удельное сопротивление вольфрама при комнатной температуре $t_2 = 20$ °С;
- α – температурный коэффициент сопротивления вольфрама;
- $\Delta t = (t_1 - t_2)$ – разность температур разогретой вольфрамовой нити t_1 и

комнатной температуры $t_2 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$;

– l – длина вольфрамовой нити;

– s – площадь поперечного сечения нити.

Определим сопротивление вольфрамовой нити $R_{\Delta t}$, нагретой до рабочей температуры t_1 ,

$$R_{\Delta t} = \rho_{20} \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta t) \cdot l/s$$

и сопротивление нити при комнатной температуре $t_2 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$

$$R_{20} = \rho_{20} \cdot (1 + \alpha \cdot 0) \cdot l/s = \rho_{20} \cdot l/s.$$

Пренебрегая изменением линейных размеров нити накала при нагревании от комнатной температуры $t_2 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ до рабочей $t_1 = 2200 \dots 3000 \text{ }^\circ\text{C}$ и поделив последние уравнения друг на друга, получим

$$\frac{R_{20}}{R_{\Delta t}} = \frac{\rho_{20} \cdot l/s}{\rho_{20} \cdot l/s \cdot (1 + \alpha \Delta t)} = \frac{1}{(1 + \alpha \Delta t)}.$$

Выше было установлено, что сопротивление вольфрамовой нити в общем случае $R = U^2/P$. Отсюда сопротивление вольфрамовой нити $R_{\Delta t}$, нагретой до температуры t_1 , $R_{\Delta t} = U^2/P$. Подставив это выражение в последнее уравнение,

получим
$$\frac{R_{20}}{U^2/P} = \frac{1}{1 + \alpha \Delta t}, \quad \text{откуда} \quad \Delta t = \frac{U^2 / (P \cdot R_{20}) - 1}{\alpha},$$

где: $\alpha = 0,0045, \text{ град}^{-1}$ – температурный коэффициент сопротивления вольфрама при $20 \text{ }^\circ\text{C}$ (берется из справочника). Полагаем его неизменным при нагревании; $R_{20} = 94 \text{ Ом}$ – сопротивление вольфрамовой нити, измеренное при температуре $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Таким образом, $t_1 = \Delta t + t_2$ или $T_1 = t_1 + 273$. Тогда, как было установлено выше, коэффициент теплового излучения серого тела

$$\sigma = P / (F \cdot T_1^4).$$

6.5. Описание лабораторной установки

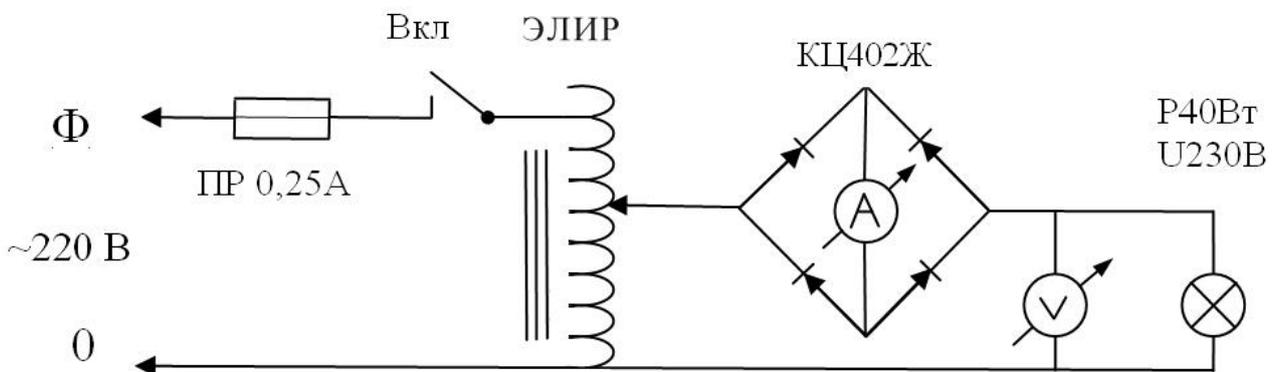


Рис. 6.5. Принципиальная электросхема лабораторной установки

Лабораторная установка (рис. 6.5 и 6.6) предназначена для изучения процессов теплоотдачи излучением твердых тел. Она представляет собой устройство, которое предназначено для эксплуатации в помещениях с нормальными климатическими условиями УХЛ категории 4.2 по ГОСТ 15150-69. Воздействие на устройство вибрации от работающего вблизи оборудования не допускается.

а) Технические характеристики устройства:

- источник излучения – нить из вольфрамовой проволоки, свитой в двойную спираль пустотной лампы накаливания мощностью $P=40$ Вт, напряжением 230 В, длиной 0,4 м, диаметром 17 мкм (рис. 6.4);
 - температура разогрева нити – от 20 до 2924 °С (293-3197 °К);
 - относительная погрешность измерения тока 1,5 %, напряжения 2,5%;
 - время установления теплового режима – не более 1,0 мин;
 - напряжение питания сети переменного тока 220 В;
 - частота тока 50 Гц.
- Режим работы устройства по времени не ограничен.

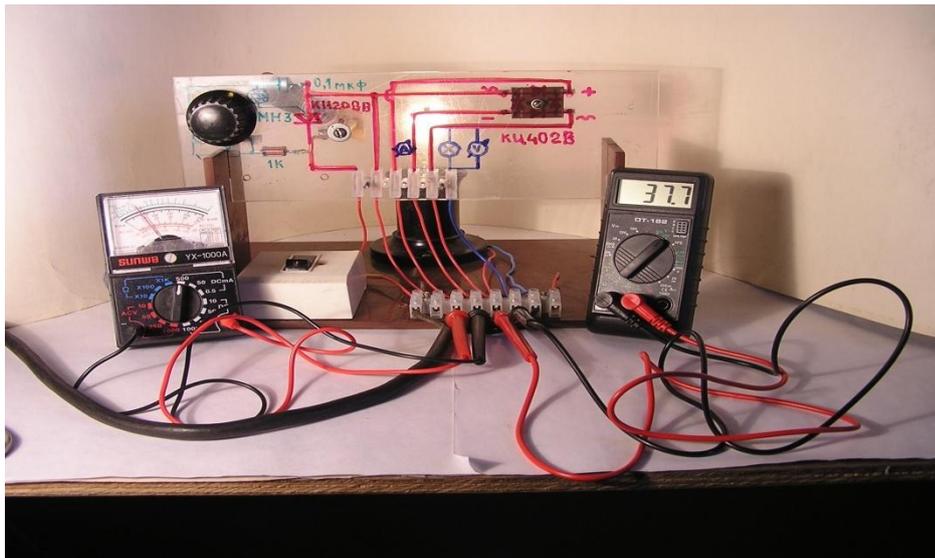


Рис. 6.6. Внешний вид лабораторной установки

б) Устройство позволяет:

- регулировать и измерять величину электрического тока через вольфрамовую нить в пределах: $0 \dots 0,173$ [А].
- регулировать и измерять величину падения напряжения на вольфрамовой нити в пределах: $0 \dots 230$ [В].

Измерение температуры окружающего воздуха производится комнатным термометром.

в) Подготовка устройства к работе

Подготовка установки к работе осуществляется персоналом лаборатории, прошедшим инструктаж и допущенным к работе на ней.

Перед включением электропитания установки необходимо осмотреть ее, убедиться в отсутствии механических повреждений и установить органы управления в исходное положение:

- выключатель – в положение "выкл";
- ручку тиристорного регулятора – в крайнее левое положение;
- включить вилку питания устройства в сетевую розетку;
- включить выключатель "вкл".

Ручкой последовательно устанавливаются заданные в табл. 6.1 величины напряжений U на вольфрамовой нити лампы накаливания. Записать в табл. 6.1 эти значения и соответствующие им значения тока I в цепи вольфрамовой нити.

После окончания работы все органы управления установить в исходное положение, вынуть вилку из сетевой розетки.

6.6. Обработка экспериментальных данных

Обработку результатов эксперимента производить последовательным вычислением следующих значений:

- мощности, потребляемой нитью,
$$P = I \cdot U, \text{ Вт};$$
- комнатной температуры воздуха в градусах Кельвина
$$T_2 = t_2 + 273, \text{ К}$$

где $t_2 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$;

– разности температур разогретой вольфрамовой нити t_1 и комнатной температуры t_2

$$\Delta t = \frac{U^2 / (P \cdot R_{20}) - 1}{\alpha}, \text{ }^\circ\text{C},$$

где $R_{20} = 94 \text{ Ом}$ – сопротивление вольфрамовой нити при температуре $20 \text{ }^\circ\text{C}$, а $\alpha = 0,0045 \text{ (град}^{-1}\text{)}$ – температурный коэффициент сопротивления вольфрама при $20 \text{ }^\circ\text{C}$;

- температуры вольфрамовой нити накаливания $T_1 = T_2 + \Delta t, \text{ К}$,
- коэффициента излучения серого тела – вольфрамовой нити

$$\sigma = P / (F \cdot T_1^4), \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4),$$

где $F = 21,352 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ – площадь боковой поверхности вольфрамовой нити;

– удельного теплового потока теплового излучения вольфрамовой нити
 $q = \sigma \cdot T_1^4 \text{ Вт}/\text{м}^2$;

– приведенного коэффициента теплового излучения вольфрамовой нити (для сравнения со справочными данными)

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

Таблица 6.1

Результаты измерений и обработки экспериментальных данных

№ п/п	Напряжение, U , В	Ток, I , $A \cdot 10^{-3}$	Мощность $P = I \cdot U$, Вт	T_1 , К	Коэффициент излучения $\sigma \cdot 10^{-8}$, $Вт/м^2 \cdot град^4$	q , $Вт/м^2$	ϵ
1	25						
2	50						
3	75						
4	100						
5	125						
6	150						
7	175						
8	200						
9	225						
10	230		40	3197	1,79		0,316

Примечания:

1. Для строки 10 использованы данные напряжения и мощности, указанные на лампе.

2. Результаты вычислений коэффициента ϵ сравнить со справочными данными, приведенными в табл. 6.2.

Таблица 6.2

Приведенная степень черноты некоторых тел ϵ

Материал	t , [°C]	ϵ	Материал	t , [°C]	ϵ
Бетон	20	0,92	Дюраль	220...620	0,016...0,03
Вольфрам	120...500	0,039...0,081	Латунь	100	0,05
Вольфрам	1700...3100	0,249...0,345	Кожа чел.	36	0,98
Графит	900...2900	0,77...0,83	Медь	200...300	0,022...0,024
Дерево	20	0,8...0,9	Сталь	170...1130	0,06...0,31
Титан	500...1000	0,2...0,36	Чугун	40...250	0,95

6.7. Отчетность по лабораторной работе

Отчетность по лабораторной работе должна включать:

- принципиальную электросхему лабораторной установки;
- результаты измерений и обработки экспериментальных данных в виде таблицы 6.1.

6.8. Контрольные вопросы

1. Каким образом происходит передача тепла излучением?

2. Какое тело называется абсолютно черным, абсолютно белым и абсолютно прозрачным?
3. Запишите и объясните закон Стефана-Больцмана.
4. Что называется степенью черноты тела?
5. Какой вывод следует из закона Кирхгофа?
6. Какую закономерность устанавливает закон Планка?
7. Как рассчитать теплообмен излучением между двумя телами?
8. Какая возникает ошибка при вычислении полного теплового потока излучения Q_L , если не учитывать слагаемое $(T_2/T_1)^4$?
9. Каким образом производится определение коэффициента теплового излучения в эксперименте?
10. Расскажите об устройстве лабораторной установки.

Литература

1. Кобельков В.Н., Улас В.Д., Федоров Р.М. Термодинамика и теплопередача. – М.: ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 2013. 328 с.
2. Мухачев Г.А., Щукин В.К. Термодинамика и теплопередача. – М.: Высшая школа, 1991. 480 с.
3. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1973. 396 с.